

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE



MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUEES
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE

THÈSE

Présentée par :

Mr. OMARI Mohamed

En vue de l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT (L.M.D)

Spécialité : Génie électrique

THÈME

Etude de l'environnement électromagnétique de la foudre

Devant le Jury :

SMAILI ATALLAH	Professeur	Université de Tiaret	Président
MIMOUNI ABDENBI	Professeur	Université de Tiaret	Rapporteur
MESSLEM YUCEF	Professeur	Université de Tiaret	Examineur
AZZOUZ ZINE EDDINE	Professeur	Université des Sciences et de la Technologie, Oran	Examineur
BENDAOU ABDELBER	Professeur	Université de Sidi Bel Abbès	Examineur

Tiaret -2017-2018

ملخص

تعتبر التأثيرات الكهرومغناطيسية للبرق مشكلة رئيسية في التوافق الكهرومغناطيسي. يمكنهم تعطيل أو إتلاف مجموعة واسعة من الأنظمة الكهربائية. ولذلك، فإن تقييم دقيق للاضطرابات الناجمة عن البرق يتطلب معرفة جيدة عن خصائص المجال الكهرومغناطيسي المنبعث. الهدف من دراستنا هو دراسة وتوصيف الإشعاع الكهرومغناطيسي المرتبط بمرحلة القوس الخلفي اللاحق للبرق. حساب المجالات الكهرومغناطيسية يتم باستخدام طريقة FDTD التي تسمح لنا بالتغلب على الافتراضات المستخدمة عموماً في البحوث السابقة لحساب تأثير التوصيلية الكهربائية للأرض. خلال هذا العمل سيتم دراسة سيناريوهات مختلفة تشمل هندسة وتكوينات معقدة، أي، وجود أو غياب أبراج عالية، أخذ بعين الاعتبار التقسيم الطبقي للأرض، وجود في ان واحد كل من برج و أرضمعددة الطبقات أفقياً وفي نهاية المطاف، وجود برج و أرضمعددة الطبقات عمودياً مع زاوية ميل. تم التحقق أولاً من صحة الحساب الرقمي الذي تم تطويره باستخدام البيانات التجريبية. النتائج التي تم الحصول عليها مشجعة للغاية، تؤكد بعضهما صحة النتائج المنشورة سابقاً في المجالات العلمية و أخرى تفتح مجالات البحث في هذا الميدان.

الكلمات المفتاحية: التوافق الكهرومغناطيسي، FDTD، برق، الإشعاع الكهرومغناطيسي

Résumé

Les effets électromagnétiques de la foudre sont un problème majeur en compatibilité électromagnétique ; ils peuvent perturber ou endommager une vaste gamme de systèmes électriques. Par conséquent, l'évaluation précise des perturbations induites par la foudre nécessite une bonne connaissance des caractéristiques du champ électromagnétique rayonné. Le but de notre travail est l'étude et la caractérisation du rayonnement électromagnétique associé à la phase de l'arc en retour subséquent de foudre. Les champs électromagnétiques sont calculés en utilisant la méthode FDTD qui nous a permis de s'affranchir des hypothèses généralement utilisées dans la littérature pour prendre en compte l'effet de la conductivité électrique du sol. Différents scénarios, qui incluent des géométries et des configurations complexes, sont étudiés, à savoir, la présence ou l'absence des objets élevés (Tours), prise en considération de la stratification du sol, présence à la fois d'une tour et d'un sol multicouches stratifié horizontalement et en fin, présence d'une tour et d'un sol stratifié verticalement avec un angle d'inclinaison (cas d'un domaine de propagation mixte terre-océan). Le code de calcul numérique ainsi développé a été, tout d'abord, validé à l'aide des données expérimentales. Les résultats obtenus sont très encourageants ; certains confirment ceux publiés dans la littérature et d'autres ouvrent des perspectives dans le domaine.

Mots clés: Compatibilité électromagnétique, FDTD, foudre, rayonnement électromagnétique.

Abstract

The electromagnetic effects of lightning are a major problem in electromagnetic compatibility; they can disrupt or damage a wide range of electrical systems. Therefore, the accurate evaluation of the disturbances induced by lightning requires a good knowledge of the characteristics of the radiated electromagnetic field. The purpose of our work is the study and characterization of the electromagnetic radiation associated with the lightning subsequent return stroke phase. Electromagnetic fields are calculated using the FDTD method which allowed us to overcome the hypotheses generally used in the literature to take into account the effect of the electrical conductivity of the soil. Different scenarios, which include geometries and complex configurations, are studied, namely, the presence or absence of high objects (Towers), taking into account the stratification of the soil, the presence of both a tower and a multilayered horizontally stratified soil and in the end, the presence of a tower and a vertically stratified soil with an inclination angle (case of a mixed land-ocean propagation domain). The numerical calculation code thus developed was first validated using experimental data. The obtained results are very encouraging; some confirm those published in the literature and others open perspectives in the field.

Key words: Electromagnetic compatibility, FDTD, lightning, electromagnetic radiation.

Remerciements

Je remercie tout d'abord Allah de m'avoir prêté santé et volonté pour mener à terme ce mémoire.

*Le déroulement d'une thèse de doctorat permet, en parallèle avec les recherches scientifiques, de rencontrer jour après jour des personnes, ou plutôt des personnalités très intéressantes, qui nous enseignent, l'intégrité, les valeurs et les bonnes manières de vivre dans une communauté scientifique. J'ai eu le plaisir de rencontrer en mon directeur de thèse, le Professeur **Abdenbi Mimouni**, une de ces personnes qui a guidé mon travail de recherche tout en me faisant profiter de ses vastes compétences qui a donné une impulsion à ma carrière scientifique. Merci **Abdenbi**.*

*Je tiens à remercier énormément Mr **Mokhtari Abdelkader**, enseignant à l'université Ibn Khaldoun de Tiaret et membre de notre laboratoire (LGEP) qui m'a aidé et qui a été un précieux soutien au début de mon doctorat, pour les encouragements qu'il n'a cessé de m'adresser et pour l'aide et l'assistance qu'il m'a apportée pour accomplir ce travail. Merci Beaucoup **Abdelkader**.*

*Le Professeur **Youcef Messlem**, directeur du laboratoire de génie électriques et des plasmas (LGEP), a eu la gentillesse de m'avoir accueilli dans Son laboratoire, et qui a guidé aussi mes premiers pas dans la recherche. Merci Pr. **Messlem**.*

*Un remerciement très spécial est voué au Professeur **Farhad Rachidi** de l'EPFL professeur et grand scientifique dans la communauté de la CEM, qui a eu la gentillesse de m'accorder une lettre d'invitation grâce à laquelle j'ai obtenu un stage et aussi pour m'avoir accueilli deux mois dans son laboratoire à EPFL, Suisse, Et pour son modeste caractère et ses conseils très objectifs. Merci **Farhad** et tous les membres du laboratoire de compatibilité électromagnétique.*

*J'adresse mes sincères remerciements aux Pr. **A. Smaili** de l'université Ibn Khaldoun de Tiaret, pour avoir accepté de présider le jury de ma soutenance. Mes remerciements vont également au Pr **Z. Azzouz** de l'université des sciences et de la technologie d'Oran, Pr **A. Bendaoud** de l'université Djilali Liabès de Sidi-bel-abbès et Pr **Y. Messlem** pour avoir accepté de faire partie du jury et d'examiner ce travail.*

Ma reconnaissance et mes remerciements à Mes parents qui n'ont épargné aucun effort et lésiné sur aucun moyen pour me permettre d'accomplir mes études ; de même que mes frères et sœurs qui eux aussi ont contribué à leur manière dans cette réussite.

*et dans le même contexte je ne peux omettre de remercier Tous les membres du laboratoire LGEP : Pr : **K. Yanallah, I. Ghlib, R. Bouazza, K. hebri, F. Adil, H. Belkharoubi, A. Gouichiche, A. Safa, A. Belkaoual, Z. Chedjara, A. Chibani, M. Zebbar, et S. Kouadri** pour m'avoir soutenu, aidé et encouragé afin que je puisse terminer ce travail.*

*Enfin, Je remercie tous mes ami(e)s : **Khier eddine, Riadh, Djamel** pour leur soutien moral et amical. Je les remercie tous un par un. Je les prie de croire en ma réelle joie et ma grande satisfaction de les avoir connus et continuer à les connaître.*

Dédicace

A mes parents

Table des matières

Liste des figures	I
Liste des tableaux	VI
Glossaire	VII
Introduction générale	1
CHAPITRE I : Revue de littérature sur les observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés	
I.1 Introduction	5
I.2 Définition et catégories des coups de foudre	5
I.3 Mécanisme de formation de l'orage	6
I.4 Classification des décharges de foudre nuage-sol	7
I.5 Décharge descendante négative	9
I.6 Décharge ascendante	12
I.7 Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés	14
I.7.1 Courant de l'arc en retour	14
I.7.1.1 Données obtenues par déclenchement artificiel de la foudre	15
I.7.1.2 Données obtenues par l'utilisation des petites tours élevées (moins de 100m)	18
I.7.1.3 Données obtenues par l'utilisation des tours élevées (plus de 100m)	23
I.7.2 Estimation indirecte des courants provenant des systèmes de localisation de la foudre (LLS)	29
I.7.3 La vitesse de l'arc en retour	31
I.8 Caractérisation des champs électromagnétiques de l'arc en retour en fonction de la distance	31
I.8.1 Mesures des champs électromagnétiques de la foudre	33
I.9 Caractéristiques de l'occurrence de la foudre / systèmes de localisation de la foudre	36
I.10 Protection contre la foudre	36
I.11 Conclusion	39
CHAPITRE II : Modélisation du courant de l'arc en retour de la foudre	

Table des matières

II.1	Introduction	41
II.2	Modélisation du courant de l'arc en retour	42
II.2.1	Classification des modèles	42
II.3	Les modèles d'ingénieur	44
II.3.1	Le modèle de Bruce et Golde (BG)	44
II.3.2	Le modèle de source de courant mobile (TCS)	46
II.3.3	Le modèle de Diendorfer et Uman (DU)	47
II.3.4	Le modèle de la ligne de transmission (TL)	47
II.3.5	Le modèle de la ligne de transmission modifié (MTL)	48
II.4	Représentation générale des modèles d'ingénieur	50
II.5	Courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre	50
II.5.1	Le modèle bi-exponentiel	50
II.5.2	Fonction d'Heidler	51
II.6	Validité des modèles d'ingénieur du courant de l'arc en retour	55
II.7	Extension des modèles d'ingénieur pour prendre en compte les objets élevés	58
	(tours) 39	
II.7.1	Extension de modèles d'ingénieur basés sur la représentation de source distribuée (modèle de Rachidi)	58
II.7.2	Extension de modèles d'ingénieur basés sur la représentation de source de tension localisée (modèle de Baba et Rakov)	61
II.7.3	Sur l'extension des modèles d'ingénieur pour prendre en compte les tours élevés	61
II.8	Conclusion	64
Chapitre III : Modélisation des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre		
III.1	Introduction	67
III.2	Champ électromagnétique associé à l'arc en retour de la foudre	68
III.2.1	Hypothèse d'un sol parfaitement conducteur	70
III.2.2	Approximation de Cooray-Rubinstein	71
III.2.3	Champ électromagnétique en dessous du sol	72
III.2.4	Formule de Cooray	73
III.2.5	Algorithme de Delfino	73
III.3	Calcul de champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour	75
III.4	Les méthodes numériques en électromagnétisme	76

Table des matières

III.5	La méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)	79
III.5.1	L'origine de la FDTD	79
III.5.2	L'algorithme de Yee	80
III.5.3	Les conditions aux limites absorbantes (ABC) et la condition de stabilité de la FDTD	84
III.6	Conclusion	86
CHAPITRE IV : Calcul du champ électromagnétique de la foudre par la méthode FDTD : résultats et analyse		
IV.1	Introduction	89
IV.2	Application de la méthode FDTD pour le calcul de champ électromagnétique de la foudre	89
IV.2.1	Coup de foudre tombant sur un sol homogène	89
IV.2.1.2	Champ électromagnétique en-dessous du sol	91
IV.2.2.2	Champ électromagnétique au-dessus du sol	94
IV.2.2	Cas d'un sol stratifié horizontalement à deux couches	95
IV.2.2.1	Champ électromagnétique au-dessus du sol	98
IV.2.2.2	Champ électromagnétique en-dessous du sol	99
IV.2.3	Coup de foudre tombant sur une tour en présence d'un sol homogène	102
IV.2.3.1	Champ électromagnétique au-dessus du sol	104
IV.2.3.2	Champ électromagnétique en-dessous du sol	105
IV.2.4	Coup de foudre tombant sur une tour en présence d'un sol stratifié horizontalement	107
IV.2.4.1	Validation du code de calcul	108
IV.2.4.2	Calcul du champ électromagnétique au-dessus du sol ($r=50m$)	110
IV.2.4.3	Calcul du champ électromagnétique en-dessous du sol ($r=50m$)	112
IV.2.4.4	Calcul du champ électromagnétique au-dessus du sol ($r=2km$, $r=10km$)	116
IV.2.4.5	Calcul du champ électromagnétique en-dessous du sol ($r=2km$, $r=10km$)	119
IV.2.5	Coup de foudre initié au sol en présence du sol stratifié verticalement avec une inclinaison	122
IV.2.5.1	Champ électromagnétique en dessous du sol ($p=1m$, $dl=5m$)	124
IV.2.5.2	Champ électromagnétique sur la surface du sol ($dl=5m$)	126
IV.2.6	Coup de foudre initié d'une tour en présence d'un sol stratifié verticalement	127

Table des matières

avec une inclinaison

IV.2.6.1 Champ électromagnétique en dessous du sol ($r=495\text{m}$ $p=1\text{m}$, $dl=5\text{m}$)	129
IV.2.6.2 Champ électromagnétique au-dessus du sol ($r=495\text{m}$, $h=10\text{m}$, $dl=5\text{m}$)	131
IV.3 Conclusion	133
Conclusion generale	135
Bibliographie	140

Liste des Figures

Chapitre I

Figure I.1	Les différentes catégories des coups de foudre [1]	6
Figure I.2	Indication illustrative de la distribution de la charge électrique à l'intérieur et autour d'un nuage orageux [2].	7
Figure I.3	Les quatre types de coup de foudre nuage-sol [3].	8
Figure I.4	Processus d'une décharge négative nuage-sol. [4]	10
Figure I.5	Diagramme schématique montrant la luminosité d'un flash négatif descendant à trois temps et le courant correspondant à la base du canal : (a) image immobile, (b) image stroboscopique et (c) courant à la base du canal de foudre. [6]	11
Figure I.6	Un éclair qui semble avoir au moins sept (peut-être même dix) arcs en retour. (a) caméra immobile, (b) photographie (technique strie)	12
Figure I.7	Diagramme schématique montrant une décharge négative ascendante et le courant correspondant à la base du canal. (a) Image de caméra fixe, (b) image de caméra à balayage et (c) le courant actuel [7].	13
Figure I.8	Quatre éclairs ascendants ont été déclenchés simultanément à partir de quatre tours de transmission de télévision de 300 m d'hauteur lors d'un orage à Kansas City (1981). [1]	14
Figure I.9	Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre (a) lanceur fixe, (b) lanceurs mobile et (c) fusées. [5]	16
Figure I.10	Séquence d'évènements d'un déclenchement artificiel de foudre. [11]	16
Figure I.11	Eclaires déclenchés en utilisant la technique de déclenchement artificiel à Camp Blanding, en Floride [6]	17
Figure I.12	Formes d'ondes normalisées du courant d'arc en retour typique (A) Premier arc, (B) arc en retour subséquent. [2]	19
Figure I.13	Courant de l'arc en retour observé au sol pour un premier arc et deux arcs en retour subséquents en présence d'une tour de 60m en Afrique du Sud (Adapté de la réf. [1]).	22

Figure I.14 Courants d'arcs en retour typiques d'une décharge négative ascendante enregistrés au sommet (533 m), au milieu (272 m) et à la base (47 m) de la tour de 540 m de hauteur à Moscou [6]	24
Figure I.15 Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de la tour CN au Canada [5]	25
Figure I.16 Courant d'arc en retour observé à (a) 509m et (b) à 474 m de la tour CN à Toronto (adapté de [31])	25
Figure I.17 (a) Tour de Peissenberg et (b) courant de foudre enregistré au sommet et à la base de la tour de Peissenberg (adapté d' Heidler [34]).	27
Figure I.18 Vue extérieure de la tour Sântis (a) [38], (b) [35]	27
Figure I.19 Empire State Building [44].	29
Figure I.20 Champ électromagnétique lointains produit par un courant de l'arc en retour de foudre. [46]	30
Figure I.21 Champ électrique vertical (colonne gauche) et champ magnétique azimutal (colonne droite) pour le premier arc en retour (ligne continue) et l'arc en retour subséquent (ligne pointillée) à des distances de 1 à 200 km [54]	32

Chapitre II

Figure II.1 Géométrie du problème.	44
Figure II.2 La distribution temporelle du courant pour le modèle de Bruce et Golde (BG).	45
Figure II.3 La distribution temporelle du courant pour le modèle de source de courant mobile	46
Figure II.4 la distribution temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle TL.	47
Figure II.5 La distribution temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLL.	48
Figure II.6 La distribution temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLE.	49
Figure II.7 Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel) [5].	52
Figure II.8 Dérivée de l'approximation analytique du courant pour les deux modèles [5].	53
Figure II.9 Allure du courant à la base du canal obtenue grâce au modèle hybride.	54
Figure II.10 premier arc et l'arc en retour subséquent à la base du canal.	55
Figure II.11 Propagation des impulsions de courant le long du canal et le long de la tour.	59
Figure II.12 Courant à la base de la tour Peissenberg (168-m).	62

Figure II.13 Courant au sommet de la tour Peissenberg (168-m).	63
Figure II.14 Courant à la base de la tour CN (553-m).	63
Figure II.15 Courant au sommet de la tour CN (553-m).	64

Chapitre III

Figure III.1 Paramètres géométriques utilisés pour calculer les champs électromagnétiques de l'arc en retour.	68
Figure III.2 Géométrie du problème dans le cas du calcul du champ électromagnétique en dessous du sol. [5]	72
Figure III.3 Géométrie adoptée par <i>Delfino</i> dans le développement de son algorithme	74
Figure III.4 Géométrie du problème pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'une tour (cas d'un sol parfait) [46].	75
Figure III.5 La cellule de Yee en 3D et en coordonnées cartésiennes.	81
Figure III.6 Principe de la discrétisation temporelle. [5]	82
Figure III.7 Maillage spatial en coordonnées cylindriques. [5]	82
Figure III.8 Domaine de calcul en (2D) avec un système à coordonnées cylindriques. [5]	83
Figure III.9 Maillage FDTD-2D coordonnées cylindrique.	85

Chapitre IV

Figure IV.1 Géométrie du problème [5].	90
Figure IV.2 Courant à la base du canal de foudre	90
Figure IV.3 Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$, $d_2 = 10\text{m}$.	91
Figure IV.4 Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$, $d_2 = 10\text{m}$.	91
Figure IV.5 Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$, $d_2 = 10\text{m}$.	92
Figure IV.6 Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$, $d_1 = 5\text{m}$.	93
Figure IV.7 Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$, $d_1 = 5\text{m}$.	93
Figure IV.8 Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$, $d_1 = 5\text{m}$.	94
Figure IV.9 Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$, $h = 7\text{m}$.	94
Figure IV.10 Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$, $h = 7\text{m}$.	94
Figure IV.11 Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$, $h = 7\text{m}$.	95
Figure IV.12 Géométrie du problème pour un sol stratifié.	97
Figure IV.13 Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$.	98
Figure IV.14 Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$.	98

Figure IV.15	Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$.	99
Figure IV.16	Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$, cas 01 et 03.	99
Figure IV.17	Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$, cas 02 et 04.	100
Figure IV.18	Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$, cas 01 et 03.	100
Figure IV.19	Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$, cas 02 et 04.	101
Figure IV.20	Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{ m}$.	101
Figure IV.21	Géométrie du problème.	102
Figure IV.22	Champ électrique horizontal ($r = 50\text{m}$, $h = 10\text{m}$).	104
Figure IV.23	Champ électrique vertical ($r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$).	105
Figure IV.24	Champ magnétique azimutal ($r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$).	105
Figure IV.25	Champ électrique horizontal ($r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$).	105
Figure IV.26	Champ électrique vertical ($r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$).	106
Figure IV.27	Champ magnétique azimutal ($r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$).	106
Figure IV.28	Géométrie du problème.	108
Figure IV.29	Champ électrique vertical à 2km de la tour CN.	109
Figure IV.30	Champ magnétique azimutal à 2km de la tour CN.	109
Figure IV.31	Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$.	110
Figure IV.32	Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$.	111
Figure IV.33	Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$.	111
Figure IV.34	Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$ (Cas 1 et 3).	112
Figure IV.35	Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$ (Cas 2 et 4).	112
Figure IV.36	Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$ (Cas 1 et 3).	113
Figure IV.37	Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$ (Cas 2 et 4).	114
Figure IV.38	Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 1 et 3).	114
Figure IV.39	Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 2 et 4).	115
Figure IV.40	Champ électrique horizontal à $r = 2\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.	116
Figure IV.41	Champ électrique vertical à $r = 2\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.	116
Figure IV.42	Champ magnétique azimutal à $r = 2\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.	117
Figure IV.43	Champ électrique horizontal à $r = 10\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.	118
Figure IV.44	Champ électrique vertical à $r = 10\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.	118
Figure IV.45	Champ magnétique azimutal à $r = 10\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.	118
Figure IV.46	Champ électrique horizontal à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 1 et 3).	119
Figure IV.47	Champ électrique horizontal à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 2 et 4).	119

Figure IV.48	Champ électrique horizontal à $r = 10\text{km}$ et $p = 3\text{m}$.	120
Figure IV.49	Champ électrique vertical à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 1 et 3).	120
Figure IV.50	Champ électrique vertical à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 2 et 4).	121
Figure IV.51	Champ électrique vertical à $r = 10\text{km}$ et $p = 3\text{m}$.	121
Figure IV.52	Champ magnétique azimutal à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$.	122
Figure IV.53	Champ magnétique azimutal à $r = 10\text{km}$ et $p = 3\text{m}$.	122
Figure IV.54	Géométrie du problème.	123
Figure IV.55	Champ électrique horizontal à $r = 200\text{m}$, $p = 1\text{m}$ et $dl = 5\text{m}$. (a) Calculé par FDTD et (b) obtenu par FEM.	124
Figure IV.56	Champ électrique vertical à $r = 200\text{m}$, $p = 1\text{m}$ et $dl = 5\text{m}$. (a) obtenu par FDTD et (b) obtenu par FEM.	124
Figure IV.57	Champ magnétique azimutal à $r = 200$, $p = 1\text{m}$ et $dl = 5\text{m}$. (a) obtenu par FDTD et (b) obtenu par FEM.	125
Figure IV.58	Champ électrique horizontal au niveau du sol ($r = 200\text{m}$, $dl = 5\text{m}$)	126
Figure IV.59	Champ électrique vertical au niveau du sol ($r = 200\text{m}$, $dl = 5\text{m}$)	126
Figure IV.60	Champ magnétique azimutal au niveau du sol ($r = 200\text{m}$, $dl = 5\text{m}$).	126
Figure IV.61	Localisation de la tour CN.	128
Figure IV.62	Géométrie du problème.	128
Figure IV.63	Courant au sommet et à la base de la tour CN.	129
Figure IV.64	Champ électrique horizontal à $r = 495\text{m}$ et $p = 1\text{m}$.	130
Figure IV.65	Champ électrique vertical à $r = 495\text{m}$ et $p = 1\text{m}$.	130
Figure IV.66	Champ magnétique azimutal à $r = 495\text{m}$ de la tour et profondeur $p = 1\text{m}$.	131
Figure IV.67	Champ électrique horizontal à $r = 495\text{m}$ et $h = 10\text{m}$.	131
Figure IV.68	Champ électrique vertical à $r = 495\text{m}$ et $h = 10$.	132
Figure IV.69	Champ magnétique azimutal à $r = 495\text{m}$ et $h = 10\text{m}$.	132

Liste des tableaux

Tableau I. 1. Caractérisation du pic de courant de l'arc en retour et de sa dérivée [12]	17
Tableau I. 2 Paramètres du courant de foudre d'un flash descendant. [3]	20
Tableau I. 3. Les paramètres du courant d'arc en retour d'une décharge négative mesurés par <i>Garbagnati</i> et ses collaborateurs [4]	21
Tableau I. 4 Paramètres du courant d'arc en retour mesuré par Eriksson et ses collaborateurs en Afrique du sud. Cas d'une décharge descendante négative [18]	23
Tableau II.1 les paramètres $P(z')$ et v^* pour cinq modèles d'ingénieur.	50
Tableau II.2. Paramètres des fonctions exponentielles [5].	51
Tableau II.3 Les paramètres des deux fonctions d'Heidler.	52
Tableau II.4. Les paramètres adoptés pour d'expression (II.18). [55]	53
Tableau II.5 Les paramètres des deux fonctions d'Heidler.	54
Tableau II.6. Validation des modèles d'ingénieur selon <i>Nucci</i> et al. [55]	57
Tableau IV.1. Paramètres du courant de l'arc en retour subséquent.	90
Tableau IV.2. les paramètres électriques des deux couches.	97
Tableau IV.3. Paramètres du courant de l'arc en retour subséquent.	129

Glossaire :

CEM :	La compatibilité électromagnétique.
FDTD :	La méthode des différences finies dans le domaine temporel.
FDFD :	La méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel.
FEM :	La méthode des éléments finis.
MOM :	La méthode des moments.
ABC :	Absorbing Boundary Conditions (conditions aux limites absorbantes).
LEMP :	L'impulsion électromagnétique de la foudre.
NALDN :	North American Lightning Detection Network.
NLDN :	National Lightning Detection Network (USA).
BG :	Modèle de Bruce et Golde.
TCS :	Travling Current Source Model (modèle de source du courant mobile).
DU :	Modèle de Diendorfer et Uman.
TL :	Modèle de ligne de transmission.
MTL :	Modèle de ligne de transmission modifiée.
MTLL :	Modèle de ligne de transmission modifiée avec une décroissance linéaire.
MTLE :	Modèle de ligne de transmission modifiée avec une décroissance exponentielle.
E_r :	Champ électrique horizontal.
E_z :	Champ électrique vertical.
H_ϕ :	Champ magnétique azimutal.
C :	Vitesse de la lumière dans le vide exprimée en mètres par seconde.
v :	Vitesse de l'arc en retour subséquent de la foudre en mètre par seconde.
ε :	Permittivité du vide.
ε_r :	Permittivité relative du matériau.
μ_0 :	Perméabilité du vide.
μ_r :	Perméabilité relative du matériau.
σ :	Conductivité électrique.

r :	Vecteur position selon l'axe horizontal (x).
z :	Vecteur position selon l'axe vertical (Z).
H :	Hauteur du canal de la foudre.
h :	Hauteur de la tour.
Z' :	Indique la position d'un point le long du canal de la foudre ($0 \leq h \leq H$).
λ :	La constante de décroissance du courant
u :	La fonction d'Heaviside.
$P(z')$:	Le facteur d'atténuation du courant dépendant de la hauteur.
I_0 :	L'amplitude du courant à la base du canal.
τ_1 :	Le temps de montée de l'impulsion du courant.
τ_2 :	La durée de l'impulsion du courant.
η :	Le facteur de correction d'amplitude du courant.
n :	représente le nombre de réflexions aux deux extrémités de la tour.
Z_t :	L'impédance caractéristique de la tour.
Z_{ch} :	L'impédance caractéristique du canal de la foudre.
Z_g :	L'impédance du sol.
ρ_t :	Coefficient de réflexion au sommet de la tour.
ρ_g :	Coefficient de réflexion à la base de la tour.
δ :	Epaisseur de peau.
Δr :	Le pas temporel selon l'axe (x).
Δz :	Le pas temporel selon l'axe (z).
Δt :	Le pas temporel.
i :	L'incrément dans l'espace selon l'axe (x).
j :	L'incrément dans l'espace selon l'axe (Z).
n :	L'incrément dans le temps.

Introduction Générale

L'action des perturbations électromagnétiques sur les systèmes électriques et/ou électroniques peut provoquer leur dysfonctionnement et avoir des conséquences dangereuses mettant parfois en cause la sécurité des personnes. C'est pourquoi, il existe depuis longtemps une branche de l'ingénierie qui porte sur la conception des systèmes et leurs analyses, de sorte que, ces systèmes se doivent être compatibles avec leur environnement électromagnétique. La validation de la compatibilité électromagnétique (CEM) des systèmes, qui accompagne les phases de conception et de développement, est basée sur l'application de normes bien définies.

D'après la Norme VEI 161-01-07, la compatibilité électromagnétique est définie comme l'Aptitude d'un appareil ou d'un système à fonctionner dans son environnement électromagnétique, de façon satisfaisante et sans produire lui-même des perturbations électromagnétiques intolérables pour tout ce qui se trouve dans cet environnement. Le terme de CEM désigne aussi l'ensemble des techniques qui traitent toutes les perturbations électromagnétiques ainsi que les moyens permettant d'éviter les effets indésirables qu'elles sont susceptibles de provoquer.

La foudre est probablement l'un des phénomènes naturels le plus étudié ; d'abord, pour son pouvoir de destruction et ensuite pour son apparence impressionnante. Il est probable que la foudre était présente sur terre bien avant que la vie a évolué sur notre planète et il est possible que la foudre joue un rôle dans la production des molécules organiques nécessaires à la formation de chaque forme de vie. Les rencontres des premiers humains avec la foudre étaient sans aucun doute effrayantes et fascinantes, toutes les civilisations anciennes ont incorporé l'éclair et le tonnerre dans leurs croyances religieuses. De nos jours, cette croyance a été remplacée par une connaissance scientifique, et les chercheurs dans de nombreux pays à travers le monde ont contribué à l'avancement de notre compréhension de la décharge de la foudre.

Les champs électromagnétiques de la foudre sont, jusqu'à ce jour, un problème majeur en compatibilité électromagnétique, ils peuvent perturber ou endommager une vaste gamme de systèmes électriques et/ou électroniques, allant des puces électroniques aux systèmes électriques et de communication aériens en passant par les avions et tout ce qui contient des circuits

électriques. L'étude de l'interaction des effets électromagnétiques de la foudre avec ces systèmes est nécessaire pour la conception d'une protection appropriée.

La protection correcte et efficace des systèmes contre ces perturbations électromagnétiques rayonnées par la foudre nécessite des études à la fois théoriques et expérimentales afin de caractériser le canal de la foudre et son environnement électromagnétique. Ces études reposent généralement sur les données du courant de foudre mesuré à la base du canal en utilisant soit des tours instrumentées soit des déclenchements artificiels de la foudre. Les données expérimentales significatives obtenues en utilisant deux tours instrumentées à Monte San Salvatore (Suisse) au cours des années 1970 représentent la caractérisation statistique la plus complète des paramètres de courant de foudre. Aujourd'hui, la plupart des études traitant les effets électromagnétiques de la foudre sont basées sur les données statistiques mentionnées ci-dessus. Les résultats obtenus des études expérimentales ainsi que des études théoriques montrent clairement l'effet des objets élevés (tours) sur le courant de foudre et par conséquent sur le champ électromagnétique associé.

Durant ces dernières années, beaucoup de chercheurs ont analysé l'effet de la stratification horizontale ou verticale du sol sur la propagation du champ électromagnétique rayonné par la foudre, en effet, prendre un sol homogène entraîne des erreurs notables dans la prédiction des champs électromagnétiques de la foudre et par conséquent, des erreurs dans l'évaluation des couplages champ-structure.

L'objectif de ce travail de thèse est l'étude de l'environnement électromagnétique de la foudre par modélisation et simulation numérique. Le champ électromagnétique associé au courant de l'arc en retour sera calculé, en dessous et au-dessus du sol, par la méthode des différences finies « FDTD » qui permet la résolution numérique des équations de Maxwell dans le domaine temporel. Plusieurs géométries à différents degrés de complexité seront prises en compte à savoir, présence ou absence d'objets élevés (tours), sol homogène ou stratifié et stratification verticale du sol présentant un angle d'inclinaison. Le but est de voir l'effet des paramètres des objets élevés et les propriétés électriques du sol sur les courants de foudre et les champs électromagnétiques rayonnés et de voir quel paramètre influe de plus dans le rayonnement.

La thèse comporte quatre chapitres. Après l'introduction générale, on va présenter, dans le premier chapitre, une synthèse globale des travaux de recherche antérieurs liés aux mesures des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés. On commence par présenter brièvement la phénoménologie de la foudre. Une attention particulière sera réservée aux décharges de foudre descendantes négatives. Par la suite, on présentera les deux techniques utilisées pour les mesures, à savoir le déclenchement artificiel de la foudre et l'utilisation des tours instrumentées. Les différentes caractéristiques des courants de foudre, de la vitesse de l'arc en retour et des champs électromagnétiques obtenues par les principales campagnes de mesure à travers le monde seront exposées. La fin de ce chapitre sera consacrée à la protection des systèmes contre la foudre. On va sélectionner dans cette revue de littérature seulement trois sujets spécifiques, à savoir la protection des lignes de distribution, la protection des éoliennes et la mise à la terre.

Dans le chapitre 2, la modélisation de l'arc en retour de la foudre est présentée en passant par un bref rappel des différentes philosophies de modélisation pour aborder la réalité du phénomène naturel. Parmi les différentes approches existantes dans la littérature, une classe de modèles d'arc en retour, à savoir les modèles d'ingénieur, qui seront utilisés tout au long de cette thèse, est présentée en détail dans ce chapitre. En commençant par leurs premières formulations concernant des arcs en retour initiés au sol, ensuite on décrit leur extension pour prendre en compte la présence d'un objet élevé (tour).

Le chapitre 3 est consacré à la modélisation des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre. On va présenter tout d'abord, la formulation rigoureuse concernant le calcul du champ électromagnétique, ensuite, on passe aux approximations, généralement, utilisées dans la littérature pour pallier aux problèmes rencontrés avec la formulation rigoureuse. Les expressions du champ électromagnétique seront données au-dessus et en dessous d'un sol de conductivité finie, avec ou sans tour. Dans la deuxième partie du chapitre, on va présenter, très brièvement, les méthodes numériques utilisées en électromagnétisme, à savoir : la méthode des moments, la méthode des éléments finis et la méthode de différences finies à point centré FDTD.

Dans le chapitre 4, on va présenter notre analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre en adoptant la méthode FDTD dans un système de coordonnées 2D cylindriques. On commencera par des cas déjà étudiés dans la littérature, à savoir, coup de foudre tombant sur un sol homogène, coup de foudre tombant sur un sol stratifié et coup de foudre tombant sur une

tour. Ensuite, nous essayons de prendre des géométries couplées, c'est-à-dire, présence d'une tour avec un sol multicouche stratifié horizontalement et présence d'une tour avec un sol stratifié verticalement présentant une inclinaison. Le but est de se rapprocher le maximum possible à des cas réels.

Nous terminons cette thèse par les conclusions que nous avons pu tirer de cette étude et les perspectives de ce travail.

Chapitre I :

**Revue de littérature sur les observations
expérimentales des courants de foudre et des champs
électromagnétiques associés**

I.1 Introduction

Le but essentiel de ce chapitre est de donner une synthèse globale des travaux de recherche antérieurs liés aux mesures des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés.

On commence ce chapitre par présenter brièvement la phénoménologie de la foudre. Une attention particulière sera réservée aux décharges de foudre descendantes négatives. Par la suite, on présentera les deux techniques utilisées pour les mesures, à savoir le déclenchement artificiel de la foudre et l'utilisation des tours instrumentées. Les différentes caractéristiques des courants de foudre, de la vitesse de l'arc en retour et des champs électromagnétiques obtenues par les principales campagnes de mesure à travers le monde seront exposées. La fin de ce chapitre est consacrée à la protection des systèmes contre la foudre. On va sélectionner dans cette revue de littérature seulement trois sujets spécifiques, à savoir la protection des lignes de distribution, la protection des éoliennes et la mise à la terre.

I.2 Définition et catégories des coups de foudre

La foudre est une très longue étincelle électrique, "très longue" qui signifie plus d'un kilomètre. La plupart des coups de foudre sont générés dans les orages d'été et sont caractérisés par une longueur de 5 à 10 km, à l'extrême à environ 100 km, associés par une impulsion de courant très forte [1].

Toutes les décharges de foudre peuvent être divisées en deux catégories : celles qui traversent l'air entre le nuage et le sol, et celles qui ne le font pas. Ces dernières sont appelées "décharges nuageuses" et représentent la majorité des décharges de foudre. Comme illustré sur la figure I.1, les décharges nuageuses qui se produisent totalement dans un seul nuage, sont appelées "décharges intra-nuage" ; celles qui se produisent entre les nuages sont appelées 'décharges inter-nuages' ; et celles qui se produisent entre le nuage et l'air environnant sont appelées décharges nuage-air.

En termes de protection contre la foudre, les décharges nuageuses sont intéressantes en raison de leur interaction avec les aéronefs tels que les avions.

Pour une meilleure protection de l'homme, de l'animal et des systèmes électriques et/ou électroniques, la connaissance et la caractérisation des décharges nuage-sol sont d'un intérêt primordial [1].



Figure I.1 Les différentes catégories des coups de foudre [1]

I.3 Mécanisme de formation de l'orage

La source principale de la foudre est le nuage orageux, qui est également appelé le cumulonimbus.

Un nuage orageux se forme à partir d'un petit nuage de beau temps. La source la plus commune de la décharge de foudre est la séparation des charges dans les nuages d'orage. Les orages les plus fréquents font suite à des fronts froids. A l'arrivée d'un de ceux-ci, la masse d'air froid s'infiltré sous l'air chaud et le soulève, ceci engendre des turbulences dans l'air chaud rejeté en altitude ; ainsi se forment les cumulonimbus. Il existe plusieurs théories pour expliquer le mécanisme complexe de l'électrification des nuages, mais ceci ne fait pas l'objet de ce travail.

Considérons un nuage orageux typique, la partie supérieure, constituée de glace, est chargée positivement (région P), tandis que la partie inférieure constituée de gouttelettes d'eau est chargée négativement (région N). Souvent, un ilot de charges positives (région p) est enserré dans cette masse de charges négatives (figure I.2).

A la proche d'un nuage orageux, le champ électrique atmosphérique au sol, qui est de l'ordre d'une centaine de volts par mètre, commence par s'inverser, puis croit dans de fortes proportions. Lorsqu'il est environ 20 kV/m, une décharge au sol pourrait être prévue.



Figure I.2 Indication illustrative de la distribution de la charge électrique à l'intérieur et autour d'un nuage orageux [2].

I.4 Classification des décharges de foudre nuage-sol

Les décharges de foudre nuage-sol sont classées sur la base de la polarité de la charge effectivement transférée au sol (charge positive ou négative) et selon la direction du traceur initial qui déclenche la décharge (traceur ascendant ou descendant). Ce sont, comme illustré sur la figure I.3 :

- A. Coup de foudre descendant négatif
- B. Coup de foudre ascendant positif
- C. Coup de foudre descendant positif
- D. Coup de foudre ascendant négatif

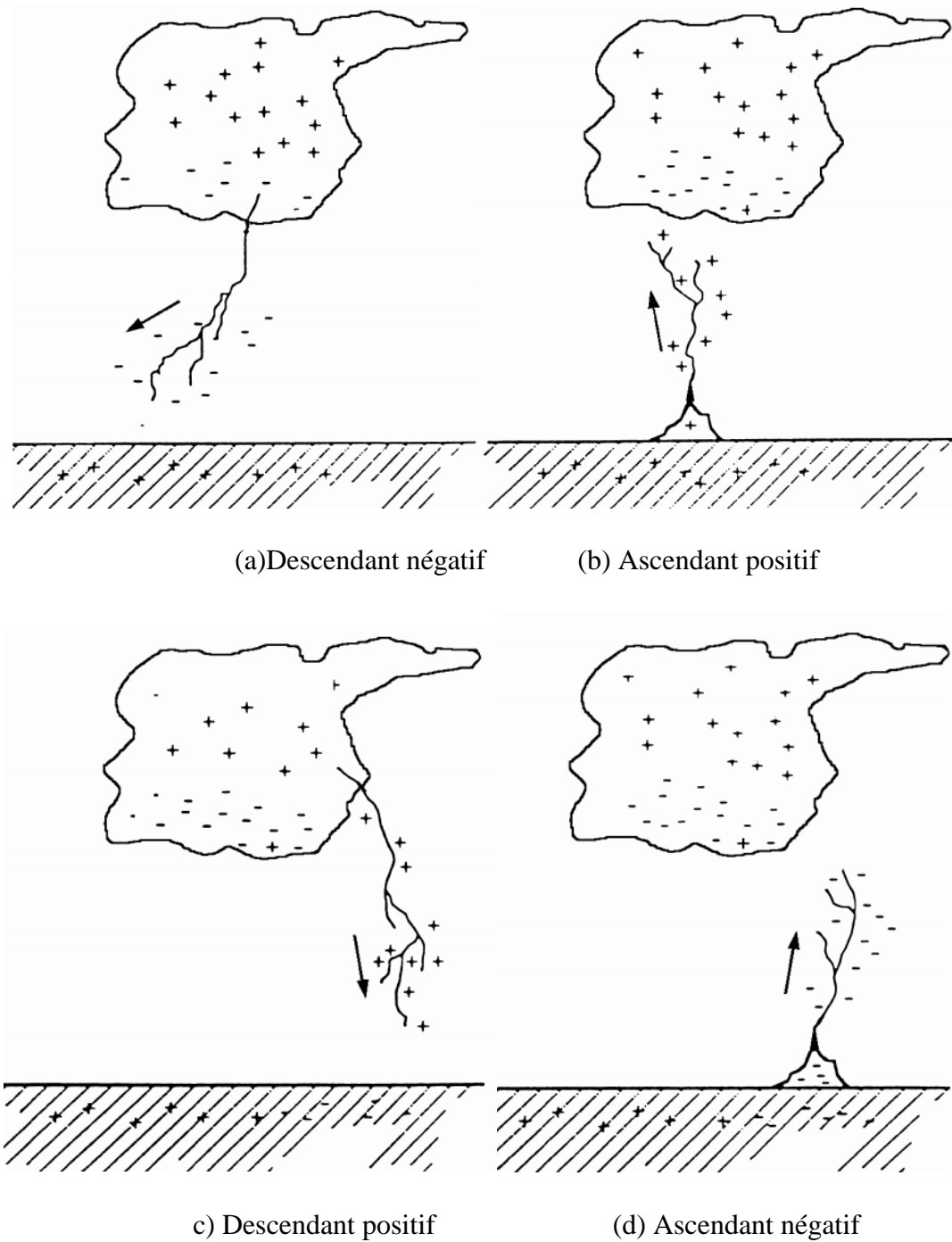


Figure I.3 Les quatre types de coup de foudre nuage-sol [3].

Le traceur est un processus qui précède l'arc en retour. Il crée un chemin conducteur entre la charge du nuage et le sol. Selon les observations expérimentales et les statistiques faites par plusieurs chercheurs à travers le monde, les décharges descendantes négatives, type (a), représentent environ 90% des décharges nuage-sol, et qu'environ 10% des éclairs nuage-sol sont des décharges descendantes positives, type (c). Les décharges de foudre ascendantes, types (b) et

(d), se produisent uniquement à partir d'objets élevés (plus de 100 m environ) ou d'objets de hauteur modérée situés sur les sommets des montagnes.

I.5 Décharge descendante négative

Une décharge négative (nuage-sol) typique apporte une quantité de charge négative de quelques dizaines de coulomb à la terre. La décharge totale est appelée éclair et possède une durée de l'ordre de 0.5 seconde. Chaque éclair est constitué de plusieurs composantes de décharge dont typiquement trois ou quatre impulsions de courant de forte amplitude dites arcs en retour. Chaque arc en retour a une durée d'environ 1 ms, la séparation entre deux arcs en retour successifs étant typiquement plusieurs dizaines de millisecondes. La figure I.4 illustre le processus d'un éclair négatif, plusieurs phases peuvent y être distinguées : *la décharge préliminaire* (preliminary breakdown, en anglais) intervient à l'intérieur du nuage, très probablement entre les régions N et P. cette décharge déclenche le développement d'un canal chargé négativement dirigé vers le sol appelé *traceur par pas* (stepped leader). La progression de ce canal s'effectue par une série de bonds (ou pas) lumineux successifs, chaque bond ayant une longueur de quelques dizaine de mètres et une durée d'environ 1ms ; deux bonds successifs sont séparés par une pause de l'ordre de 500 ms.

Le traceur apporte une quantité de charges négatives de l'ordre de 10 coulombs vers le sol avec une vitesse moyenne de $2 \cdot 10^5$ m/s. A chaque pas du traceur correspond une impulsion de courant d'amplitude supérieure à 1 kA. Ces dernières sont associées à des impulsions des champs électriques et magnétiques d'une durée d'environ 1 ms et des temps de montée inférieurs à 0.1 ms. A l'approche du sol, le traceur, dont le potentiel par rapport à la terre est environ -10 MV, provoque une intensification du champ électrique et initie une ou plusieurs *décharges ascendantes* (upward connecting leader) : cette phase est appelée *le processus d'attachement* (attachment process).

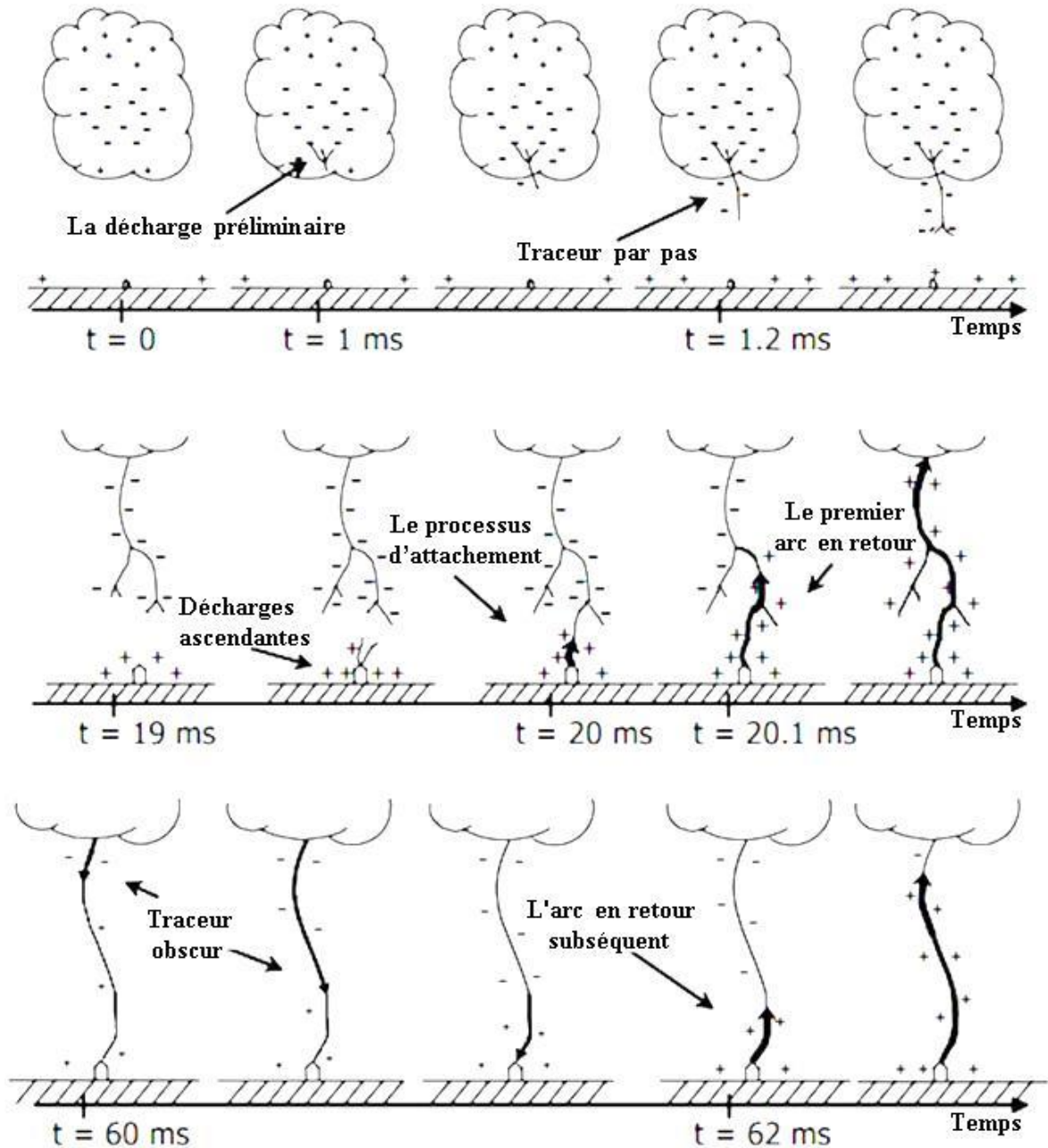


Figure I.4 Processus d'une décharge négative nuage-sol. [4]

La jonction entre une des décharges ascendantes et le traceur par pas s'effectue à quelques dizaines de mètres au-dessus du sol. Le canal du traceur est alors déchargé lorsqu'une onde de potentiel de sol, *le premier arc en retour* (first return stroke), se propage vers le nuage et neutralise le canal chargé par le traceur avec une vitesse décroissante en fonction de la hauteur, de l'ordre de $1/3$ de la vitesse de la lumière. Le premier arc en retour produit un courant au niveau du sol d'une valeur de pic typique de 30 kA et d'un temps de montée de l'ordre de quelques microsecondes. La durée de l'impulsion du courant (à la mi-hauteur) est de l'ordre de

50 ms. Durant cette phase, la température du canal s'élève rapidement pour atteindre des valeurs jusqu'à 30000°K qui génère un canal de haut pression provoquant une onde de choc appelée tonnerre.

Après la phase de l'arc en retour, l'éclair peut disparaître. Néanmoins, si une quantité résiduelle de charges est encore présente au sommet du canal, il se développe dans le canal précédemment tracé un *traceur obscur* (dart leader) à une vitesse de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ m/s apportant une charge d'environ 1 coulomb associée à un courant de 1 kA. Entre la fin du premier arc en retour et le début du traceur obscur, une activité électrique, désignée par les *processus J et K*, se manifeste ; il existe cependant un doute quant à l'influence de cette activité et le déclenchement du traceur obscur. Le traceur obscur déclenche enfin *l'arc en retour subséquent* (subsequent return stroke) [5].

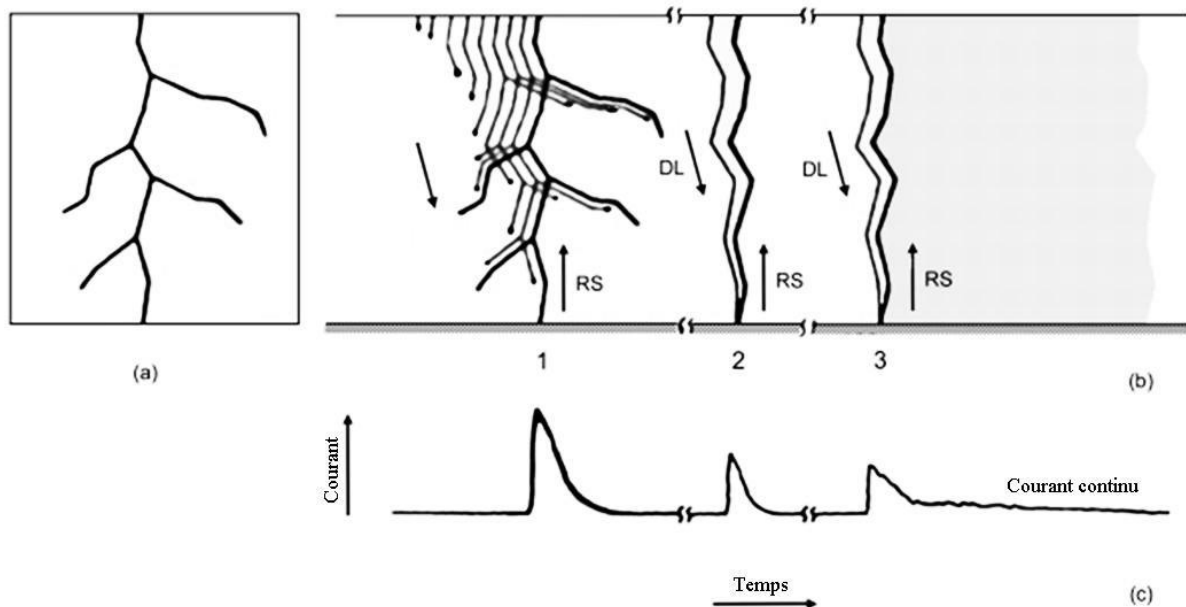


Figure I.5 Diagramme schématique montrant la luminosité d'un flash négatif descendant à trois temps et le courant correspondant à la base du canal : (a) image immobile, (b) image stroboscopique et (c) courant à la base du canal de foudre. [6]

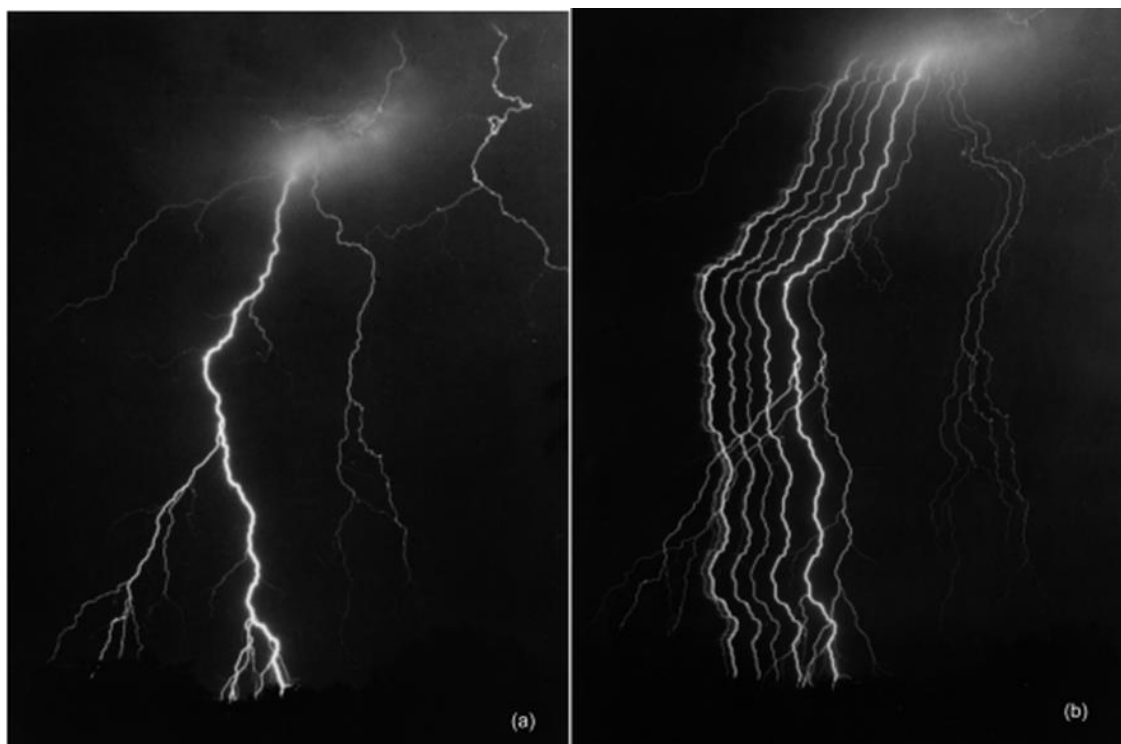


Figure I.6 Un éclair qui semble avoir au moins sept (peut-être même dix) arcs en retour.

(a) caméra immobile, (b) photographie (technique strie).[6]

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.

I.6 Décharge ascendante

La décharge ascendante, par opposition à la décharge descendante, ne se produirait pas si l'objet élevé (une tour par exemple) qui la déclenche n'était pas présent. Les objets de hauteurs allant de 100 à 500m peuvent produire des éclairs descendants et ascendants, la fraction des éclairs ascendants augmente en fonction de la hauteur de l'objet, les structures ayant des hauteurs inférieures à 100m environ sont généralement supposées être frappées uniquement par des éclairs descendants, et les structures avec des hauteurs supérieures à 500 m environ sont généralement supposées ne connaître que des éclairs ascendants. Si une structure est située au sommet d'une montagne, alors une hauteur effective supérieure à la hauteur physique de la

structure est souvent affectée à cette dernière afin de tenir compte de la distorsion du champ due à la présence de la montagne sur laquelle la structure est située. Par exemple, les deux tours utilisées par *Berger et al.* [3] dans leurs études de foudre sont situées sur la montagne San Salvatore en Suisse de hauteur physique d'environ 70 m, alors que leur hauteur effective était estimée à 350 m par *Eriksson* [7]. Les décharges négatives ascendantes sont initiées par les traceurs positifs ascendants (upward positif leader, UPL) à partir des sommets des objets élevés. Le traceur ascendant comble l'écart entre l'objet et la zone de charge négative dans le nuage et sert à établir un courant continu initial (initial continuous current, ICC), qui dure typiquement quelques centaines de millisecondes. Le traceur ascendant (UPL) et le courant continu initial (ICC) constituent l'étape initiale (initial stage, IS) d'un éclair ascendant. L'étape initiale peut être suivie, après un intervalle sans courant, par une ou plusieurs séquences de traceur descendant/arc en retour ascendant. Comme illustré sur la figure I.7. Les séquences de traceur descendant/arc en retour ascendant dans l'éclair ascendant sont similaires au phénomène d'une décharge descendante. Les éclairs ascendants peuvent être négatifs, positifs ou bipolaires. [7]

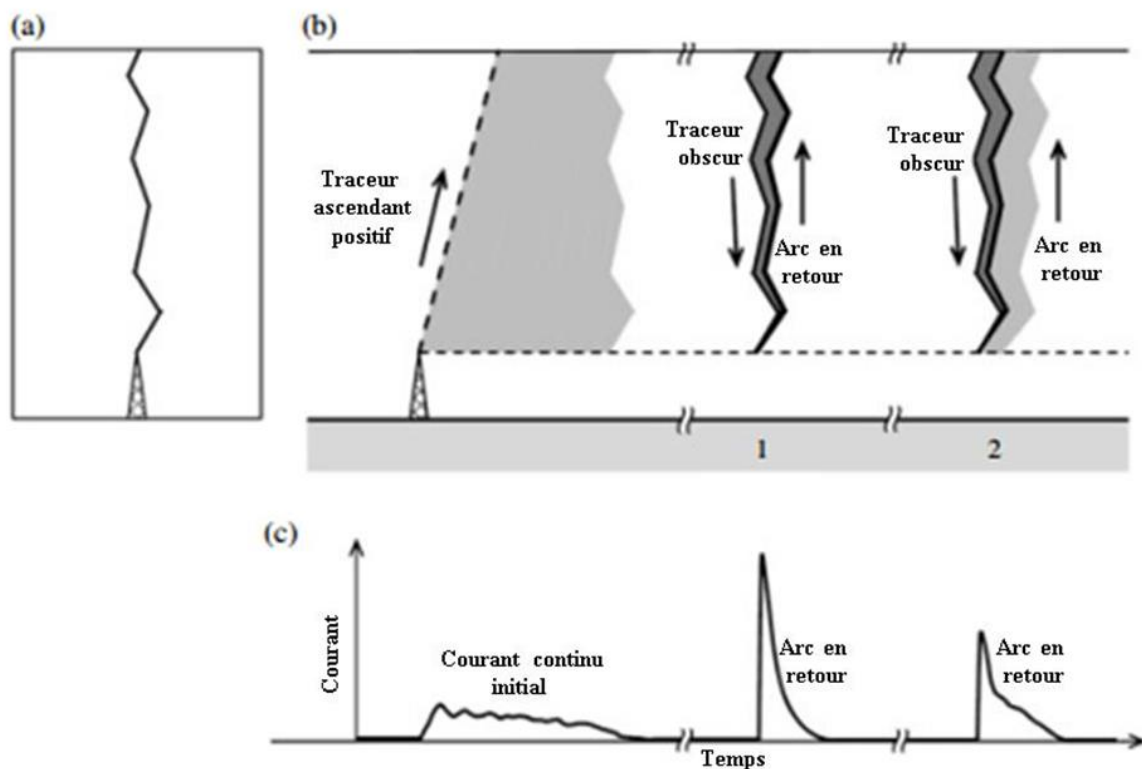


Figure I.7 Diagramme schématisant une décharge négative ascendante et le courant correspondant à la base du canal. (a) Image de caméra fixe, (b) image de caméra à balayage et (c) le courant actuel [7].



Figure I.8 Quatre éclairs ascendants ont été déclenchés simultanément à partir de quatre tours de transmission de télévision de 300 m d'hauteur lors d'un orage à Kansas City (1981). [1]

I.7 Observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques associés

I.7.1 Courant de l'arc en retour

Les paramètres de foudre traditionnels nécessaires dans les applications d'ingénierie comprennent l'amplitude du courant, le maximum de la dérivée du courant, le taux moyen d'augmentation du courant, le temps de montée, la durée de l'impulsion, le transfert de charge, etc. Les données de ces paramètres, actuellement adoptées par la plupart des normes de protection contre la foudre, sont basées sur des mesures effectuées par *Berger* et ses collaborateurs en Suisse [3]. Des mesures de courant sur des tours instrumentées ont été faites aussi en Russie, en Afrique du Sud, au Canada, en Allemagne, au Brésil, au Japon et en Autriche. Des résultats importants des études brésilienne, japonaise et autrichienne ont été

publiés au cours de ces derniers 20 ans. On passera en revues, par la suite, ces résultats. D'autres mesures de courant récentes sont également considérées.

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

- a). Déclenchement artificiel de la foudre
- b). Utilisation des tours instrumentées

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

I.7.1.1 Données obtenues par déclenchement artificiel de la foudre

Schoene et al. [8] ont présenté une analyse statistique des principales caractéristiques des formes d'onde de courant pour 206 arcs en retour dans 46 éclairs déclenchés par des fusées. Les éclairs ont été déclenchés au cours d'une variété d'expériences liées à l'interaction de la foudre avec des lignes électriques qui ont été menées entre 1999 et 2004 à Camp Blanding, en Floride. Le pic moyen du courant de l'arc en retour a été trouvé à 12 kA. Ce qui est cohérent avec ce qui a été rapporté par d'autres études de déclenchement artificiel de la foudre (voir [9]). De plus, il a été constaté que ce paramètre n'était pas influencé par la géométrie de l'objet de déclenchement (la fusée ou le fil) ni par la mise à la terre, comme rapporté précédemment par *Rakov* et al. [10].

La technique la plus efficace pour déclencher la foudre implique le lancement, en direction du nuage orageux, d'une petite fusée traînant derrière elle un fil métallique mince relié à la terre. Cette méthode est généralement appelée déclenchement classique et est illustrée sur les figures I.9 et I.10. Pour décider quand lancer une fusée de déclenchement, la charge de nuage est détectée indirectement en mesurant le champ électrique au sol. En Floride, Les valeurs de champ de 4-10 kV/m sont généralement de bons indicateurs de conditions favorables pour l'initiation de la foudre négative.

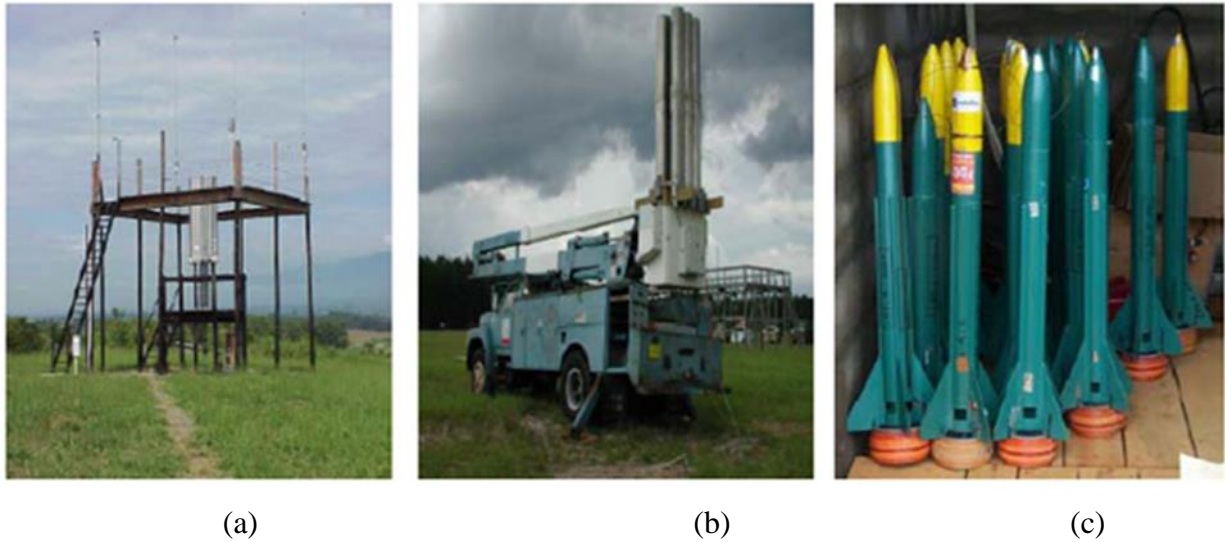


Figure I.9 Lanceurs et fusées utilisés lors d'un déclenchement artificiel de la foudre

(a) lanceur fixe, (b) lanceurs mobile et (c) fusées. [5]

Lorsque la fusée, lancée vers le nuage orageux, est d'environ 200 à 300 m de hauteur, l'amélioration du champ près de la pointe de la fusée initie un leader chargé positivement qui se propage vers le nuage. Ce traceur (leader) positif ascendant comble le vide entre le nuage et le sol, et établit un courant continu initial d'une durée de quelques centaines de millisecondes qui transporte la charge négative de la région de la source des charges vers l'installation de déclenchement. Les traceurs obscurs et les arcs en retour subséquents dans la foudre déclenchée artificiellement sont similaires aux séquences des traceurs obscurs/arcs en retour dans la foudre naturelle, bien que les processus initiaux dans les deux cas sont clairement différents.

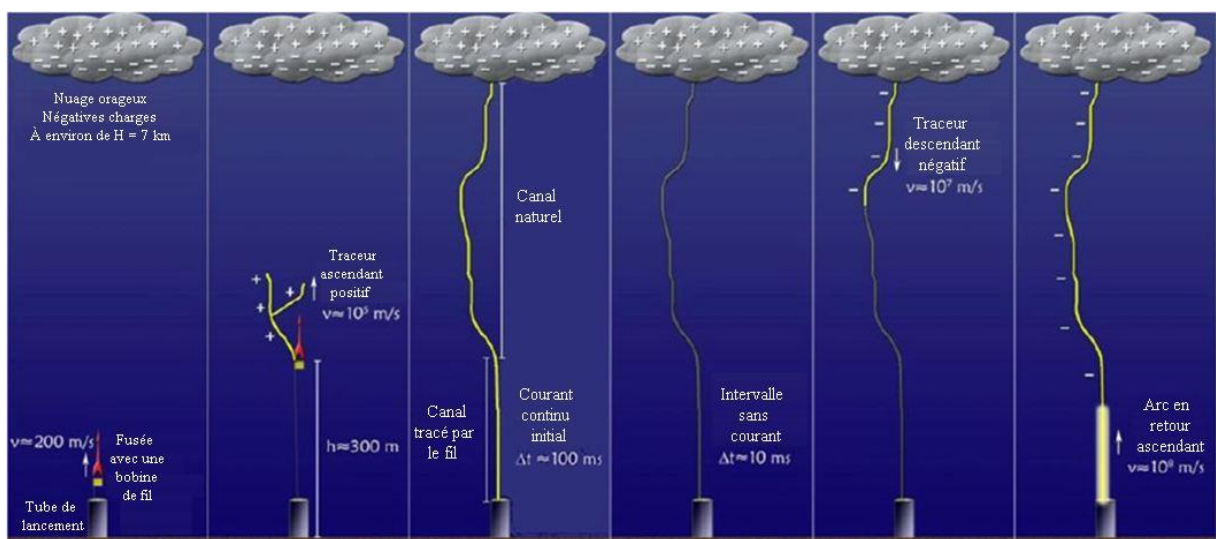


Figure I.10 Séquence d'événements d'un déclenchement artificiel de foudre. [11]

À ce jour, plus de 1000 décharges de foudre ont été déclenchées par des chercheurs de différents pays utilisant la technique de la fusée et du fil, dont plus de 450 au Centre international de recherche et d'essais sur la foudre (ICLRT) à Camp Blanding, en Floride (La ICLRT a été créée en 1993). Les photographies de deux éclairs classiques déclenchés artificiellement au Camp Blanding sont montrées sur la Figure I.11 [6].



Figure I.11 Eclaires déclenchés en utilisant la technique de déclenchement artificiel à Camp Blanding, en Floride [6]

Cependant, il faut être conscient des différences entre certaines propriétés de la foudre artificielle et celles de son équivalent naturel. La foudre déclenchée artificiellement se produit généralement dans des conditions nuageuses sous lesquelles la décharge a peu de chance de se déclencher indépendamment. Par conséquent, la partie inférieure du canal de foudre est contaminée par des résidus de fil métallique. De plus, le canal se termine par une installation ayant des caractéristiques géométriques et électriques spécifiques. Il a été rapporté que les éclairs déclenchés artificiellement diffèrent des éclairs naturels, en ce qu'ils présentent un plus grand nombre de coups par flash, une vitesse de traceur obscur (dart leader) plus élevée et une durée d'intervalle inter-flash plus courte.

Tableau I. 1. Caractérisation du pic de courant de l'arc en retour et de sa dérivée [12]

L'endroit	L'année	Nombre d'évènement	Valeur moyenne du pic du courant (KA)	Valeur moyenne du pic de la dérivée du courant (KA/ μ s)
Floride	1985-1991	305/134	12.1	91.4
France	1986, 1990-1991	54/47	9.8	36.8

Comme le montre le Tableau I. 1, les valeurs moyennes du courant sont respectivement de 12,1 et 9,8 kA aux États-Unis et en France. Ces valeurs médianes diffèrent d'environ 20%. On note une similitude entre la valeur moyenne du pic du courant mesurée en Floride et celle rapportée par *Berger* [3].

Les résultats obtenus par déclenchement artificiel ont fourni un aperçu considérable sur les processus de la foudre qui n'auraient pas été possibles à partir des études de la foudre naturelle en raison de son occurrence aléatoire sur le plan spatial et temporel.

I.7.1.2 Données obtenues par l'utilisation des petites tours élevées (moins de 100m)

La description la plus complète du courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre est donnée par l'équipe du Professeur *Berger* (rapporté par *Uman* [4]) durant les années 1950-1980. Cette caractérisation est basée sur des oscillogrammes des courants mesurés à l'aide des shunts résistifs installés au sommet de deux tours de 70m de hauteur au sommet de la montagne San Salvatore à Lugano, en Suisse d'altitude 915m au-dessus du niveau de la mer. La hauteur effective de chaque tour a été estimée par *Eriksson* à 350 m. En conséquence, environ 15% des mesures rapportées par l'équipe du Prof. *Berger* sont dues à des traceurs descendants. La plupart des décharges sont initiées par des traceurs ascendants positifs et négatifs. [2]

La figure I.12 illustre les formes moyennes des courants typiques correspondant aux arcs en retour premier et subséquent d'une décharge négative. Dans cette figure, La partie montante de la forme d'onde de premier arc est caractérisé par une forme concave, la partie initiale plus lente étant probablement due au processus d'attachement. Il est possible de voir un temps de montée rapide du courant correspondant à l'arc en retour subséquent. La distribution statistique des principaux paramètres du courant est présentée dans le tableau I.2.

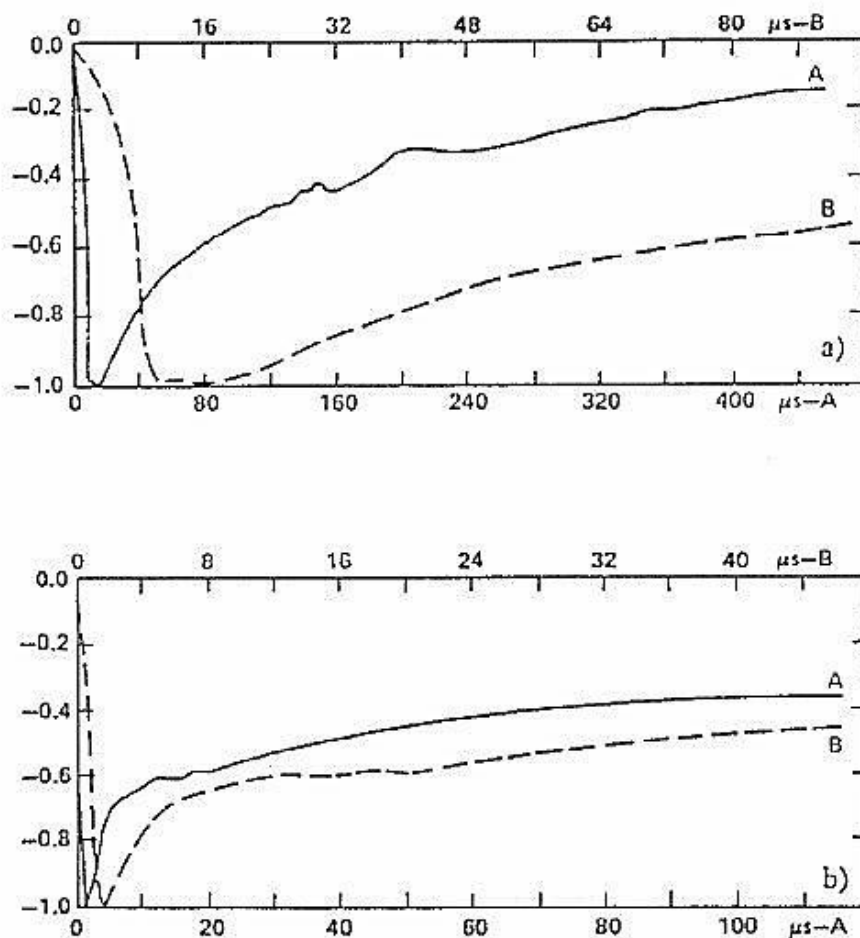


Figure I.12 Formes d'ondes normalisées du courant d'arc en retour typique (A) Premier arc, (B) arc en retour subséquent. [2]

La caractérisation des données de *Berger*, présentées sur la figure I.12 et dans le tableau I.2, nous permet d'extraire les observations suivantes pour les flashes descendants :

- A. L'amplitude du courant du premier arc en retour est supérieure à celle du courant de l'arc en retour subséquent.
- B. La valeur maximale de la variation du courant, di/dt , dans le cas d'un arc subséquent est supérieure à celle du premier arc en retour (plus de trois fois pour la colonne de 50% dans le Tableau I.2).
- C. 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.

- D. La durée de la valeur maximale (2 kA à crête) est plus courte dans les courants de l'arc en retour subséquent négatif que dans les courants du premier arc en retour négatif.
- E. La durée du flash du courant d'arc en retour subséquent négatif est plus courte que celle de premier arc en retour négatif (environ deux fois pour la colonne 50% du tableau I.2).

Tableau I. 2 Paramètres du courant de foudre d'un flash descendant. [3]

paramètre	Unités	taille de l'échantillon	pourcentage dépassant la valeur tabulée		
			95%	50%	5%
le pic du courant					
premier arc négatif	kA	101	14	30	80
arc subséquent négatif	kA	135	4.6	12	30
premier arc positif	kA	26	4.6	35	250
Charge (charge totale)					
premier arc négatif	C	93	1.1	5.2	24
arc subséquent négatif	C	122	0.2	1.4	11
flash négatif complet	C	194	1.3	7.5	40
charge d'impulsion					
premier arc négatif	C	90	1.1	4.5	20
arc subséquent négatif	C	117	0.22	0.95	4.0
premier arc positif	C	25	2.0	16	150
la durée du front					
premier arc négatif	µsec	89	1.8	5.5	18
arc subséquent négatif	µsec	118	0.22	1.1	4.5
premier arc positif	µsec	19	3.5	22	200
Maximum (di/dt)					
premier arc négatif	kA/µsec	92	5.5	12	32
arc subséquent négatif	kA/µsec	122	12	40	120
premier arc positif	kA/µsec	21	0.20	2.4	32
La durée des coups					
premier arc négatif	µsec	90	30	75	200
arc subséquent négatif	µsec	115	6.5	32	140
premier arc positif	µsec	16	25	230	2000
Intervalle de temps					
Entre des coups négatifs	msec	133	7	33	150

Des valeurs similaires sont observées dans la colonne de 50% du tableau. I.2 pour le pic du courant de premier arc en retour positif et négatif. Néanmoins, dans la colonne des 5%, les valeurs maximales du courant de premier arc en retour positif sont nettement plus élevées que celles de premier arc en retour négatif. Les éclairs positifs sont plus élevés que les éclairs négatifs, bien que moins fréquents. De même, les coups de foudre positifs ont des durées de front plus grandes et des durées de coup plus grandes que les coups négatifs, mais ils présentent des

valeurs plus faibles pour le temps de la valeur maximale de variation du courant, di/dt , que les coups négatifs.

Il y a, cependant, une controverse concernant la durée de front et le temps de montée maximum, di/dt , dans les données de *Berger*. En effet, l'instrumentation utilisée par *Berger* et ses collègues avait une bande passante de fréquence limitée, ce qui peut avoir introduit des inexactitudes dans leurs observations expérimentales [10].

D'autres tours courtes instrumentées ont été utilisées dans le monde entier pour mesurer les paramètres du courant de l'arc en retour. Nous allons brièvement citer certains d'entre eux dans ce qui suit :

A. En Italie : *E. Garbagnati* et *L. Dellerà* ont mesuré les courants au sommet des tours de télévision de 40m de hauteur, en utilisant des shunts résistifs et des enregistreurs d'oscillographes. Les tours étaient situées au sommet de deux montagnes, chacune à environ 900m au-dessus de niveau de la mer [4]. Une tour était située dans le nord de l'Italie, près de la montagne San Salvatore (emplacement de la tour de *Berger*), et l'autre était située au centre de l'Italie. Le tableau I.3 résume les résultats du groupe italien, y compris les données relatives aux éclairs ascendants non indiquées dans les données de *Berger* (tableau I. 2).

Tableau I. 3. Les paramètres du courant d'arc en retour d'une décharge négative mesurés par *Garbagnati* et ses collaborateurs [4]

Paramètres	descendant		ascendant	
	Premier arc	Arc subséquent	Premier arc	Arc subséquent
Taille d'échantillon	42	33	61	142
La valeur de peak (kA)	33	18	7	8
taux d'augmentation maximum (kA/ μ s)	14	33	5	13
temps de crête (μ s)- (3 kA au peak)	9	1.1	4	1.3
temps à la moitié de la valeur (μ s)	56	28	35	31
Charge d'impulsion (c) – (à la fin de l'impulsion de 500 μ s)	2.8	1.4	0.5	0.6

B. En Brésil : *Visacro et al.* [13] ont présenté une analyse statistique des données obtenues des mesures de courant de foudre sur la tour Morro do Cachimbo de 60m de hauteur près de Belo Horizonte, au Brésil. Au total, 31 éclairs descendants négatifs ont été enregistrés sur une période de 13 ans. Les courants de crête médians pour les premiers arcs et les arcs en retour

subséquents se sont avérés de 45 et 16 kA, respectivement, supérieurs aux valeurs correspondantes de 30 et 12 kA, rapportés pour 101 éclairs contenant 236 coups par *Berger et al.* [3]. Pour les premiers arcs typiques (temps de montée plus longs), les tours doivent se comporter comme des objets électriquement courts, de sorte que la position du capteur de courant ne devrait pas influencer les mesures. D'autre part, pour les arcs subséquents (temps de montée plus courts), les tours peuvent présenter un comportement de circuit distribué, dans ce cas, le courant de crête mesuré à la base de la tour devrait être plus fortement influencé par le processus transitoire dans la tour par rapport au courant de crête au sommet [14], [15]-[16]. *Visacro et Silveira* [17], en utilisant un modèle électromagnétique hybride (HEM) et en supposant un traceur de liaison ascendant de 100 m de long, ont montré que, pour les temps de montée typiques du courant d'arc en retour subséquent, le pic des courants au sommet et à la base de la tour Morro do Cachimbo devrait être essentiellement le même.

C. Afrique du Sud : *Eriksson* et ses collaborateurs [18] ont mesuré les courants de foudre à l'aide d'une tour de 60m de hauteur, située au-dessus d'un terrain relativement plat en Afrique du Sud dans les années 1970. La tour a été isolée de la terre et le courant de foudre a été mesuré à la base de la tour via un transformateur de courant et une bobine de Rogowski.

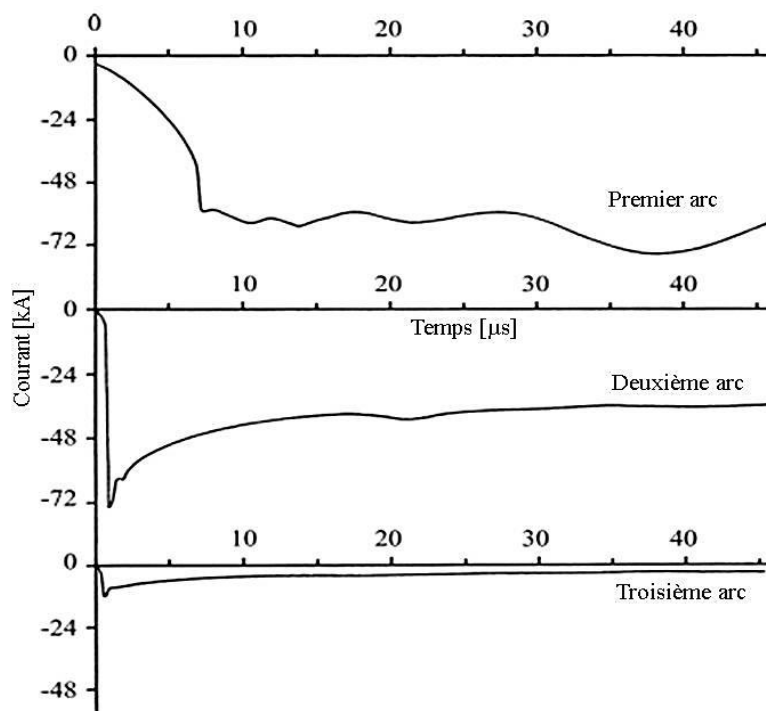


Figure I.13 Courant de l'arc en retour observé au sol pour un premier arc et deux arcs en retour subséquents en présence d'une tour de 60m en Afrique du Sud (Adapté de la réf. [1]).

Plus de 50% des éclairs observés ont été initiés par l'habituel traceur par pas descendant chargés négativement. Aucun flash positif n'a été enregistré. Des durées de courant très rapides ont été observées dans ces mesures, non observées dans d'autres études. Le tableau I.4 montre les valeurs rapportées par *Anderson* et *Eriksson* en 1980 (d'après [18]).

Tableau I. 4 Paramètres du courant d'arc en retour mesuré par Eriksson et ses collaborateurs en Afrique du sud. Cas d'une décharge descendante négative [18]

Paramètres	Arc en retour subséquent naturel		
	95%	50%	5%
Taille d'échantillon	114		
La valeur du peak (kA)	4.9	12	29
10-90% moyenne de la pente du courant (kA/μs)	3.3	15	72
10-90% durée du temps (μs)	0.1	0.6	2.8

D. Au Japon : *Takami* et *Okabe* [19] ont présenté des courants de l'arc en retour de foudre mesurés directement au sommet de 60 tours de ligne de transmission électrique, dont les hauteurs variaient entre 40 et 140 m. Un total de 120 formes d'onde de courant de premiers arcs négatifs ont été obtenus de 1994 à 2004. Le pic moyen du courant était de 29 kA, ce qui est similaire à celui rapporté par *Berger* et al. [3], alors que les données initiales de cette étude japonaise (pour 35 premiers arcs négatifs enregistrés en 1994-1997) ont donné un pic moyen du courant de 39 kA [20].

E. En Autriche : *Diendorfer* et al. [21] ont analysé, durant les années 2000-2007, les paramètres de 457 coups de foudre négatifs ascendants initiés depuis la tour Gaisberg de hauteur de 100m. Les flashes ascendants contiennent uniquement des arcs qui sont similaires aux arcs subséquents dans les flashes descendants. Le pic moyen du courant était de 9,2 kA.

D'autres données ont été obtenues en utilisant de petites tours en Autriche [22], [23], et en Colombie [24], [25].

I.7.1.3 Données obtenues par l'utilisation des tours élevées (plus de 100m)

A. Compagne de mesures menée à Moscou :

Les courants de l'arc en retour de foudre mesurés sur la tour Ostankino de 540 m de hauteur à Moscou représentent les premières mesures de courants effectuées simultanément dans trois endroits différents de la tour. La tour a été instrumentée avec trois capteurs de courant à 533, 272 et 47 m au-dessus du niveau du sol, selon [26].

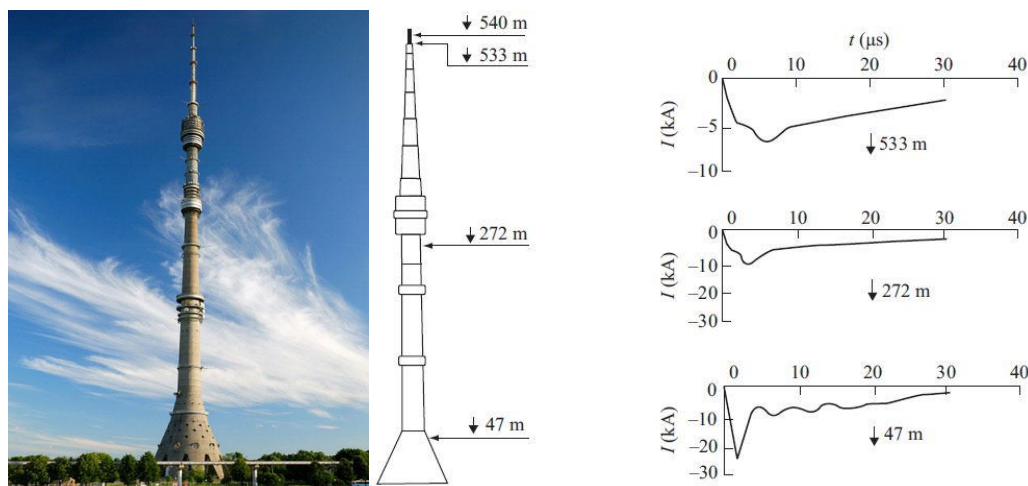


Figure I.14 Courants d'arcs en retour typiques d'une décharge négative ascendante enregistrés au sommet (533 m), au milieu (272 m) et à la base (47 m) de la tour de 540 m de hauteur à Moscou [6]

Les observations du courant de l'arc en retour de foudre présentent différentes formes d'onde aux trois points d'observation (figure I.14). Les différences sont vraisemblablement dues aux réflexions produites aux discontinuités de la tour pendant la propagation initiale du courant de foudre à la terre.

À partir des trois formes d'onde présentées sur la figure I.14, nous pouvons voir que l'amplitude la plus grande apparaît au point d'observation le plus bas (environ 22 kA). Il semble que, au point de discontinuité entre la base de la tour et l'impédance de mise à la terre, il y ait une réflexion positive du courant qui s'ajoute au courant de l'arc en retour initial. Cette réflexion positive à la base est clairement observable aux deux autres endroits quelques microsecondes plus tard. Le fait que l'amplitude du courant mesurée à 533 m (8 kA) soit inférieure à l'amplitude à 272 m (10 kA) indique qu'un coefficient de réflexion négatif peut être associé au sommet de la tour. Ce coefficient représente la discontinuité entre la tour et l'impédance équivalente du canal de foudre. *Rakov* [26] rapporte que l'impédance de mise à la terre effective de la tour est beaucoup plus petite que son impédance caractéristique et que celle-ci est sensiblement inférieure à l'impédance équivalente du canal de foudre.

B. Compagne de mesures menée à Toronto-Canada :

Depuis 1978 ([27]-[30]) des groupes de chercheurs ont mené des mesures de courant de foudre sur une tour instrumentée située à Toronto au Canada, de hauteur 553m. Les données du courant sont obtenues grâce à deux bobines « Rogowski » inductives placées sur la tour à 509 et 474m au-dessus du sol. La figure I.15 montre l'emplacement des capteurs de courant sur la tour.

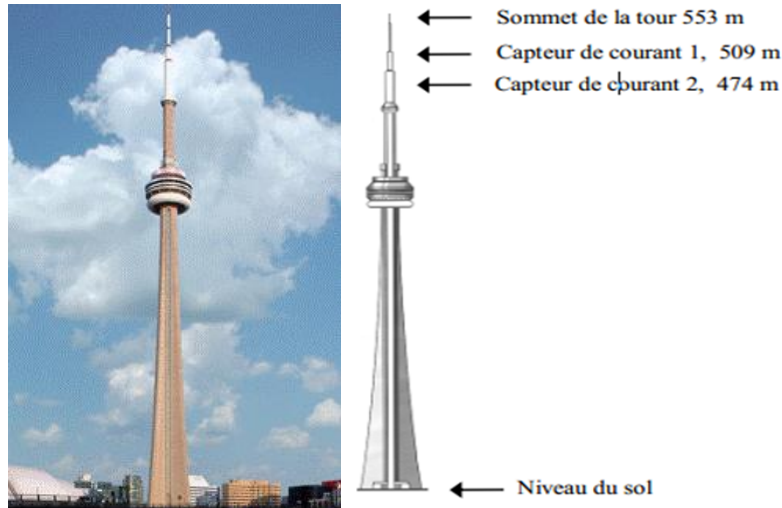


Figure I.15 Mesure du courant de l'arc en retour à l'aide de la tour CN au Canada [5]

Un échantillon des courants de l'arc en retour de foudre mesurés sur la Tour CN en 1999 est présenté sur la figure I.16. Ces courants sont « contaminés » par les réflexions multiples produites aux discontinuités de la tour (au sommet et à la base).

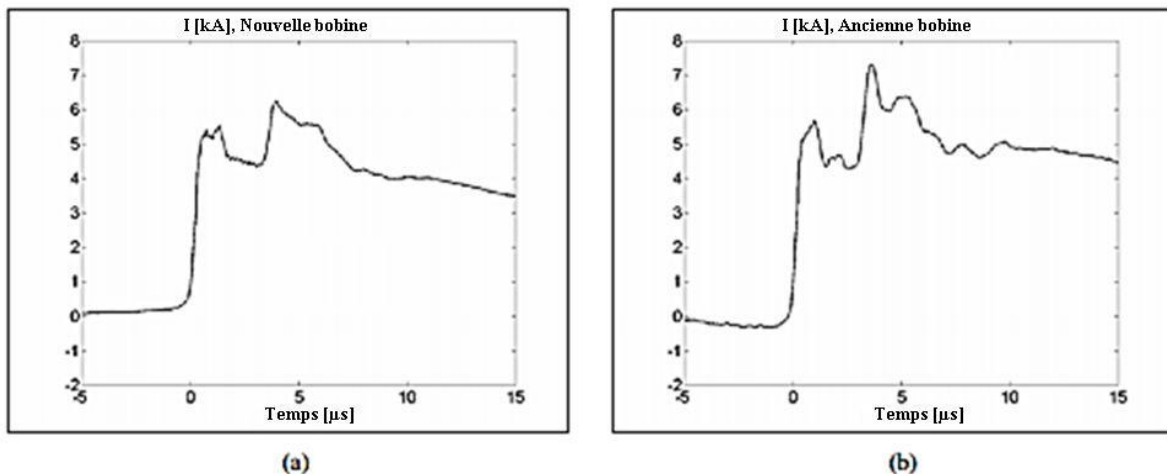


Figure I.16 Courant d'arc en retour observé à (a) 509m et (b) à 474 m de la tour CN à Toronto (adapté de [31])

Les formes d'onde du courant de la figure I.17 montrent une réflexion positive arrivant à environ 3,6 microsecondes après le premier maximum de courant. Ce temps de propagation correspond à un temps aller-retour entre le sommet de la tour et le sol, confirmant que cette réflexion a été produite par la discontinuité au niveau de la base de la tour. La valeur positive de la réflexion implique un coefficient de réflexion au sol positif. La réflexion positive observée est moins prononcée pour le capteur situé plus près du sommet de la tour. Ceci est similaire aux observations faites pour la tour Ostankino, suggérant un coefficient de réflexion au sommet de la tour négatif. En comparant les formes d'ondes présentées sur les figures. I.16 et I.14, nous pouvons voir que les courants sur la tour CN présentent des formes d'ondes plus complexes que celles de la tour Ostankino. Ceci est probablement dû à la structure plus complexe de la tour CN, comme il a été rapporté par *Shostak* [32].

Hussein et al. [33] ont rapporté que la valeur moyenne du pic initial des impulsions de courant mesurées durant la période 1992-2001 au sommet de la tour CN était de 5,1 kA, qui est considérablement plus faible que celle obtenue sur la tour Gaisberg (100m de hauteur) et même celle des décharges de foudre descendantes déclenchées artificiellement [26]. L'écart peut être attribuable à l'inclusion dans l'analyse des données mesurées au Canada d'événements dont les pics de courant sont inférieurs à 1 kA, dont certains pourraient être associés aux impulsions dites de l'étape initiale, et non à l'arc en retour.

C. Compagne de mesures menée en Allemagne :

La tour de Peissenberg, 168 m de hauteur, située à 250 m au-dessus du sol et 950 m au-dessus du niveau de la mer, près de Munich en Allemagne, a été utilisée de 1978 à 1999 pour étudier les courants de foudre et les champs électromagnétiques associés [34]. La tour avait deux systèmes de mesure du courant installés, respectivement, à environ 160 m et 5 m par rapport au sol.

Les systèmes ont été capables de mesurer les courants de retour et leurs dérivées. Pendant la période d'exploitation de la tour, un seul coup de foudre négatif (éclair nuage-sol) a été enregistré par le système. La majorité des coups enregistrés ont été produits par des éclairs ascendants, avec une polarité négative ou positive. La figure I.17 (a) montre une photographie de la tour de Peissenberg et la figure I.17 (b) présente des formes d'onde de courant de l'arc en retour mesurées simultanément à la base et au sommet de la tour dans lesquelles la «contamination» du courant par des réflexions multiples est clairement observée.

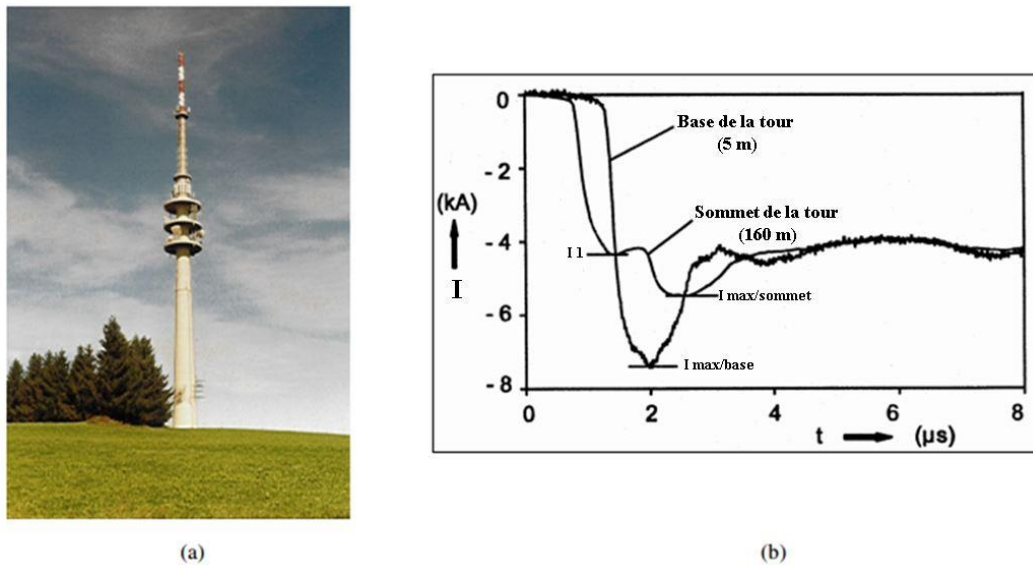


Figure I.17 (a) Tour de Peissenberg et (b) courant de foudre enregistré au sommet et à la base de la tour de Peissenberg (adapté d' Heidler [34]).

D. Compagne de mesures menée en Suisse :

(Système de mesure de la tour Säntis) La montagne Säntis est située au nord-ouest des Alpes, dans la région d'Appenzell au nord-est de la Suisse, de 2502m d'altitude. La tour Säntis de 124 mètres de hauteur se dresse au sommet de cette montagne. (Voir figure I.18)

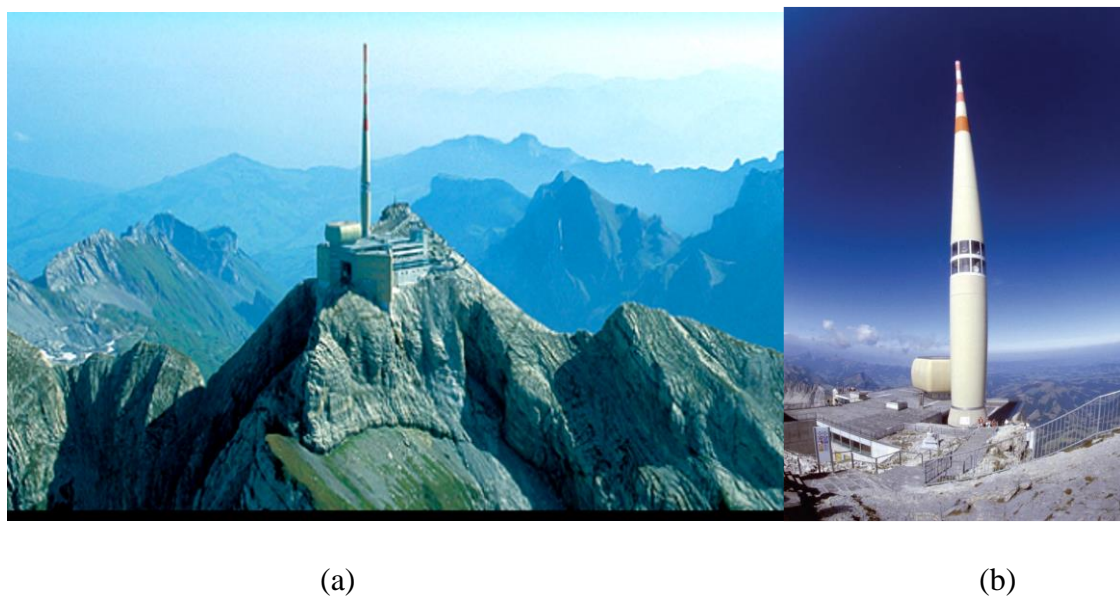


Figure I.18 Vue extérieure de la tour Säntis (a) [38], (b) [35]

La station Sântis a été instrumentée en utilisant un équipement moderne et avancé, y compris des caméras de surveillance et de contrôle à distance pour une mesure précise des paramètres de courant de foudre ([35-37]). Au cours des cinq premières années d'exploitation de la station, plus de 500 éclairs ont été enregistrés. Les données obtenues constituent le plus grand ensemble de données disponibles à cette date pour les flashes négatifs ascendants. Les résultats obtenus concernent :

- A. La dérivation des paramètres du courant de foudre pour les flashes négatifs ascendants [38].
- B. La caractérisation des flashes ascendants positifs [39].
- C. L'évaluation de la performance des systèmes de localisation de la foudre [40].

E. Compagne de mesures menée au Japon :

La tour Fukui de 200 m de hauteur au Japon a également été utilisée pour mesurer les courants de l'arc en retour de foudre et leurs champs électromagnétiques associés à la centrale thermique de Fukui sur la côte de la mer du Japon. Deux résistances shunt coaxiales (2 M Ω , 10 M Ω) ont été installées au sommet de la tour [41]. Il a été constaté que le courant mesuré était affecté par les ondes réfléchies au sol et au sommet de la tour.

F. Compagne de mesures menée à New York, USA :

Dans les premières études expérimentales des courants de foudre obtenus, en 1935, au sommet de l'Empire State Building (figure I.19), gratte-ciel de 381 m de hauteur (443,2 m avec l'antenne), rapporté par *McEachron* [42], les enregistrements du courant ont été faites en utilisant l'oscillographe à lampe cratère, des liaisons magnétiques et des caméras rotatives posées à une distance d'environ 780 m. La majorité des oscillogrammes enregistrés indiquaient des courants négatifs, produits par des traceurs par pas ascendant. *McEachron* [42] a été le premier à découvrir l'existence de traceurs ascendants. Le courant maximal enregistré était de 58 kA, associé à un coup de foudre positif. Le traceur par pas ascendant s'est avéré avoir une longueur de pas moyenne de 8,2 m [43], [4].



Figure I.19 Empire State Building [44].

I.7.2 Estimation indirecte des courants provenant des systèmes de localisation de la foudre (LLS)

La méthode la plus courante, employée par les LLS modernes, consiste à déduire les courants à partir des champs lointains mesurés (électriques ou magnétiques) produits par des arcs en retour de foudre (figure I.20). Bien que cette méthode a la particularité d'être facilement obtenue avec l'instrumentation d'aujourd'hui et qu'elle peut être appliquée sur de vastes zones géographiques, un certain nombre de facteurs limitent l'exactitude de ces estimations, 20-30% d'erreur au mieux pour les décharges individuels [45].

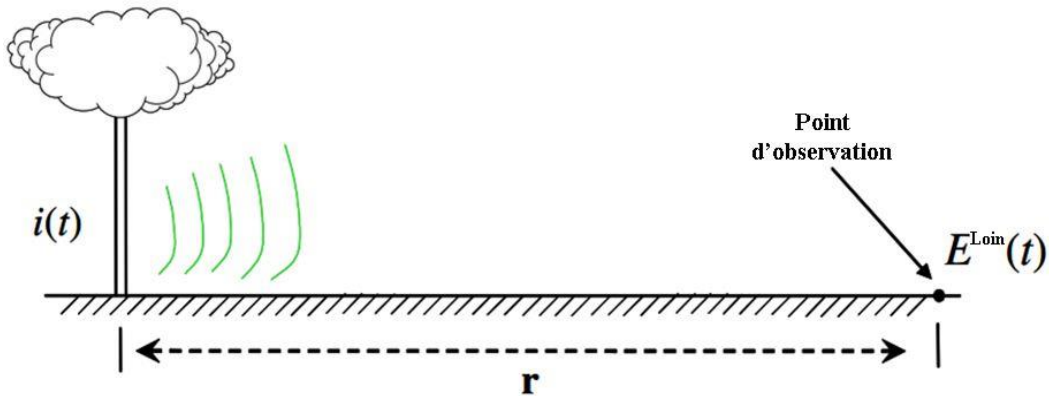


Figure I.20 Champ électromagnétique lointains produit par un courant de l'arc en retour de foudre. [46]

La relation entre le courant à la base du canal de foudre et le champ électrique vertical lointain est donnée par [46] :

$$i(0, t) = -\frac{2\pi\epsilon_0 c^2 r}{v} E_z^{loin}(0, r, t + \frac{r}{c}) \quad (\text{I.1})$$

Où r est la distance entre le canal de foudre et le point d'observation, v la vitesse de l'arc en retour, ϵ_0 la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière.

Le problème de la détermination des courants de l'arc en retour de foudre à partir des mesures de champs électromagnétiques lointains a suscité un intérêt accru en raison de l'utilisation généralisée des systèmes de localisation de la foudre (LLS). En raison de l'énorme quantité de données pouvant être collectées au moyen des LLS, ces systèmes représentent une source prometteuse de données expérimentales à utiliser pour le développement de normes locales relatives à la protection des systèmes électriques et de télécommunication contre la foudre [47]. En plus du temps et de la position du point d'impact, les données LLS peuvent fournir des estimations des courants à la base du canal de foudre [48].

Les systèmes modernes de localisation de la foudre émettent des courants de crête estimés pour chaque coup de foudre en utilisant les pics des champs magnétiques mesurés et les distances par rapport au point d'impact [49]. L'algorithme d'estimation du courant du NLDN (réseau national de détection de la foudre aux Etats Unis) a été étalonné à l'aide des données de référence obtenues à partir des expériences de déclenchement artificiel menées au Centre Spatial Kennedy et au Camp Blanding. La valeur moyenne de l'erreur d'estimation du courant absolu

dans les études Camp Blanding (2001-2007) était de 20% et la valeur maximale était de 50% [50]-[51]. *Rachidi et al.* [52] ont proposé une approche statistique, dans laquelle les paramètres de la distribution du courant de crête sont estimés à partir des paramètres de la distribution correspondante des champs électromagnétiques. La procédure dépend du modèle, mais elle n'exige pas la connaissance de la vitesse de l'arc en retour (qui affecte de manière significative les pics des champs). *Willett et al.* [53] ont déduit que les allures du courant de foudre pour 24 arcs en retour déclenchés artificiellement ne sont pas basées uniquement sur les formes d'onde de courant observées à la base du canal, mais aussi sur les champs électriques mesurés à une distance de 5,2 km du canal.

I.7.3 La vitesse de l'arc en retour

Un autre paramètre important utilisé dans la modélisation du courant de foudre est la vitesse de l'arc en retour. D'un point de vue théorique, la vitesse de l'arc en retour est la vitesse observée sur le front d'onde de l'arc en retour lorsqu'il se propage vers le nuage ou vers le sol. Pratiquement, mesurer la vitesse de l'arc en retour d'un éclair pourrait représenter une tâche difficile. La luminosité du front d'onde de l'arc en retour a une forme qui varie avec la hauteur, de sorte qu'il n'est pas évident d'identifier la même caractéristique lumineuse à différentes hauteurs. Cependant, on pense que l'erreur impliquée dans l'identification de la durée de l'exposition initiale sur les photographies à bandes, en tant que base pour les mesures de vitesse, est faible, en particulier près du sol [4]. La vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers, les valeurs moyennes pour 17 premiers arcs en retour et 46 arcs en retour subséquents sont, respectivement, 96 m/ μ s et 120 m/ μ s.

En 2002, des mesures ont été effectuées sur un coup de foudre tombant sur la tour CN au Canada, les vitesses mesurées ont une moyenne de 120 m/ μ s avec un maximum de 154 m/ μ s et un minimum de 65.4 m/ μ s [46].

I.8 Caractérisation des champs électromagnétiques de l'arc en retour en fonction de la distance

Les formes d'ondes typiques du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal à des distances de 1 à 200 km pour les premiers arcs en retour et les arcs en retour

subséquents ont été publiés par *Lin et al.* [54] en 1979. Ces résultats ont été basés sur de nombreuses mesures effectuées en Floride (figure I.21).

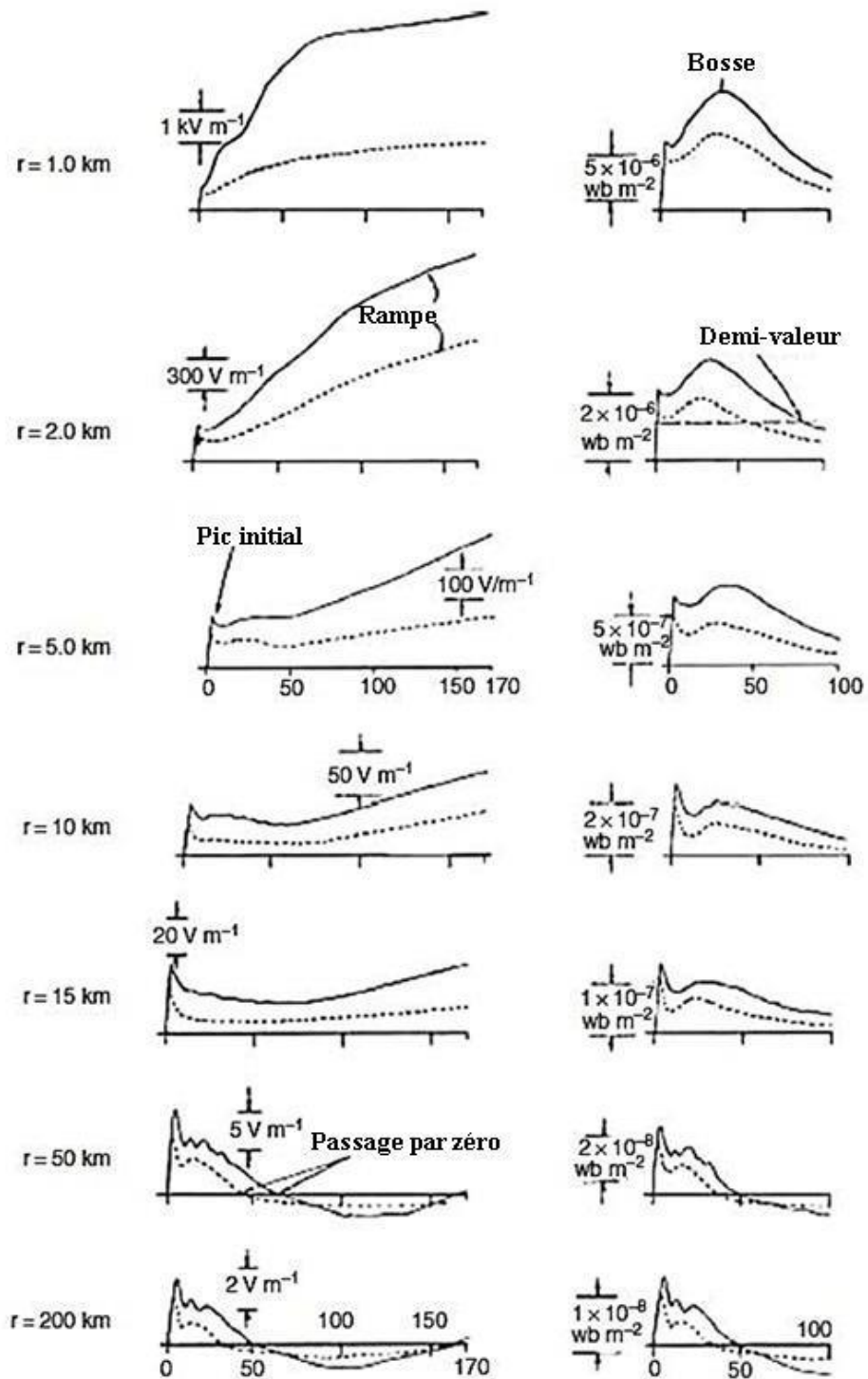


Figure I.21 Champ électrique vertical (colonne gauche) et champ magnétique azimuthal (colonne droite) pour le premier arc en retour (ligne continue) et l'arc en retour subséquent (ligne pointillée) à des distances de 1 à 200 km [54]

Quatre caractéristiques du champ électromagnétique ont été identifiées par *Nucci et al.* [55] :

1. le champ électromagnétique présente pour toute distance (entre 1 km et 200 km) un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance ;
2. la croissance en rampe, du champ électrique après son pic initial et cela pour des distances proches ;
3. la bosse que présente l'allure du champ magnétique à des distances proches. Cette bosse apparaît après un pic initial dans l'intervalle [10 μ s, 40 μ s] ;
4. les allures du champ électrique et magnétique lointains qui présentent une inversion de polarité.

I.8.1 Mesures des champs électromagnétiques de la foudre

La connaissance des caractéristiques des champs électriques et magnétiques produits par les décharges de foudre est nécessaire pour étudier leurs effets, par couplage, avec des systèmes électriques et/ou électroniques.

Champs électriques et magnétiques produits par la foudre dans des dizaines à des centaines de mètres :

Schoene et al. [9] ont présenté une analyse statistique des principales caractéristiques des champs électriques et magnétiques et de leurs dérivés à des distances de 15 et 30 m des coups de foudre descendants négatifs déclenchés artificiellement. Les mesures ont été faites pendant les étés de 1999 et de 2000 à Camp Blanding, sur environ 100 arcs en retour. La variation d'amplitude en fonction de la distance est proche d'une proportionnalité inverse [56]. *Jerauld et al.* [57], en utilisant des capteurs de champs électriques et magnétiques et de champs dérivés sur une superficie d'environ 1 km² à Camp Blanding, ont pu mesurer les champs proches des traceurs par pas et les premiers arcs en retour de 18 éclairs naturels nuage-sol négatifs à des distances variant du 100 m à environ 1 km. *Barbosa et al.* [58] ont mesuré la composante horizontale du champ électrique au niveau du sol à une distance de 60 m du canal de foudre déclenché artificiellement au Brésil.

Champs électromagnétiques mesurés à 1 km et plus :

Nag et Rakov [59] ont examiné, durant la phase de la décharge préliminaire, les caractéristiques des chaînes d'impulsions de champ électrique et les ont comparées à celles des chaînes d'impulsions similaires associés à des traceurs nuage-sol. [60], [61]. Les impulsions du processus préliminaire ont également été étudiées par *Nag et al.* [62] et *Makela et al.* [63].

Hayakawa et al. [64] ont mis au point un modèle pour simuler le rayonnement à très haute fréquence (VHF) et ultra haute fréquence (UHF) dû aux processus préliminaire de la foudre. *Gomes et Cooray* [65], *Gomes et al.* [66], et *Sharma et al.* [67] ont examiné les impulsions du champ électrique produites par la décharge nuage-sol positive, les chaînes d'impulsions «chaotiques» générées par la foudre et les signatures des impulsions du champ électrique générées par les décharges nuageuses.

Sonnadara et al. [68] ont présenté des spectres de champ rayonné pour les décharges nuageuses dans l'intervalle de 20 kHz à 20 MHz. Il faut noter que les impulsions les plus importantes dans les flashes nuageux sont généralement associées au processus initial (claquage) [69] et que les chaînes d'impulsion "chaotiques" surviennent le plus souvent avant les arcs subséquents.

Smith et al. [70] ont conclu, selon leurs études, que le processus d'une décharge intra-nuage donne lieu à des impulsions de champ bipolaires étroites, NBP (narrow bipolar pulses) relativement faibles. Une revue détaillée sur les NBP se trouve dans la référence [65]. *Rison et al.* [71] ont indiqué que le rayonnement VHF maximal des sources NBP était généralement de 30 dB supérieur à celui des autres processus de décharge de foudre et correspond à une source de puissance supérieure à 100 kW sur une bande passante de 6 MHz. Pour le cas d'étude présenté par *Thomas et al.* [72], le pic de la source de puissance estimée, était supérieur à 300 kW. Les NBP se produisent dans les deux polarités, avec les hauteurs moyennes des sources étant respectivement de 13 et 18 km pour les polarités positives et négatives, respectivement [73]. *Sharma et al.* [74] ont observé des NBP au Sri Lanka, mais pas en Suède. Comme les nuages dans les orages suédois (typiquement <10 km) sont considérablement plus bas que ceux des Sri-Lankais (généralement > 15 km), la différence observée dans l'apparition des NBP dans les deux endroits semble correspondre à la tendance des sources NBP situées à des altitudes plus élevées.

Murray et al. [75] ont analysé les allures de 131 champs électriques et de ses dérivées rayonnés par les premiers arcs de retour d'une décharge nuage-océan en Floride. Une structure

fine similaire a été observée par *Jerould et al.* [76] dans les formes d'onde de la dérivée du champ électrique (dE/dt) et celle de la dérivée du courant (dI/dt) produites par un coup de foudre inhabituel déclenché artificiellement, qui impliquait un traceur obscur descendant et un traceur de liaison ascendant assez prononcé. *Cooray et al.* [77] ont, aussi, examiné la structure fine des formes d'onde du champ électrique produites par des arcs en retour dans un éclair positif tombant dans mer du Nord. La résolution temporelle était de 10 ns et les effets de propagation sur le terrain étaient minimes. Le temps de montée de 10 à 90% de la transition rapide de la forme d'onde était d'environ 260 ns en moyenne. *Lee et al.* [78], [79] ont mesuré et caractérisé des formes d'ondes de champs électriques et magnétiques associées à des arcs en retour et à des traceurs par pas près du sol. Ils ont présenté des résultats pour la foudre positive et négative. *Hussein et al.* [80] ont mesuré les champs électriques et magnétiques de la foudre à 2 km de la base de la tour CN. Ils ont examiné la corrélation entre les divers paramètres des ondes de champ et celles des courants causatifs mesurés sur la tour. *Ishii et al.* [81] ont mesuré les formes d'onde du champ électrique produites par la foudre hivernale au Japon. Les formes d'onde ont été déduites comme étant associées à des décharges de courant élevé sur des tours de lignes de transmission.

Champs électriques au voisinage du canal de foudre :

Miki et al. [82], en utilisant des capteurs « Pockels », ont mesuré les composantes verticales et horizontales du champ électrique dans le voisinage immédiat (entre 0,1 et 1,6 m) du canal de foudre déclenché artificiellement à Camp Blanding. Les pics d'impulsion du champ électrique vertical se situaient entre 176 kV/m et 1,5 MV/m (la moyenne est de 577 kV/m). Et les pics d'impulsion du champ électrique horizontal se situaient entre 495 kV/m et 1,2 MV /m (la moyenne est de 821 kV/m). *Jayakumar et al.* [83] ont utilisé les champs verticaux et les courants associés mesurés à la base d'un objet élevé de 2 m pour calculer la puissance et l'énergie d'entrée, associées à des arcs en retour d'une foudre artificielle. L'énergie d'entrée moyenne estimée sur les premiers 50 μ s est comprise entre 103 et 104 J/m. *Maslowski et Rakov* [84], utilisant des champs électriques radiaux mesurés rapportés par *Miki et al.* [82] ont estimé que la conductivité de la gaine couronne du canal de foudre était de l'ordre de 10^{-6} - 10^{-5} S/m.

I.9 Caractéristiques de l'occurrence de la foudre / systèmes de localisation de la foudre

Le principal descripteur des incidences de la foudre dans une zone est la densité des éclairs nuage-sol par une unité du temps (le niveau kéraunique). Cette caractéristique a été estimée à partir des enregistrements des compteurs d'éclairs et des systèmes de localisation de la foudre. La localisation des décharges de foudre avec une précision raisonnable nécessite l'utilisation de réseaux multipostes. Ces derniers sont de loin le meilleur outil disponible pour la cartographie de la densité des flashes au sol. Un aperçu des systèmes modernes de localisation de la foudre est donné par *Cummins et Murphy* [49].

Les caractéristiques de performance du Réseau Nord-Américain de Détection de la Foudre (North American Lightning Detection Network, NALDN) ont été récemment évaluées à l'aide de foudre déclenchée artificiellement [50], [51], d'enregistrements vidéo [85] et de tours instrumentées [86]. *Schulz et al.* [87] ont présenté des statistiques sur plus de trois millions de flashes nuage-sol enregistrés entre 1992 et 2001 par le système autrichien de localisation de la foudre (ALDIS). La densité des éclairs au sol en Autriche se situe entre 0,5 et 4 éclairs/km²/an. *Smith et al.* [88] ont décrit un système de temps d'arrivée à large bande, appelé LASA (Los Alamos Sferic Array), qui comprenait cinq stations à New Mexico en 1998. Ce système a été étendu, en 1999, à 11 stations pour couvrir New Mexico, Texas, Floride et Nebraska. Ensuite, il a été amélioré pour avoir une capacité 3D dans un rayon de 100 km et élargi pour mieux couvrir le centre-nord de la Floride et les Grandes Plaines [89].

I.10 Protection contre la foudre

La protection des structures et des systèmes contre les effets directs et induits de la foudre est un sujet important de nombreuses études [1]. Nous avons sélectionné dans cette revue seulement trois sujets spécifiques, à savoir la protection des lignes de distribution contre la foudre, la protection des éoliennes contre la foudre et la mise à la terre.

A. Protection des lignes de distribution contre la foudre

Le problème de la protection contre la foudre des réseaux moyenne tension a été sérieusement reconsidéré ces dernières années en raison de la prolifération des charges sensibles et de la demande croissante des clients pour une bonne qualité d'alimentation [90]. Les

surtensions dues à la foudre sont une cause majeure des contournements sur les lignes aériennes de distribution d'électricité. Ces contournements peuvent provoquer des interruptions permanentes ou courtes, ainsi que des creux de tension dans les réseaux de distribution. L'analyse de la performance et la protection des lignes de distribution aériennes ont fait l'objet de beaucoup des conférences internationales. Un groupe de travail d'IEEE, travaillant sur les performances et la protection des lignes électriques aériennes de distribution contre la foudre, a publié le guide IEEE 1410 en 2004 [91], révisé en 2010. Ce guide, conçu pour les concepteurs des lignes de distribution, contient des informations sur les méthodes permettant d'améliorer les performances de la protection contre la foudre des lignes aériennes de distribution. Pour la protection des réseaux moyenne tension et basse tension contre la foudre, un catalogue technique présentant les principes de base de la protection contre la foudre a été publié par CIGRE-CIRED (CIGRE est le Comité International des Grands Réseaux Electriques : principale organisation scientifique et technique internationale dans le domaine de la haute tension, CIRED : Le Congrès International des Réseaux Électriques de Distribution) [92]. *Metwally et Heidler* [93] ont présenté une analyse numérique montrant l'amélioration de la performance des lignes de transmission aériennes en utilisant des fils de blindage passifs. *Paolone et al.* [94] ont analysé, à l'aide de simulations numériques, l'effet des fils de blindage sur l'atténuation des tensions induites par la foudre. Ils ont montré que l'efficacité des fils de blindage dépend principalement de l'espacement entre deux points de mise à la terre adjacents, plutôt que de la valeur de la résistance à la terre. Ils ont également comparé leurs simulations numériques avec les résultats obtenus en utilisant la formule simplifiée de *Rusck* [95].

Basé sur une expérience de modèle à petite échelle, *Piantini et Janiszewski* [96] et *Piantini et al.* [97] ont analysé l'efficacité des parafoudres en termes de réduction des amplitudes de tension induites. Ils ont montré que l'efficacité des parafoudres dépend de différents facteurs. En particulier, plus la résistance à la terre est faible et plus la distance entre deux parafoudres adjacents est courte, la performance des parafoudres sera meilleure. La même conclusion a été obtenue dans l'étude théorique de *Paolone et al.* [94], dans lequel ils ont également montré qu'un faible nombre de parafoudres peut entraîner des pics négatifs significatifs de la tension induite le long de la ligne.

La procédure standard pour évaluer l'effet indirecte de la foudre sur les lignes de distribution a été discutée par *Borghetti et al.* [98]. Ils ont proposé une nouvelle procédure qui tient compte des distributions statistiques du pic et du temps de montée du courant de foudre,

ainsi que de leur corrélation, de l'effet de la conductivité fini du sol et de la configuration et topologie du réseau de distribution.

Les effets de la foudre sur des lignes de distribution à 6,6 kV a fait aussi l'objet d'études au Japon (le lecteur peut consulter les références [99] - [101]).

B. *Protection des éoliennes contre la foudre*

Il est bien connu que les éoliennes sont vulnérables à la foudre, ce qui peut causer des dommages importants aux composants des éoliennes [102] - [107]. La protection des éoliennes traditionnelles contre la foudre a été traitée en détail (voir, par exemple, [108]). La protection contre la foudre des éoliennes modernes présente un certain nombre de nouveaux défis en raison des particularités géométriques, électriques et mécaniques des éoliennes. Certaines des questions les plus importantes liées à la protection contre la foudre des pales d'éoliennes longues ont été discutées dans [109]. Il a notamment été démontré que la rotation des pales peut avoir une influence considérable sur le nombre d'impact de foudre sur les éoliennes modernes car elles peuvent déclencher leur propre décharge. De plus, la présence de plastiques renforcés de carbone (CRP) dans les pales introduit un nouvel ensemble de problèmes à traiter dans la conception du système de protection des turbines contre la foudre [109].

C. *Mise à la terre*

Le comportement des systèmes de mise à la terre aux fréquences de puissance est assez bien compris. Cependant, sa modélisation pour les transitoires de foudre est une tâche complexe, car elle peut impliquer à la fois la dépendance de fréquence et la non-linéarité résultant de l'ionisation du sol. Au cours de la dernière décennie, de nombreux efforts ont été consacrés à la modélisation des systèmes de mise à la terre à HF [110] - [119]. Des modèles spécifiques ont été développés pour traiter l'ionisation du sol [120] - [124] et différentes techniques numériques ont été appliquées (par exemple, méthode des éléments finis [125], méthode des moments et méthode de l'opérateur arithmétique [126]). Une étude des techniques de modélisation appliquées à l'analyse du domaine fréquentiel et des transitoires des électrodes de mise à la terre dans des conditions de foudre est présentée dans [119]. Le comportement des systèmes de mise à la terre soumis à l'injection directe de courant de foudre est discuté dans [2], [127] - [129]. La distribution du champ électrique, induit dans les systèmes de mise à la terre des éoliennes par un coup de foudre direct en utilisant la méthode FDTD est discutée par *Mohammad E.M. Rizk et al.* [130].

I.11 Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté une revue de littérature liée aux observations expérimentales des courants de foudre et des champs électromagnétiques rayonnés.

Nous avons vu que les données de courant de foudre à la base du canal de foudre proviennent de mesures directes en utilisant des tours instrumentées (foudre naturelle) ou des éclairs déclenchés artificiellement. De plus, des estimations des paramètres du courant peuvent, également, être obtenues indirectement à partir des mesures des champs électromagnétiques de la foudre. Les données expérimentales des courants obtenues au sommet des grandes tours ou les tours de télécommunications ont clairement montré l'effet des réflexions multiples au sommet et à la base de la tour sur les allures du courant et par conséquent du champ électromagnétique associé.

Les champs électriques et magnétiques rayonnés par la foudre et mesurés présentent des caractéristiques. Ces dernières peuvent être utilisées comme moyen de validation pour les modèles mathématiques de prédiction des champs.

En fin, cette revue de littérature va nous permettre, sans doute, de situer notre sujet de recherche par rapport aux travaux antérieurs et d'identifier quels aspects du sujet exigent plus de recherche.

Chapitre II :

Modélisation du courant de l'arc en retour de la foudre

II.1 Introduction

Du point de vue d'un ingénieur électrique, l'arc en retour est l'événement le plus important dans une foudre ; c'est l'arc en retour qui provoque la plus grande partie de la destruction et des perturbations dans les réseaux électriques et de télécommunication. Dans leurs tentatives de fournir une protection, les ingénieurs cherchent l'aide des modèles d'arc en retour pour trois raisons. Premièrement, ils aimeraient caractériser et quantifier les champs électromagnétiques produits par des arcs en retour à différentes distances pour leur fournir les tensions transitoires et les courants induits dans les réseaux électriques par ces champs. Cela nécessite des modèles d'arc en retour capables de prédire des champs électromagnétiques similaires à ceux créés par des arcs en retour naturels. Deuxièmement, leur profession exige une connaissance détaillée des effets de l'injection directe de courant de foudre dans les installations électriques, les équipements électroniques et les structures. Cela nécessite l'utilisation de modèles d'arc en retour capables d'avoir des courants à la base de canal similaires aux courants réels. Enfin, pour évaluer le niveau de menace que la foudre représente, les ingénieurs ont besoin de distributions statistiques des courants de foudre. Même si les caractéristiques des courants de l'arc en retour peuvent être obtenues par des mesures sur des tours équipées de dispositifs de mesure de courant, la collecte d'échantillons de données statistiquement significatifs dans différentes régions et dans différentes conditions météorologiques est un travail exceptionnellement difficile.

Dans le cas des arcs en retour, un modèle est un ensemble d'équations mathématiques capable de prédire la variation spatio-temporelle du courant de l'arc en retour et par conséquent la prédiction des champs électromagnétiques à différentes distances.

Dans ce chapitre, la modélisation de l'arc en retour de la foudre est présentée en passant par un bref rappel des différentes philosophies de modélisation pour aborder la réalité du phénomène naturel. Parmi les différentes approches existantes dans la littérature, une classe de modèles d'arc en retour, à savoir les modèles d'ingénieur, qui seront utilisés tout au long de cette thèse, est présentée en détail dans ce chapitre. En commençant par leurs premières formulations concernant des arcs en retour initiés au sol, ensuite on décrit leur extension pour prendre en compte la présence d'un objet élevé (tour).

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

II.2.1 Classification des modèles

Rakov et Uman [131] ont défini quatre classes de modèles de l'arc en retour de foudre. La plupart des modèles publiés peuvent être assignés à une, ou parfois à deux, de ces quatre classes. Les classes se distinguent principalement par le type d'équations directrices :

- 1) La première classe de modèles comprend les modèles dynamiques de gaz ou « modèles physiques », qui concernent principalement l'évolution radiale d'un court segment du canal de foudre et de son onde de choc associée. Ces modèles impliquent généralement la résolution de trois équations dynamiques de gaz (parfois appelées équations hydrodynamiques), représentant la conservation de la masse, du moment et de l'énergie, couplées à deux équations d'état. Les principaux résultats du modèle comprennent la température, la pression et la masse volumique en fonction de la coordonnée radiale et du temps.
- 2) La deuxième classe de modèles comprend les modèles électromagnétiques, qui sont généralement basés sur une approximation du canal de foudre à un fil d'antenne mince avec perte. Ces modèles impliquent une solution numérique des équations de Maxwell pour trouver la distribution de courant le long du canal de foudre d'où les champs électriques et magnétiques distants peuvent être calculés.

Dans les dernières années du siècle dernier, il n'y avait qu'un seul article concerné par la modélisation électromagnétique de la foudre [132]. A ce jour, il y a plus d'une douzaine d'articles de journaux (et un très grand nombre de documents de conférence) sur ce sujet. *Baba et Rakov* [133] ont classé les modèles électromagnétiques en termes de représentation du canal, de méthode d'excitation et de technique numérique employée. Les applications des modèles électromagnétiques sont passées en revue par *Baba et Rakov* [134]. Plus récemment *Arzag et al.* [135] ont utilisé la méthode numérique FDTD 3D pour la caractérisation du champ électromagnétique de la foudre en adoptant le modèle électromagnétique pour la représentation du modèle de l'arc en retour.

- 3) La troisième classe de modèles comprend les modèles à circuit distribué, qui peuvent être considérés comme une approximation des modèles électromagnétiques et qui représentent la décharge de foudre comme un processus transitoire sur une ligne de

transmission verticale caractérisée par la résistance (R), l'inductance (L), et capacitance (C), tous par unité de longueur. Les modèles à circuit distribué (également appelés modèles de ligne de transmission RLC) sont utilisés pour déterminer le courant de canal de foudre en fonction du temps et de la hauteur et peuvent donc être utilisés également pour le calcul des champs électriques et magnétiques distants. *Theethayi* et *Cooray* [136], en utilisant le modèle RLC, ont examiné l'influence de la conductance de shunt sur les caractéristiques des ondes se propageant le long du canal de foudre. Dans une étude suivie, *Cooray* et *Theethayi* [137] ont modifié les équations de télégraphistes pour inclure des sources de courant distribuées afin de simuler les effets de la gaine couronne du canal de foudre. Une revue des mesures optiques de la vitesse de l'arc en retour et une discussion sur les vitesses prédites par les modèles RLC et les modèles électromagnétiques, se trouvent dans [138].

La plupart des modèles à circuit distribué sont basés sur l'approximation des lignes de transmission TL uniformes, qui n'est pas valable pour un conducteur vertical au-dessus du sol, dont l'impédance caractéristique augmente avec la hauteur, particulièrement près de la surface du sol (par exemple [139, section VI]). *Visacro* et *De Conti* [140] ont été apparemment les premiers à développer un modèle de foudre RLC basé sur une approximation TL non uniforme. Dans leur modèle, L'était supposé constante, tandis que C et R étaient chacun fonction du temps. Les champs électriques et magnétiques prédits par le modèle ont été trouvés généralement compatibles avec les mesures.

- 4) La quatrième classe de modèles comprend les modèles d'ingénieur, dans lesquels la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour est basée sur les caractéristiques du courant de foudre observées à la base du canal, initié du sol ou du sommet d'un objet élevé [141], et de la vitesse du front de l'arc en retour. Dans ces modèles, la physique de la décharge de foudre est délibérément minimisée, et l'importance est mis sur l'obtention d'un accord entre les champs électromagnétiques prédits par le modèle et ceux mesurés à des distances allant de quelques dizaines de mètres à des centaines de kilomètres [2].

Dans cette étude, nous ne considérerons que les modèles d'ingénieur, essentiellement pour deux raisons. Tout d'abord, les modèles d'ingénieur sont caractérisés par un petit nombre de paramètres ajustables, généralement seulement un ou deux en plus du courant à la base du canal spécifié. Deuxièmement, les modèles d'ingénieur permettent que le courant de l'arc en retour en

tout point le long du canal de foudre, soit lié, de la manière la plus simple, au courant à la base du canal. En effet, seulement le courant à la base du canal qui peut être mesuré directement et pour lequel des données expérimentales sont disponibles.

II.3 Les modèles d'ingénieur

Dans les modèles d'ingénieur, une variation spatio-temporelle est supposée pour le courant de l'arc en retour. Ces modèles sont capables de prédire les caractéristiques de l'arc en retour suivantes : le courant à la base du canal, la variation spatio-temporelle du courant le long du canal, et les champs électromagnétiques associés.

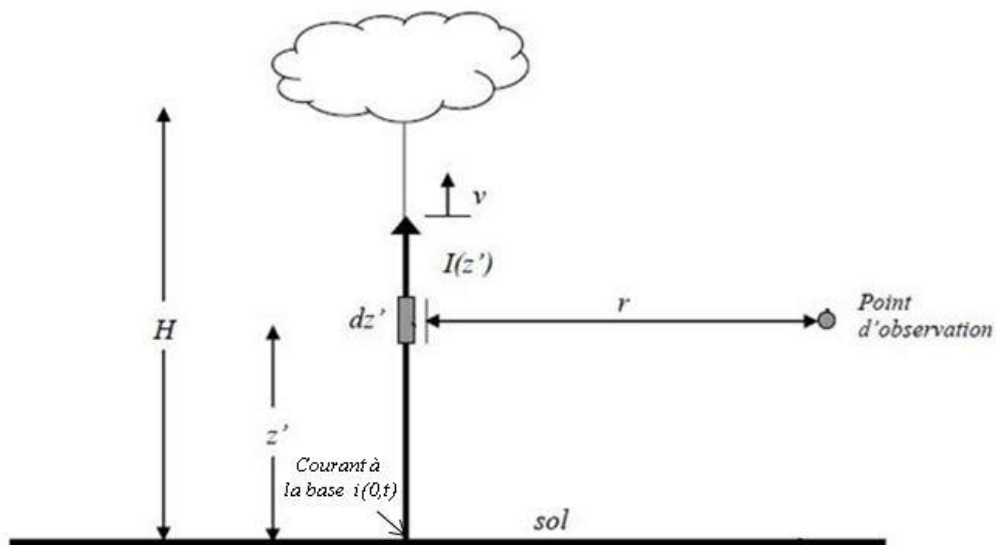


Figure II.1 Géométrie du problème.

II.3.1 Le modèle de Bruce et Golde (BG)

Le modèle de *Bruce et Golde* [142] est le premier modèle de l'arc en retour qui s'est cherché d'intégrer les observations expérimentales disponibles dans une base mathématique de sorte que les champs électromagnétiques éloignés des arcs en retour peuvent être calculés. Ce modèle est basé sur deux hypothèses [143] :

- 1) Le front de l'arc en retour se propage avec une vitesse finie qui est inférieure à la vitesse de la lumière

- 2) à un instant donné, l'amplitude du courant est la même le long du canal entier et est égale à l'amplitude du courant à la base du canal, c.à.d. que la propagation du courant ne subit ni déformation ni atténuation.

Mathématiquement, le courant à n'importe quel point du canal $i(z, t)$ peut être exprimé comme suit :

$$i(z, t) = i(0, t) \quad t \geq T \quad (\text{II.1})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.2})$$

où z est une hauteur le long du canal, t est le temps, T est le temps pris par le front de l'arc en retour pour atteindre la hauteur z et $i(0, t)$ est le courant à la base de canal.

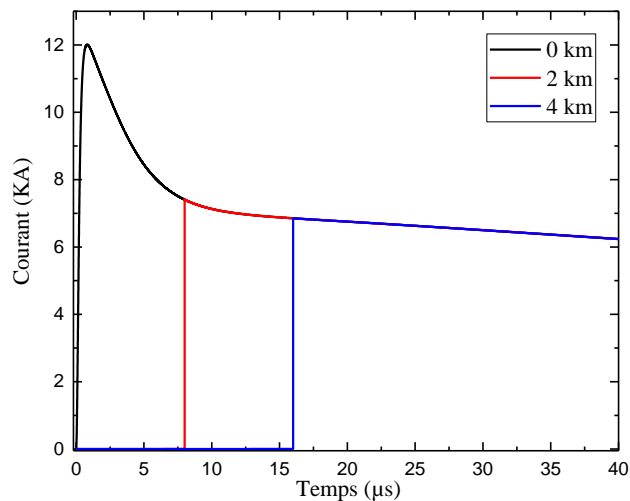


Figure II.2 La distribution temporelle du courant pour le modèle de Bruce et Golde (BG).

Une représentation graphique de la variation spatio-temporelle du courant du modèle Bruce et Golde est donnée à la fig.II.2. Comme le courant à tout instant est le même depuis la base du canal jusqu'au le front de l'arc en retour, il y a une discontinuité de courant au front, c'est-à-dire que le courant augmente instantanément jusqu'à une valeur finie. Ceci implique une neutralisation instantanée de la charge située sur le leader du canal au front de l'arc en retour. Une autre limitation du modèle est l'hypothèse que le courant en tous points le long du canal s'ajuste instantanément à l'amplitude du courant à la base du canal à cet instant. Cela nécessiterait un transfert de charges le long du canal avec une vitesse supérieure à celle de la lumière ; qui est physiquement impossible.

II.3.2 Le modèle de source de courant mobile (TCS)

Dans le modèle TCS, proposé par *Heidler* en 1985 [144], une source de courant se déplace vers le haut à la vitesse v du sol vers le nuage. Le courant injecté par cette source à la hauteur z est supposé se propager en direction du sol à la vitesse de la lumière c . Par conséquent, le courant à la hauteur z serait égal au courant à la base à un moment ultérieur z/c . Ceci est décrit mathématiquement par,

$$i(z, t) = i(0, t + z/c) \quad t \geq T \quad (\text{II.3})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.4})$$

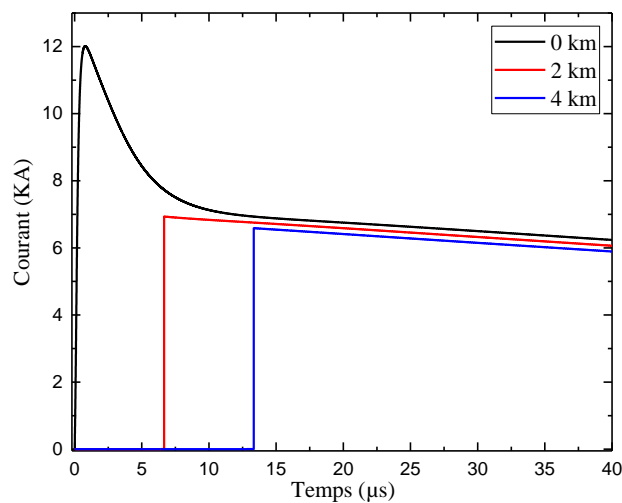


Figure II.3 La distribution temporelle du courant pour le modèle de source de courant mobile (TCS)

Dans les modèles BG et TCS, une discontinuité apparaît sur le front d'onde de l'arc en retour, ce qui représente un enlèvement instantané (drainage) de la charge du canal à chaque hauteur $z = v*t$ par le front d'onde de l'arc en retour. Il faut noter qu'il n'est pas physiquement possible que le courant ait la forme BG ou TCS (bien que ce soit une approximation du courant réel) car, en plus de la discontinuité mentionnée ci-dessus, si le courant de l'arc en retour est uniforme avec l'altitude, chaque point sur le canal doit prendre instantanément la valeur actuelle sur le front d'onde de l'arc en retour, et un tel transfert ne peut pas se faire à une vitesse infinie.

II.3.3 Le modèle de Diendorfer et Uman (DU)

Dans ce modèle, proposé en 1990 par *Diendorfer* et *Uman* [145], le courant de l'arc en retour se compose de deux termes, le premier terme est identique à celui du modèle TCS, et le deuxième terme représente un courant de polarité inverse avec une décroissance exponentielle. La distribution du courant de foudre d'après ce modèle s'écrit :

$$i(z, t) = i(0, t + z/c) - e - (t - z/v)\tau_D^{-1} i(0, z/v^*) \quad t \geq T \quad (\text{II.5})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.6})$$

Où τ_D est une constante de temps, supposée égale à 0.1 μs

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

Si on suppose que $\tau_D = 0$, alors le modèle (DU) devient (TCS).

II.3.4 Le modèle de la ligne de transmission (TL)

Ce modèle suppose que le canal de foudre peut être représenté par une ligne de transmission sans perte. Par conséquent, la forme d'onde de courant au sol se déplace vers le haut, sans subir aucune distorsion ou atténuation, à une vitesse de propagation constante v . Mathématiquement, le modèle TL est décrit par :

$$i(z, t) = i(0, t - z/v) \quad t \geq T \quad (\text{II.7})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.8})$$

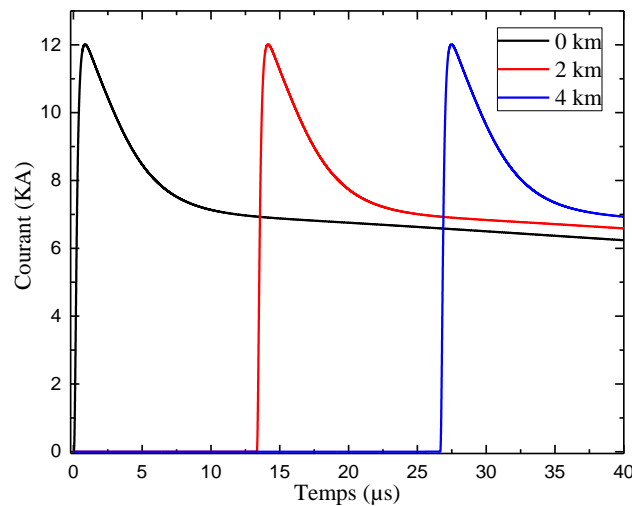


Figure II.4 la distribution temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle TL.

Le modèle TL permet uniquement le transfert de la charge du bas du canal vers le haut et ne supprime aucune charge du canal ; c'est une des raisons pour lesquelles le champ calculé en adoptant ce modèle n'est pas en accord avec les mesures, en particulier à des périodes plus longues et à des intervalles plus proches [55].

II.3.5 Le modèle de la ligne de transmission modifié (MTL)

Puisque le modèle TL ne permet pas de retirer la charge du canal et ne produit donc pas de champs réalistes, deux modifications du modèle TL ont été proposées par *Rakov* et *Dulzon* [146] et par *Nucci* et al. [147], durant les années 1987-1988. Ces deux modèles sont décrits ci-dessous.

1) le modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance linéaire (MTLL)

Dans le modèle MTL avec décroissance linéaire du courant, MTLL, proposé par *Rakov* et *Dulzon* [146] en 1987, l'intensité du courant est supposée se désintégrer linéairement en se propageant dans le canal et elle est exprimée par :

$$i(z, t) = i(0, t - z/v) * (1 - z/H) \quad t \geq T \quad (\text{II.9})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.10})$$

Où le facteur H est la hauteur totale du canal de foudre.

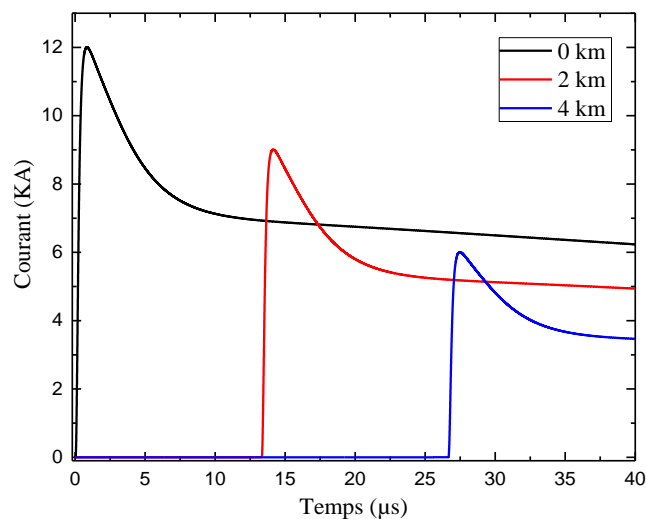


Figure II.5 La distribution temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLL.

2) *le modèle de la ligne de transmission modifié avec décroissance exponentielle (MTLE)*

Dans cette deuxième modification, proposée par *Nucci* et al. en 1988 [147] (voir aussi *Rachidi* et *Nucci* [148]), le courant de l'arc en retour est censé se décroître exponentiellement en se propageant dans le canal et il est exprimé par :

$$i(z, t) = i(0, t - z/v) * e^{-z/\lambda} t \geq T \quad (\text{II.11})$$

$$i(z, t) = 0 \quad t < T \quad (\text{II.12})$$

Où le facteur λ détermine le taux de décroissance du courant avec la hauteur. Cette constante a été déterminée, en utilisant des données expérimentales, d'environ 2 km (*Nucci* et *Rachidi* [148], 1989). La constante de décroissance λ a été introduite pour prendre en compte l'effet des charges stockées dans la gaine couronne du front qui sont ensuite neutralisées lors de la phase de l'arc en retour.

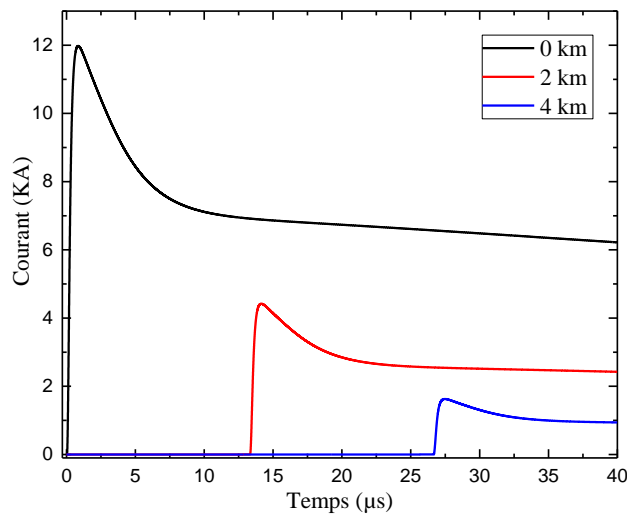


Figure II.6 La distribution temporelle du courant de l'arc en retour subséquent pour le modèle MTLE.

Il faut de mentionner ici aussi une amélioration récente proposée par *Cooray* et al. [149], en 2004 aux modèles de lignes de transmission modifiés (MTLL et MTLE) qui, adoptant une fonction d'atténuation non constante avec la hauteur, permet à ces modèles de reproduire plus précisément certaines caractéristiques typiques caractérisant le champ électrique mesurées à plusieurs distances du point d'impact.

II.4 Représentation générale des modèles d'ingénieur

Tous les cinq modèles d'ingénieur (BG, TCS, TL, MTLL, MTLE) considérés, peuvent être représentés par une seule expression générale et compacte pour décrire la distribution du courant le long du canal de foudre (voir [150] et [151]) :

$$i(z', t) = P(z') * i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) * u\left(t - \frac{z'}{v^*}\right) \quad (\text{II.13})$$

Où u est la fonction d'Heaviside égale à 1 pour $t \geq z'/v$ et à zéro autrement, $P(z')$ le facteur d'atténuation du courant dépendant de la hauteur, v la vitesse de propagation de l'onde de courant et v^* la vitesse de propagation du front de l'arc en retour.

Le tableau II.1 résume $P(z')$ et v^* pour les cinq modèles introduits, dans lesquels, H est la hauteur totale du canal, λ la constante de décroissance du courant et c la vitesse de la lumière.

Tableau II.1 – les paramètres $P(z')$ et v^* pour cinq modèles d'ingénieur (adapté de [150]).

Modèle	$P(z')$	v^*
BG	1	∞
TCS	1	-c
TL	1	v
MTLL	$1 - z'/H$	v
MTLE	$\exp(-z'/\lambda)$	v

II.5 Courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre

II.5.1 Le modèle bi-exponentiel

La bi-exponentiel est souvent utilisée en raison de sa simplicité. Par ailleurs, elle se prête bien à l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique rayonné par la foudre puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement [5].

Le courant du premier arc en retour a été modélisé par l'expression suivante [5] :

$$i(0, t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{II.14})$$

Quant à l'arc en retour subséquent, afin de pouvoir mieux représenter le premier pic typique des enregistrements expérimentaux, une expression contenant la somme de deux fonctions bi-exponentielles a été utilisée, elle s'écrit [5] :

$$i(0, t) = I_{01}(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02}(e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (\text{II.15})$$

Le tableau II.2 présente les paramètres de ces deux fonctions. Ces paramètres, liés au temps de montée, à la valeur de crête et à la durée de l'impulsion du courant, ont été déterminés de manière à reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales moyennes, obtenues par *Berger et al.*[3].

Tableau II.2. Paramètres des fonctions exponentielles [5].

	I₀₁ (kA)	α (s⁻¹)	β (s⁻¹)	I₀₂ (kA)	γ (s⁻¹)	δ (s⁻¹)
Premier arc en retour	33.7	9.2*10 ³	4*10 ⁵	-	-	-
Arc en retour subséquent	14.3	18*10 ⁴	3*10 ⁶	10	10 ⁴	9.4*10 ⁴

II.5.2 Fonction d'Heidler

Les expressions analytiques habituellement adoptées pour représenter le courant à la base du canal $i_0(t)$ sont basées sur celle proposée par *Heidler* [144] et souvent désignée sous le nom de "fonction d'Heidler", définie par :

$$i_0(t) = \frac{I_0}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^n}{1+(t/\tau_1)^n} e^{-t/\tau_2} \quad (\text{II.16})$$

Où

- I_0 est l'amplitude du courant à la base du canal
- τ_1 est le temps de montée de l'impulsion du courant
- τ_2 est la durée de l'impulsion du courant
- n est un exposant ayant des valeurs comprises entre 2 et 10 [144]
- η est le facteur de correction d'amplitude du courant, obtenu par

$$\eta = e^{-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) \left(n \frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{1/n}} \quad (\text{II.17})$$

La fonction d'Heidler a été introduite parce qu'elle répond à de nombreuses contraintes :

- ✓ elle présente une dérivée temporelle de second ordre égale à zéro à $t = 0$
- ✓ elle est cohérente avec les formes d'ondes de courant de retour mesurées
- ✓ elle permet aussi un réglage précis et facile de l'amplitude du courant, la dérivée du courant maximale et la quantité de charges électriques transférées de façon presque indépendante en faisant varier I_0 , τ_1 et τ_2 , respectivement [2].

La somme de deux fonctions d'Heidler (par exemple *Rachidi et al.* [152]), ou une combinaison avec une fonction double exponentielle (par exemple *Nucci et al.* [55]) sont couramment utilisées pour reproduire une forme d'onde de l'arc en retour spécifique obtenue par des mesures.

Tableau II.3 Les paramètres des deux fonctions d'Heidler [152].

	$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
Arc subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2

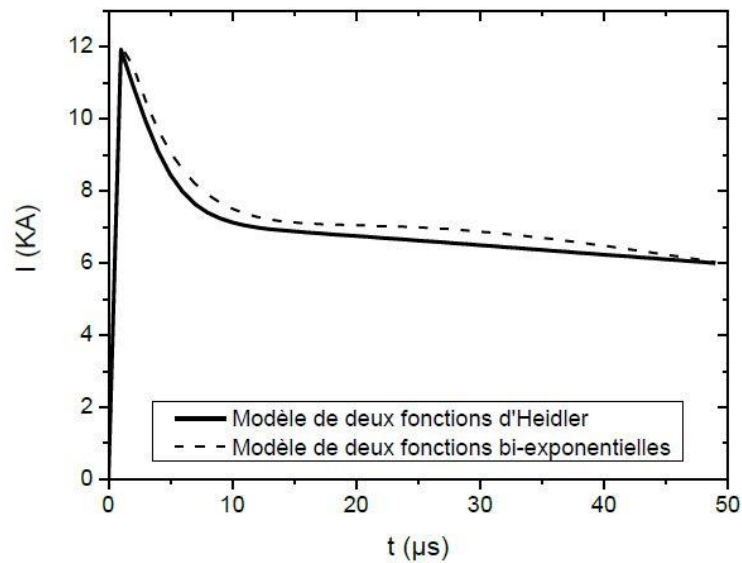


Figure II.7 Courant à la base du canal d'un arc subséquent typique correspondant aux deux modèles (modèle d'Heidler et modèle bi-exponentiel) [5].

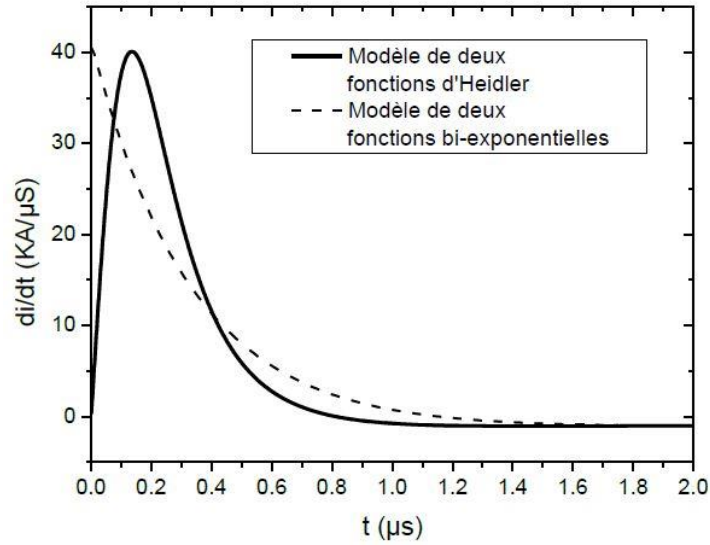


Figure II.8 Dérivée de l'approximation analytique du courant pour les deux modèles [5].

Les deux modèles, bi-exponentiel et la fonction d'Heidler reproduisent bien la forme d'onde d'un courant de foudre typique mesuré à la base de canal (figure II.7). Par ailleurs, l'expression (II.13) d'Heidler par rapport à des fonctions exponentielles, permet d'obtenir une dérivé nulle pour $t=0$, ce qui correspond mieux aux observations expérimentales, contrairement à la fonction bi-exponentielle, habituellement utilisée (figure.II.8).

La formulation du courant à la base du canal de foudre proposée par *Nucci* et al. [55] est exprimée comme la somme d'une fonction d'Heidler et d'une fonction bi-exponentielle (Modèle hybride) selon l'équation (II.18)

$$i_0(t) = \frac{I_{01}}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^2}{1+(t/\tau_1)^2} e^{-t/\tau_2} + I_{02}(e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad (\text{II.18})$$

Tableau II.4. Les paramètres adoptés pour d'expression (II.18). [55]

I_{01} (KA)	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)	η	I_{02} (KA)	τ_3 (μs)	τ_4 (μs)
9.9	0.072	5	0.845	7.5	100.0	6.0

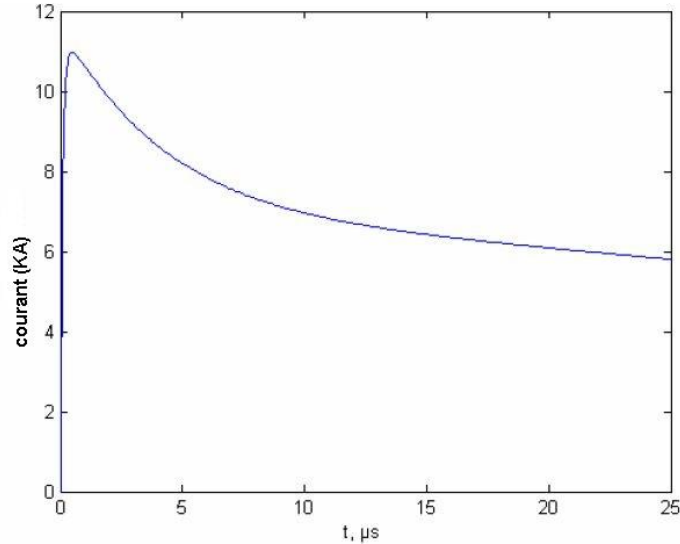


Figure II.9 Allure du courant à la base du canal obtenue grâce au modèle hybride.

La figure. II.9 présente le courant de l'arc en retour à la base du canal en utilisant le modèle hybride, il est caractérisé par un pic de 11 kA et une dérivée temporelle maximale de 105 kA/µs.

Dans ce travail, afin de reproduire une forme d'onde de retour spécifique, on utilise la somme de deux fonctions d'Heidler, selon l'expression suivante :

$$i_0(t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^2}{1+(t/\tau_{11})^2} e^{-(t/\tau_{21})} + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{12})^2}{1+(t/\tau_{12})^2} e^{-(t/\tau_{22})} \quad (\text{II.19})$$

Avec :

$$\eta_1 = \exp \left[\left(-\frac{\tau_{11}}{\tau_{12}} \right) \left(n_1 \frac{\tau_{12}}{\tau_{11}} \right)^{1/n_1} \right] \quad (\text{II.20})$$

$$\eta_2 = \exp \left[\left(-\frac{\tau_{21}}{\tau_{22}} \right) \left(n_2 \frac{\tau_{22}}{\tau_{21}} \right)^{1/n_2} \right] \quad (\text{II.21})$$

Le tableau II.5 présente les paramètres des fonctions d'Heidler correspondant au premier arc en retour et l'arc en retour subséquent, typiques. Présentés par *Rachidi* et al. [152], d'après les données expérimentales de Berger.

Tableau II.5 Les paramètres des deux fonctions d'Heidler [152].

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

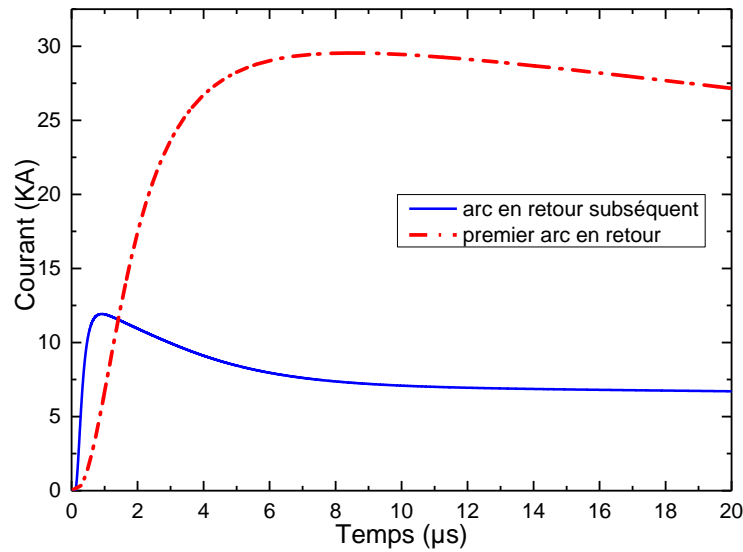


Figure II.10 premier arc et l'arc en retour subséquent à la base du canal.

Les valeurs adoptées pour la vitesse de l'arc en retour, premier et subséquent sont respectivement de $1,7 \times 10^8$ m/ μ s et de $1,5 \times 10^8$ m/ μ s. La constante de décroissance λ dans le modèle MTLE est supposée être égale à 2 Km [152].

Le courant de premier arc en retour est caractérisé par une valeur de pic de 30 KA et une pente maximale de 12 KA/ μ s, et le courant de l'arc en retour subséquent a une valeur de pic de 12 KA et une pente maximale de 40 KA/ μ s.

II.6 Validité des modèles d'ingénieur du courant de l'arc en retour

Un modèle de courant de l'arc en retour approprié doit être un modèle qui donne une bonne approximation du courant observé à la base du canal, des champs électriques et magnétiques observés à diverses distances (en particulier les pics des champs et les pics des dérivées) et la vitesse du front d'onde de l'arc en retour observée.

Plusieurs auteurs ont étudié la capacité des modèles d'ingénieur à prédire le champ électromagnétique rayonné par les coups de foudre ; *Rakov* [151] mentionne deux approches principales pour évaluer cette capacité :

- La première approche consiste à utiliser une forme d'onde de courant à la base du canal typique et une vitesse de propagation de l'arc en retour typique comme entrées du

modèle, puis à comparer les champs électromagnétiques prédits par le modèle avec les champs typiques mesurés.

- La seconde approche consiste à utiliser la forme d'onde de courant de la base du canal et la vitesse de propagation mesurée pour un même événement individuel et à comparer les champs calculés avec les champs mesurés pour ce même événement spécifique.

La deuxième approche est capable de fournir une réponse plus définitive concernant la validité du modèle, mais elle n'est réalisable que dans le cas de coups de foudre déclenchés artificiellement ou de coups de foudre naturels qui tombent sur des tours élevés où le courant à la base du canal peut être mesuré. Dans les calculs du champ, on suppose généralement que le canal est droit et vertical avec son origine au sol ($z = 0$), conditions qui peuvent être de meilleures approximations pour les arcs en retour subséquents, mais potentiellement pas pour les premiers arcs. La longueur du canal n'est généralement pas spécifiée à moins qu'elle ne soit originaire au modèle, comme c'est le cas pour le modèle MTLL (par exemple, *Rakov et Dulzon* [146]). Par conséquent, les champs prédits par le modèle et la validation du modèle associé ne peuvent pas être significatifs après 25-75 μs , le temps nécessaire au front de l'arc en retour pour parcourir la distance entre le sol et le nuage.

Nucci et al. [55], en 1990, ont identifié quatre caractéristiques du champ électromagnétique mesuré de 1 à 200 km par *Lin et al.* [54] en 1979 (chap.1, fig. I.21) et ils ont utilisé ces caractéristiques comme référence pour leur validation expérimentale des modèles d'ingénieur (TL, MTLE, BG et TCS). Les caractéristiques comprennent :

1. le champ électromagnétique présente pour toute distance (entre 1 km et 200 km) un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance ;
2. la croissance en rampe, du champ électrique après son pic initial et cela pour des distances proches ;
3. la bosse que présente l'allure du champ magnétique à des distances proches. Cette bosse apparaît après un pic initial dans l'intervalle [10 μs , 40 μs] ;
4. les allures du champ électrique et magnétique lointains qui présentent une inversion de polarité.

Nucci et al. concluent de leur étude que tous les modèles évalués par eux, en utilisant des champs mesurés à des distances allant de 1 à 200 km, prédisent des champs raisonnables pour les 5-10 premiers microsecondes, de même pour les 100 premières microsecondes à l'exception du modèle TL.

Tableau.II.6. Validation des modèles d'ingénieur selon *Nucci et al.* [55]

	BG	TCS	TL	MTL
1 ^{ère} caractéristique	+	+	+	+
2 ^{ème} caractéristique	+	+	-	+
3 ^{ème} caractéristique	+	+	+	-
4 ^{ème} caractéristique	-	-	-	+

Le signe « + » signifié modèle validé, et le signe « - » signifié modèle non-validé

Thottappillil et Uman, 1993 [153] ont comparé les modèles TL, TCS, MTLE et DU en utilisant 18 ensembles de trois caractéristiques mesurées simultanément d'un arc en retour de foudre déclenché artificiellement : courant à la base du canal, vitesse de propagation de l'arc en retour et le champ électrique à environ 5 km de la base du canal. Ils ont constaté que les modèles TL, MTLE et DU prédisaient chacun les pics initiaux des champs électriques mesurés avec une erreur, dont la valeur absolue moyenne était d'environ 20%, alors que le modèle TCS avait une erreur absolue moyenne d'environ 40%.

Les résultats globaux des tests de validité des modèles d'ingénieur peuvent être résumés comme suit :

- ✓ La relation entre le pic initial du champ et le pic initial du courant est raisonnablement bien prédite par les modèles TL, MTLL, MTLE et DU.
- ✓ Les champs électriques à des dizaines de mètres du canal, après les 10-15 premiers μ s sont raisonnablement reproduits par les modèles MTLL, BG, TCS et DU, mais pas par les modèles TL et MTLE.
- ✓ Du point de vue de l'ensemble des formes d'onde du champ à 5 km, tous les modèles devraient être considérés comme insuffisants.
- ✓ La plupart des modèles considérés sont adéquats dans les calculs où ils reproduisent des champs qui sont des approximations raisonnables des données expérimentales disponibles. Les versions modifiées du modèle TL (MTLE et MTLL) sont probablement le compromis le plus raisonnable entre la simplicité mathématique et la précision.

Cependant, le modèle TL est recommandé pour l'estimation du pic initial du champ à partir du pic du courant, et vice versa.

II.7 Extension des modèles d'ingénieur pour prendre en compte les objets élevés (tours)

II.7.1 Extension de modèles d'ingénieur basés sur la représentation de source distribuée (*modèle de Rachidi*)

Rachidi et al. [141] ont présenté une extension des modèles d'ingénieur de l'arc en retour, prenant en compte la présence d'un objet verticalement étendu (tour). Cette extension est une représentation basée sur des sources de courant distribuées le long du canal de foudre [154]-[155]. Une impulsion de courant $i_0(t)$, associée au processus de l'arc en retour, est injectée au point d'attachement de la foudre (au sommet de la tour), produit deux impulsions de courant, se propageant, respectivement, le long de la tour et le long du canal de foudre.

L'onde ascendante se propage le long du canal à la vitesse v et l'onde se déplaçant vers le bas le long de l'objet élevé (tour) se propage à la vitesse de la lumière c (Figure II.11). On considère que la tour est une ligne de transmission électriquement longue et uniforme sans perte, caractérisée par son impédance caractéristique Z_T et ayant des coefficients de réflexion constants non nuls à son sommet et à sa base, respectivement ρ_t et ρ_g .

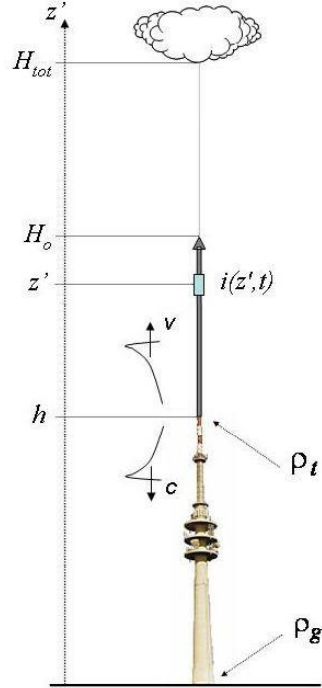


Figure II.11 Propagation des impulsions de courant le long du canal et le long de la tour.

Les distributions du courant le long de la tour et le long du canal de foudre sont respectivement décrites par les équations suivantes [141] :

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] u \left(t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (\text{II.22})$$

Pour : $0 \leq z' \leq h$

$$i(z', t) = \left[p(z' - h) i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{v^*} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c} \right) + (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] u \left(t - \frac{z'-h}{v} \right) \quad (\text{II.23})$$

Pour : $h \leq z' \leq H$

Où ρ_t et ρ_g sont respectivement les coefficients de réflexion au sommet et à la base de la tour

h : est la hauteur de la tour,

c : est la vitesse de la lumière,

v : est la vitesse de front de l'arc en retour,

$P(z')$ et v^* sont le facteur d'atténuation du courant dépendant de la hauteur, *et* la vitesse de propagation du front de l'arc en retour respectivement pour les modèles d'ingénieur les plus utilisés, sont données dans le tableau II.1

$u(t)$: est une fonction unité

n : représente le nombre de réflexions aux deux extrémités de la tour.

Les coefficients de réflexion sont déterminés à partir des impédances caractéristiques du canal de foudre, de la tour et du sol :

$$\rho_t = \frac{Z_t - Z_{ch}}{Z_t + Z_{ch}} \quad (\text{II.24})$$

$$\rho_g = \frac{Z_t - Z_g}{Z_t + Z_g} \quad (\text{II.25})$$

Où Z_t est l'impédance caractéristique de la tour, Z_{ch} est l'impédance caractéristique du canal de la foudre et Z_g est l'impédance du sol.

Les équations (II.22) et (II.23) sont généralisées pour les mêmes cinq modèles d'ingénieur considérés dans le cas d'un coup de foudre initié au sol selon la même fonction d'atténuation de courant dépendant de la hauteur $P(z')$ et la même vitesse de propagation d'onde de courant v^* dans le tableau II.1.

Ces équations sont basées sur le concept de «courant non contaminé» $i_0(h, t)$, qui représente le courant idéal qui serait mesuré au sommet de la tour si les coefficients de réflexion d'onde du courant aux deux extrémités de la tour étaient égaux à zéro.

Pour une expression donnée de $i_0(h, t)$, la distribution du courant le long de la tour, décrite par l'équation. (II.22), est essentiellement déterminée par les paramètres de la ligne de transmission uniforme sans perte adoptée pour représenter l'objet élevé (tour), à savoir sa longueur et les coefficients de réflexion à ses extrémités.

II.7.2 Extension de modèles d'ingénieur basés sur la représentation de source de tension localisée (*modèle de Baba et Rakov*)

Une approche alternative à la représentation de la source distribuée par *Rachidi et al.* [141] été proposé par *Baba et Rakov* [156], [157], en utilisant une source de tension série localisée au point de jonction entre le canal de foudre et l'objet élevé (tour). Ils ont montré qu'une telle représentation assure des conditions aux limites appropriées au point d'attachement entre la tour et le canal de foudre et qu'elle est équivalente à la représentation de la source distribuée [157]. Dans leur représentation, *Baba et Rakov* ont exprimé la distribution spatio-temporelle du courant le long de la tour et le long du canal en termes de courant de court-circuit $i_{sc}(t)$, qui est lié au courant non contaminé à travers la relation :

$$i_{sc}(t) = 2i_0(h, t) \quad (\text{II.26})$$

$$i(z', t) = \frac{1-\rho_t}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\begin{array}{l} \rho_t^n \rho_g^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \\ \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] \quad (\text{II.27})$$

Pour : $0 \leq z' \leq h$

$$i(z', t) = \frac{1-\rho_t}{2} \left[\begin{array}{l} i_{sc} \left(h, t - \frac{z'-h}{v} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c} \right) + \\ \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} (1 + \rho_t) i_{sc} \left(h, t - \frac{z'-h}{v} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] \quad (\text{II.28})$$

Pour : $h \leq z' \leq H$

II.7.3 Sur l'extension des modèles d'ingénieur pour prendre en compte les tours élevés

Dans tous les modèles d'ingénieur, l'objet élevé (tour) est modélisé comme une ligne de transmission idéale. Pour inclure les discontinuités structurelles de l'objet élevé, plusieurs sections de lignes de transmission en cascade ont également été considérées [32].

La représentation de la ligne de transmission de l'objet élevé a été montrée qu'elle donne des résultats raisonnables par rapport aux données expérimentales. Cependant, les formes d'onde du courant mesuré expérimentalement sont affectées par d'autres facteurs pas faciles à contrôler, tels que la variabilité de l'impédance du canal de la foudre et les réflexions sur le front d'onde de l'arc en retour.

Dans ce qui suit, on présente un exemple lié aux processus transitoires qui se produisent lorsqu'un courant de foudre est injecté au sommet d'un objet élevé :

Considérons deux modèles simplifiés ; de la tour de Peissenberg et de la tour CN en Canada. La tour Peissenberg de 168 m de hauteur est considérée comme une ligne de transmission uniforme sans perte avec des coefficients de réflexion fixés respectivement à $\rho_t = -0,53$ et $\rho_g = 0,7$ [5], la tour CN en Canada de 553 m de hauteur et coefficients de réflexion fixés respectivement à $\rho_t = -0,366$ et $\rho_g = 0,8$ [5]. En adoptant pour le courant $i(0, t)$ l'expression II.19 de la somme de deux fonctions d'Heidler (par exemple *Rachidi* et al. [111]) (voir tableau II.3) et aussi l'expression II.18 proposé par *Nucci* et al. [55] (voir le tableau II.4).

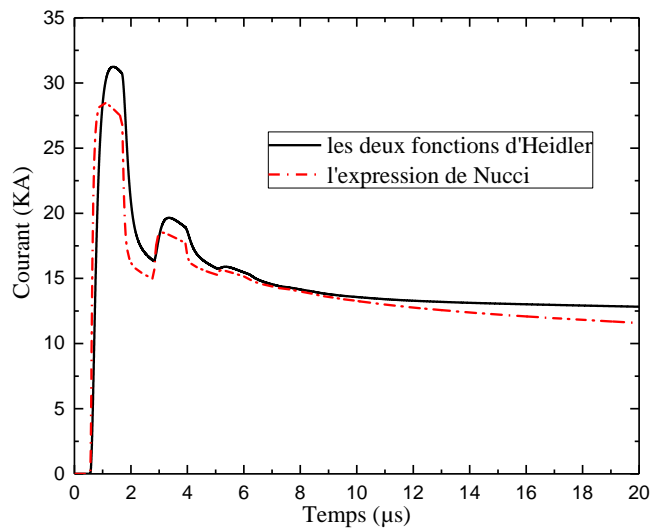


Figure II.12 Courant à la base de la tour Peissenberg (168-m).

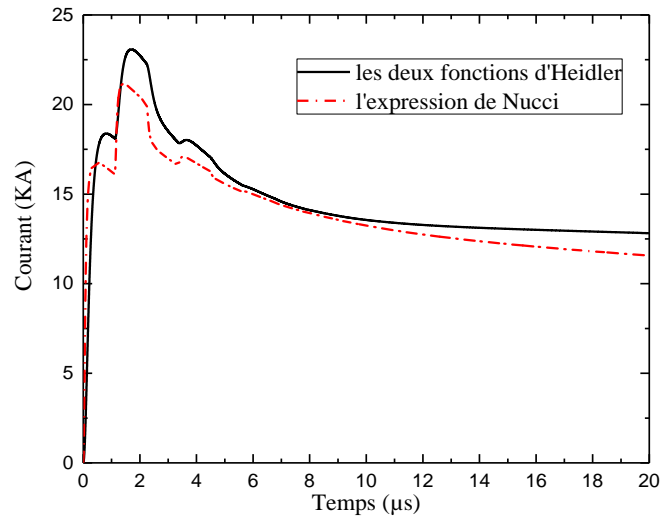


Figure II.13 Courant au sommet de la tour Peissenberg (168-m).

Les figures II.12- II.15 montrent la distribution temporelle du courant au sommet et à la base de la tour Peissenberg et la tour CN, respectivement (équation II. 22 pour $z' = h$ et $z' = 0$). Cette distribution est, significativement, influencée par les réflexions multiples de l'onde de courant provenant des extrémités de la tour. On peut également voir que le courant à la base de la tour a une valeur de pic plus élevée que celui au sommet en raison de la contribution de l'onde réfléchie au niveau du sol.

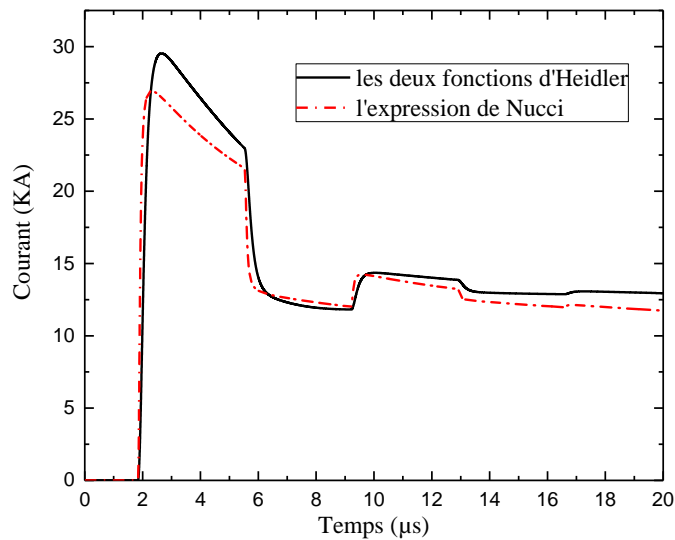


Figure II.14 Courant à la base de la tour CN (553-m).

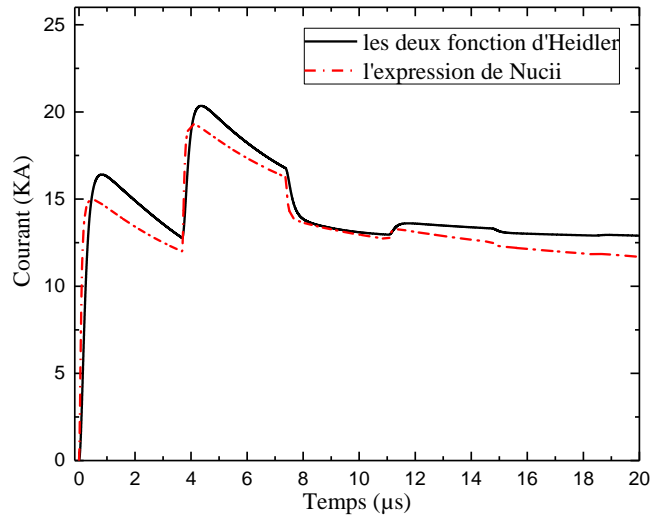


Figure II.15 Courant au sommet de la tour CN (553-m).

II.8 Conclusion

Dans ce chapitre, on a montré l'importance de la modélisation du courant de l'arc en retour de foudre. Parmi les différentes classes de modèles de l'arc en retour qui existent dans la littérature, l'attention est focalisée sur les modèles dits « modèles d'ingénieur », qui permettent de décrire la distribution du courant le long du canal de foudre en fonction du courant à la base du canal et la vitesse de l'arc en retour, deux paramètres pour lesquelles des données peuvent être obtenues expérimentalement.

Les résultats globaux des tests de validité des modèles d'ingénieur peuvent être résumés comme suit :

- ✓ La relation entre le pic initial du champ et le pic initial du courant est raisonnablement bien prédite par les modèles TL, MTLL, MTLE et DU.
- ✓ Les champs électriques à des dizaines de mètres du canal, après les 10-15 premiers µs sont raisonnablement reproduits par les modèles MTLL, BG, TCS et DU, mais pas par les modèles TL et MTLE.
- ✓ Du point de vue de l'ensemble des formes d'onde du champ à 5 km, tous les modèles devraient être considérés comme insuffisants.

La plupart des modèles considérés sont adéquats dans les calculs où ils reproduisent des champs qui sont des approximations raisonnables des données expérimentales disponibles. Les

versions modifiées du modèle TL (MTLE et MTLL) sont probablement le compromis le plus raisonnable entre la simplicité mathématique et la précision. Cependant, le modèle TL est recommandé pour l'estimation du pic initial du champ à partir du pic du courant, et vice versa.

A la fin de ce chapitre, nous avons présenté l'extension des modèles d'ingénieur pour prendre en compte la présence d'un objet élevé. L'interaction de la foudre avec les objets élevés (tours), attire, jusqu'à aujourd'hui, l'attention de beaucoup de chercheurs à travers le monde.

Chapitre III :

**Modélisation des champs électromagnétiques
rayonnés par la foudre**

III.1 Introduction

Les champs électromagnétiques de la foudre peuvent, par couplage avec les systèmes électriques et/ou électroniques, induire des surtensions transitoires, ce qui peut entraîner des pannes d'électricité et de télécommunication et la destruction des appareils électronique. Par conséquent, la caractérisation et l'évaluation des champs électromagnétiques de foudre (sources de perturbations) permettent d'arrêter le choix des moyens de protection. L'évaluation des effets électromagnétiques associés à un processus de l'arc en retour de foudre comprend généralement les points suivants: (1) caractérisation et représentation du courant à la base du canal de foudre; (2) évaluation de la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour le long du canal en utilisant des modèles de l'arc en retour, ces deux premières étapes sont déjà présentées dans le chapitre précédent; (3) calcul des champs électromagnétiques rayonnés, qui est notre objectif dans ce chapitre ; et (4) modélisation du couplage des champs électromagnétiques avec les systèmes électriques et/ou électroniques. Cette dernière partie ne fait pas l'objet de notre travail.

La décharge de foudre est considérée comme un canal conducteur mince comparé à sa longueur totale. Par conséquent, pour calculer les champs électriques et magnétiques de la foudre, le canal est modélisé comme une antenne verticale véhiculant un courant qui se propage à une vitesse qui varie, généralement entre le 1/3 et le 2/3 de la vitesse de la lumière. Le calcul nécessite, donc, un examen attentif du phénomène de retard dû à la propagation.

Dans ce chapitre, on va présenter tout d'abord, la formulation rigoureuse concernant le calcul du champ électromagnétique, ensuite, on passe aux approximations, généralement, utilisées dans la littérature pour pallier aux problèmes rencontrés avec la formulation rigoureuse. Les expressions du champ électromagnétique sont données au-dessus et en dessous d'un sol de conductivité finie, avec ou sans tour. Dans la deuxième partie du chapitre, on va présenter, très brièvement, les méthodes numériques utilisées en électromagnétisme, à savoir : la méthode des moments (MOM, en anglais : Method Of Moments), la méthode des éléments finis (FEM, en anglais : Finit Element Method) et la méthode de différences finies à point centré (FDTD, en anglais : Finite Difference Time Domain). La méthode FDTD sera présentée en détail, vu quelle sera utilisée par la suite pour le calcul.

III.2 Champ électromagnétique associé à l'arc en retour de la foudre

Généralement, le calcul des champs électriques et magnétiques associés à un arc en retour de foudre nuage-sol repose sur un certain nombre d'hypothèses couramment adoptées, à savoir :

- le canal de foudre est représenté par une antenne verticale longue dans laquelle le front de l'arc en retour se propage à la vitesse de l'arc en retour.
- le sol, caractérisé par sa conductivité électrique et sa permittivité diélectrique, est supposé plat et homogène.

La figure. III.1, montre une représentation schématique de la géométrie supposée du canal de foudre et indique également le point d'observation P où les champs seront calculés. Le sol est supposé parfaitement conducteur et le système de coordonnées cylindriques est adopté pour représenter les champs de cette géométrie.

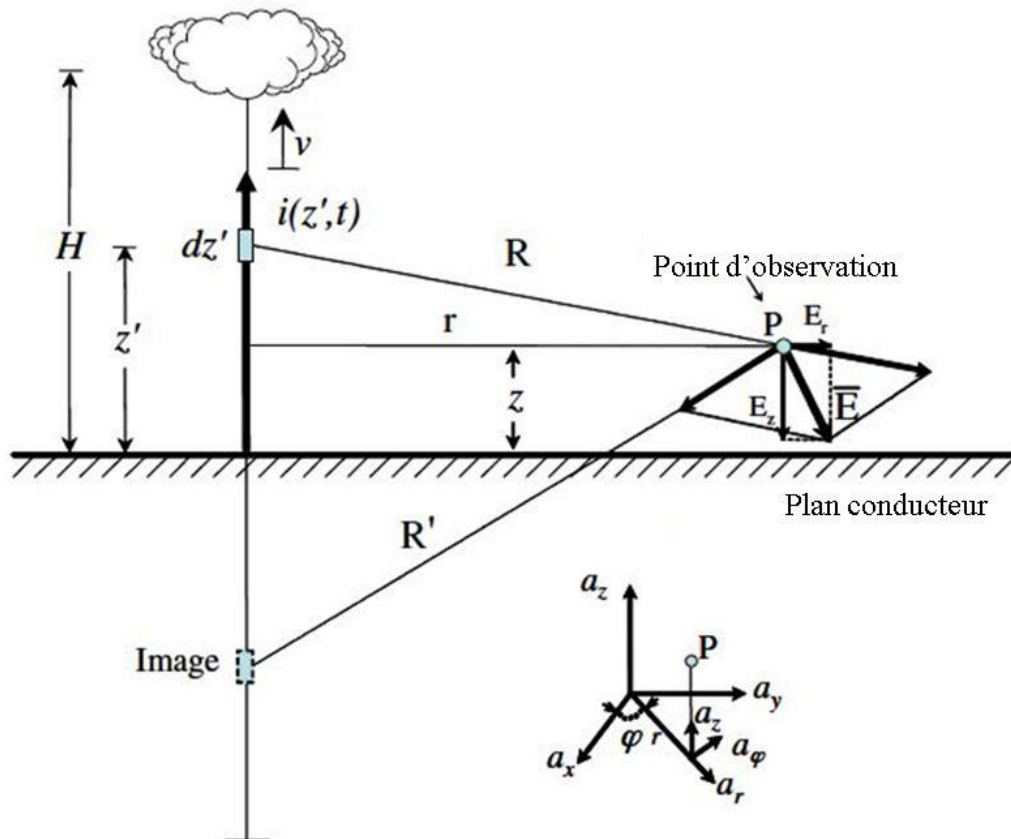


Figure III.1 Paramètres géométriques utilisés pour calculer les champs électromagnétiques de l'arc en retour. [158]

Baños, en 1966 [159] et *Wait*, en 1996 [160] ont traité le problème complet du rayonnement électromagnétique d'un dipôle sur un demi-espace de conductivité finie ; en déterminant la solution des équations de Maxwell pour les deux milieux air et sol. Les équations résultantes sont obtenues dans le domaine fréquentiel et sont en termes d'intégrales avec une convergence lente (intégrales de Sommerfeld).

$$dE_r(r, z, j\omega) = \frac{j\omega I(z')\mu_0 dz'}{4\pi k_2^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial r \partial z} (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \right] \quad (\text{III.1})$$

$$dE_z(r, z, j\omega) = \frac{j\omega I(z')\mu_0 dz'}{4\pi k_2^2} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2 \right) (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \right] \quad (\text{III.2})$$

$$dH_\phi(r, z, j\omega) = \frac{-I(z')dz'}{4\pi} \left[\frac{\partial}{\partial r} (G_{22} - G_{21} + k_1^2 V_{22}) \right] \quad (\text{III.3})$$

Avec :

$$G_{21} = \frac{e^{jk_2 R_r}}{R_r} = \int_0^\infty \frac{e^{-\gamma_2(z'+z)}}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{III.4})$$

$$G_{22} = \frac{e^{jk_2 R_d}}{R_d} = \int_0^\infty \frac{e^{-\gamma_2|z'-z|}}{\gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{III.5})$$

$$V_{22} = \int_0^\infty \frac{2e^{-\gamma_2(z'+z)}}{k_2^2 \gamma_1 + k_1^2 \gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{III.6})$$

Et :

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

$$\gamma_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}; \quad \gamma_2 = \sqrt{\lambda^2 - k_2^2}$$

$$k_1 = \sqrt{\omega^2 \mu_g \epsilon_g + j\omega \mu_0 \sigma_g}; \quad k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

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

Les expressions (III.4) à (III.6) sont connues sous le nom d'intégrales de Sommerfeld, exprimant ainsi, l'interaction de la source électromagnétique avec le sol. Du point de vue numérique, ces intégrales se distinguent comme une tâche délicate du fait de la lenteur de leur convergence. De plus, le passage du domaine fréquentiel au domaine temporel du champ

électromagnétique nécessite une transformée de Fourier inverse qui peut poser parfois certains problèmes d'ordre numérique. [5]

III.2.1 Hypothèse d'un sol parfaitement conducteur

Le problème est grandement simplifié si l'on suppose un sol parfaitement conducteur. Dans ce cas, les composantes des champs électriques et magnétiques à l'emplacement $P(r, \varphi, z)$ (fig.III.1) produites par une courte section verticale du canal infinitésimal dz' à la hauteur z' portant un courant variant dans le temps $i(z', t)$ peut être calculé dans le domaine temporel en utilisant les relations suivantes (par exemple *Uman et al., 1975. [158]*) :

$$dE_z(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - R/c) - \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} \right] \quad (\text{III.7})$$

$$dE_r(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau + \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - R/c) + \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} \right] \quad (\text{III.8})$$

$$dH_\varphi(r, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} \left[\frac{r}{R^3} i(z', t - R/c) + \frac{r}{cR^2} \frac{di(z', t - R/c)}{\partial t} \right] \quad (\text{III.9})$$

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

Ou

$i(z', t)$ le courant porté par le dipôle dz' au temps t , ϵ_0 la permittivité du vide, μ_0 la perméabilité du vide, c la vitesse de la lumière, R la distance entre le dipôle et le point d'observation et r la distance horizontale entre le canal et le point d'observation.

Dans les équations (III. 7) et (III. 8), les termes contenant l'intégrale du courant (charge transférée par dz') sont appelés « champs électrostatiques », ils sont les composantes dominantes de champ proche de la source (pour les distances proches). Les termes contenant la dérivée du courant sont appelés « champs de rayonnement », ils constituent la composante dominante en champ lointain. Les termes contenant le courant sont appelés « champs d'induction ».

En équation (III.9), le premier terme est appelé « induction ou champ magnétostatique » et constitue la composante dominante du champ près de la source (pour les distance proches), et le

second terme est appelé « champ de rayonnement » et constitue la composante dominante du champ lointain (pour les distances lointaines).

Dans ces équations, la présence du sol parfaitement conducteur est prise en compte en remplaçant le sol par une image équivalente comme le montre la figure III.1.

Les champs totaux produits par le courant de l'arc en retour au point d'observation sont obtenus par intégration des équations précédentes le long du canal et de son image.

III.2.2 Approximation de Cooray-Rubinstein

Pour des distances supérieures à plusieurs kilomètres, la propagation sur un sol de conductivité finie entraîne une atténuation notable des composantes à haute fréquence du champ. Cependant, pour cette gamme de distances, l'effet induit par les rayonnements électromagnétiques de la foudre devient moins important. A des distances du canal de foudre n'excédant pas environ un kilomètre, la composante verticale du champ électrique et la composante azimutale du champ magnétique peuvent être calculées avec une approximation raisonnable en considérant un sol parfaitement conducteur (par exemple *Rachidi* et al. [161]). Cependant, quant à la composante horizontale (radiale) du champ électrique, elle est plus affectée par la conductivité finie du sol.

Bien que, à quelques mètres du canal de foudre, l'intensité du champ électrique horizontal soit beaucoup plus faible que celle de la composante verticale, dans le contexte de certains modèles de couplage avec les lignes de transmission, le champ électrique horizontal joue un rôle important et donc, son calcul nécessite l'utilisation des expressions rigoureuses ou au moins des approximations raisonnables de celles-ci. Parmi les nombreuses approximations proposées dans la littérature, la formule de Cooray-Rubinstein (*Cooray* [162] ; *Rubinstein* [163]).

Le champ électrique horizontal rayonné par la foudre, calculé en un point situé au-dessus d'un sol de conductivité finie s'exprime par l'expression suivante :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\phi p}(r, 0, j\omega) \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\epsilon_g + 6g/j\omega}} \quad (\text{III. 10})$$

Où P est un indice indiquant que le sol est parfaitement conducteur ; $E_{rp}(r, z, j\omega)$, $H_{\phi p}(r, 0, j\omega)$ désignent respectivement les transformées de Fourier du champ électrique

horizontal à une hauteur z au-dessus du sol et du champ magnétique au sol (le calcul de ces deux champs se fait en supposant un sol parfait).

Si la conductivité du sol est élevée, l'expression (III. 10) peut être simplifiée comme suit :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\phi p}(r, 0, j\omega) \frac{1+j}{6_g \delta} \quad (\text{III. 11})$$

Avec

$$\delta: \text{épaisseur de peau, avec : } \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_g \sigma_g}} \mu_g$$

La formule de Cooray-Rubinstein permet d'obtenir des approximations satisfaisantes du champ pour toutes les distances considérées [163]. En plus, parmi toutes les formules simplificatrices, elle est la seule à reproduire l'inversion de polarité du champ à moyenne distance [163].

III.2.3 Champ électromagnétique en dessous du sol

Les expressions générales du champ électromagnétique en un point situé en dessous d'un sol de conductivité finie généré par un dipôle au-dessus du sol ont été développées en 1966 par *Banos* [159]. La figure III.2 présente la géométrie du problème.

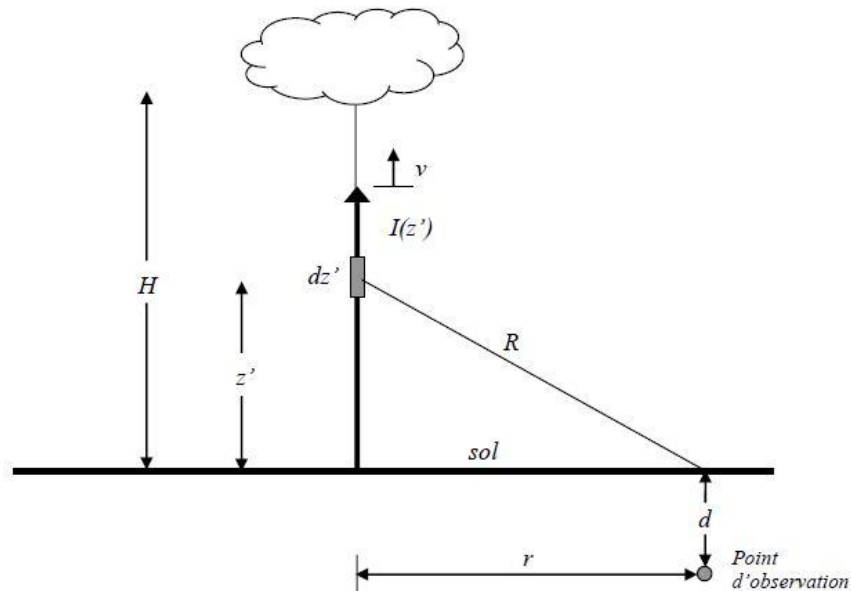


Figure III.2 Géométrie du problème dans le cas du calcul du champ électromagnétique en dessous du sol. [5]

Les équations du champ développées par *Banos* [159], sont dans le domaine fréquentiel et contiennent des intégrales de Sommerfeld. L'évaluation numérique directe de ces équations n'est pas recommandée surtout dans le cas d'un couplage du champ avec un câble souterrain [5].

III.2.4 Formule de Cooray

Cooray [164] a proposé des expressions plus simples du champ électromagnétique en dessous du sol, en fonction du champ au sol :

$$E_z(j\omega, r, d) = E_z(j\omega, r, 0) \frac{\epsilon_0 e^{-k_g d}}{\epsilon_g + j\omega \epsilon_g} \quad (\text{III.12})$$

$$E_r(j\omega, r, d) = E_r(j\omega, r, 0) e^{-k_g d} \quad (\text{III.13})$$

$$H_\phi(j\omega, r, d) = H_\phi(j\omega, r, 0) e^{-k_g d} \quad (\text{III.14})$$

$$\text{Avec : } k_g = \sqrt{j\omega \mu_0 \epsilon_g - \omega^2 \mu_0 \epsilon_g}$$

Au sol, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal, peuvent être calculés en utilisant l'hypothèse d'un sol parfait, le champ électrique radial se calcule par l'approximation de Cooray-Rubinstein. Les expressions (III.12)-(III.14) sont données dans le domaine fréquentiel, le passage au domaine temporel s'effectue en utilisant une transformée de Fourier inverse.

III.2.5 Algorithme de Delfino

Delfino et al. [165] ont développé un algorithme efficace pour l'évaluation exacte du champ électromagnétique en dessous d'un sol imparfait, basé sur les fonctions de Green. Les trois composantes du champ peuvent être exprimées sous la forme :

$$\begin{cases} E_z = \frac{j}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^3}{n^2\mu + \mu_E} J_0(\lambda r) e^{-\mu z'} e^{\mu_E z} d\lambda \\ E_r = -\frac{j}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^{+\infty} J_1(\lambda r) e^{-\mu z'} e^{\mu_E z} \frac{\lambda^2 \mu_E}{n^2\mu + \mu_E} d\lambda \\ H_\phi = \frac{n^2}{2\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2}{n^2\mu + \mu_E} J_1(\lambda r) e^{-\mu z'} e^{\mu_E z} d\lambda. \end{cases} \quad (\text{III.15})$$

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

$$\mu_E^2 = \lambda^2 - k_E^2; \quad \mu^2 = \lambda^2 - k^2$$

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0; \quad k_E^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0 + j\omega \mu_0 \epsilon, \quad \text{et} \quad n^2 = k_E^2 / k^2$$

Où k est le nombre d'ondes dans l'air, k_E le nombre d'ondes dans le sol, n l'indice de réfraction complexe et J_0 la fonction de Bessel d'ordre zéro.

Comme on le sait, les fonctions de Green (III.15) sont utiles pour évaluer l'expression des champs électromagnétiques générés par une décharge de foudre. Pour ce faire, il est nécessaire de multiplier les fonctions de Green avec la distribution du courant et de les intégrer le long du canal, comme le montre la figure. III.3.

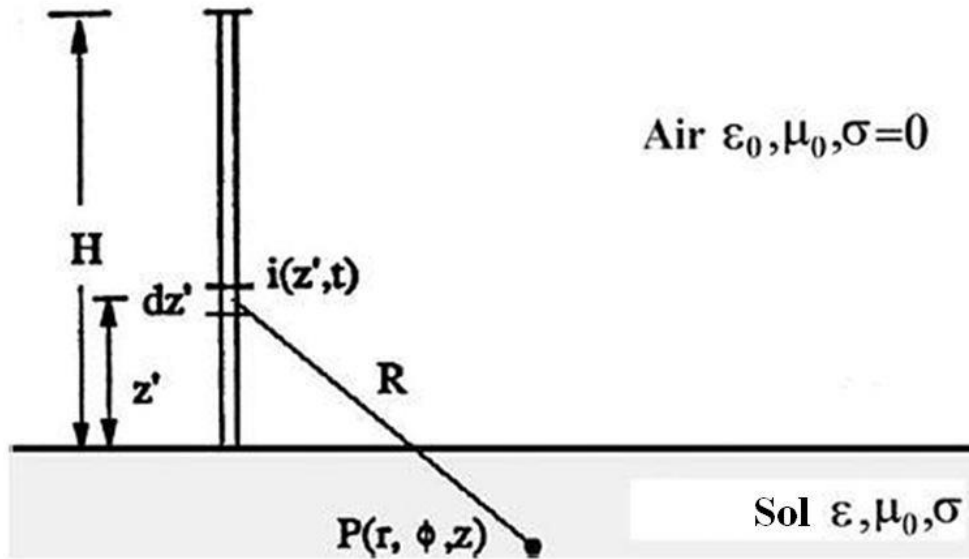


Figure III.3 Géométrie adoptée par *Delfino* dans le développement de son algorithme [165].

Supposons que pour la distribution du courant, l'expression générale utilisée dans les représentations dites de modèle d'ingénieur [131] est :

$$I(z', w) = P(z')I(0, w)e^{jw\frac{z'}{v^*}} \quad (\text{III.16})$$

Où $I(0, w)$ est courant à la base du canal, $P(z')$ la fonction d'atténuation, et v^* la vitesse d'onde du courant (par exemple on adaptant le modèle MTLE) les expressions (III.15) deviennent :

$$\begin{cases} E_{zL} = \frac{jI(0, w)}{2\pi w \epsilon_0} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^3}{n^2 \mu + \mu_E} J_0(\lambda r) Q(\lambda) e^{\mu_E z} d\lambda \\ E_{rL} = -\frac{jI(0, w)}{2\pi w \epsilon_0} \int_0^{+\infty} J_1(\lambda r) Q(\lambda) e^{\mu_E z} \frac{\lambda^2 \mu_E}{n^2 \mu + \mu_E} d\lambda \\ H_{\phi L} = -\frac{n^2 I(0, w)}{2\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2}{n^2 \mu + \mu_E} J_1(\lambda r) Q(\lambda) e^{\mu_E z} d\lambda. \end{cases} \quad (\text{III.17})$$

La fonction Q apparaissant en (III.17) est le résultat de l'intégration le long du canal :

$$Q(\lambda) = \int_0^H e^{(j\frac{w}{v} - \mu - \frac{1}{\lambda'})} dz' = \frac{e^{(j\frac{w}{v} - \mu - \frac{1}{\lambda'})H} - 1}{(j\frac{w}{v} - \mu - \frac{1}{\lambda'})}$$

Avec : $v = v^*$ qui représente la vitesse de propagation du courant de l'arc en retour

III.3 Calcul de champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour

L'extension des modèles d'ingénieur adoptés pour la détermination du courant de l'arc en retour le long de la tour et le long du canal de foudre, pour un coup de foudre initié d'un objet élevé (tour), laisse la géométrie inchangée en ce qui concerne le calcul du champ électromagnétique. Comme il est illustré sur la Figure III. 4.

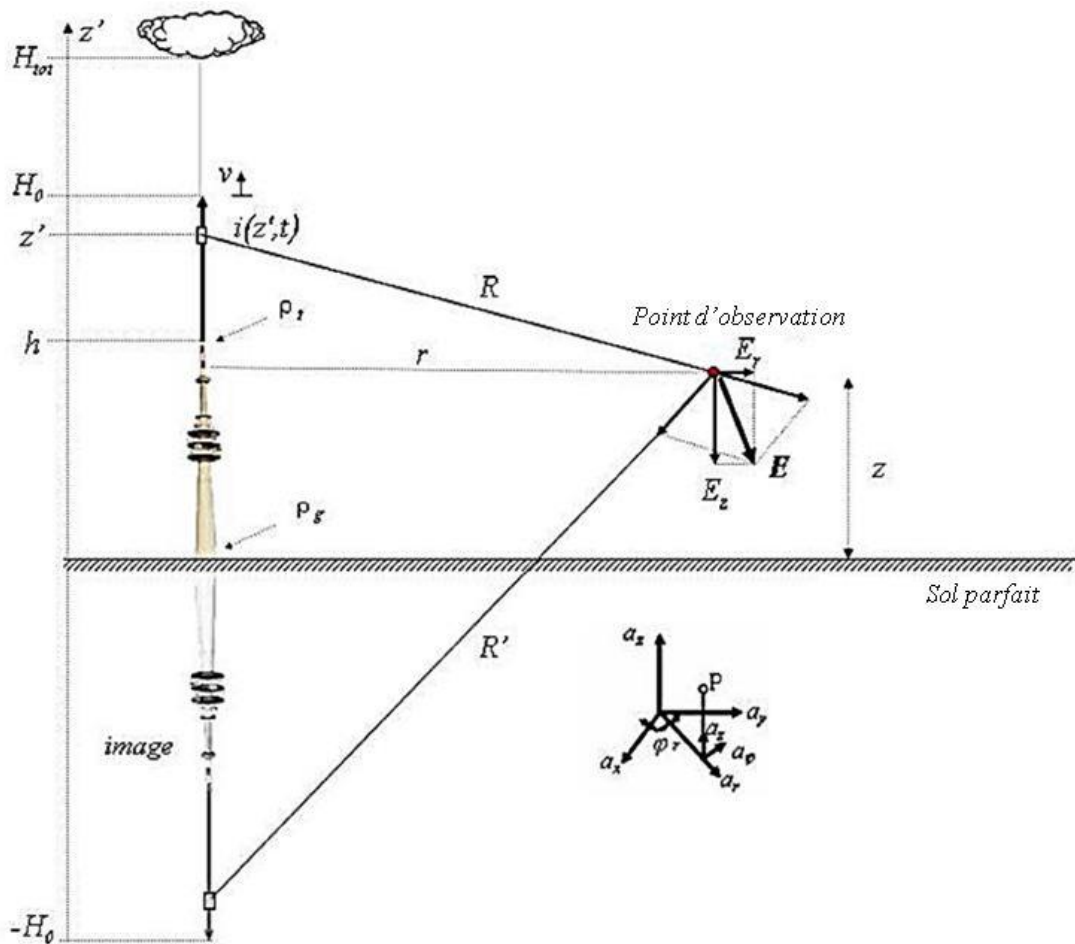


Figure III.4 Géométrie du problème pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre en présence d'une tour (cas d'un sol parfait) [46].

Où la tour est modélisée par une ligne de transmission uniforme sans perte. Seule l'entrée du problème du calcul de champ est différente, à savoir, la distribution spatio-temporelle du courant le long du conducteur vertical $i(z', t)$, décrite par l'équation (II. 13), dans le chapitre précédant qui doit être remplacé par deux distributions de courant différentes, une le long du canal de la foudre et une le long de la tour, respectivement décrites par les équations (II. 22) et (II. 23) pour le modèle de *Rachidi* [141], ou les équations (II. 27) et (II. 28) pour le modèle de *Baba et Rakov* [156]-[157].

III.4 Les méthodes numériques en électromagnétisme

Avec l'incessante augmentation de la complexité des dispositifs électroniques, il est devenu nécessaire, voire indispensable, d'intégrer à la phase de conception et /ou de développement, des outils numériques de calcul électromagnétique. Ces derniers servent à prédire le comportement des systèmes et des structures. Ceci est encore plus vrai dans un domaine comme celui de la compatibilité électromagnétique [166].

L'analyse comportementale, en électromagnétisme, se fait en résolvant les équations de Maxwell de manière analytique ou numérique. Les techniques analytiques simplifient la géométrie d'un problème par des hypothèses afin d'appliquer une solution approchée, tandis que les techniques numériques tentent de résoudre les équations fondamentales directement sous réserve de la limite des contraintes posées par la géométrie, nous reviendrons sur ces aspects en énumérant les différentes méthodes [166].

Nous citons parmi les méthodes les plus répondues, celles sur lesquelles sont basés les logiciels commerciaux : la méthode des moments (MoM), la méthode des différences finies (FDM), la méthode des éléments finis (FEM).

Dans ce qui suit, nous allons exposer un aperçu des principales méthodes. Nous présentons pour chacune d'elles ses avantages, ses inconvénients et son domaine de prédilection. Sachant que les avantages d'une méthode par rapport à une autre dépendent surtout du problème à résoudre et du domaine d'application. Le choix de la méthode à utiliser dépendra donc beaucoup de ce critère.

1) *La méthode des moments (MoM)*

La méthode des moments (MoM : Method Of Moments) est très largement utilisée depuis plusieurs décennies dans diverses disciplines de la physique. En électromagnétisme, elle s'applique généralement à la résolution de la formulation intégrale du champ électrique (*EFIE* : Electric Field Integral Equation) ou magnétique (*MFIE* : Magnetic Field Integral Equation).

C'est une méthode de résolution plutôt fréquentielle même si elle peut être utilisée dans le domaine temporel. La méthode des moments « *MoM* » ne fait pas partie des méthodes volumiques et ne modélise que les structures à simuler. L'autre avantage de cette méthode est qu'elle permet d'insérer des composants localisés dans la structure modélisée par leurs impédances équivalentes.

Cependant, la *MoM* reste très délicate pour la résolution de structures contenant des milieux diélectriques ou magnétiques. Aussi, elle présente un traitement analytique assez lourd, les capacités mémoires requises et le temps de simulation consommé croissent très rapidement suivant la taille du problème.

2) *La méthode des éléments finis (FEM)*

La méthode des éléments finis (*FEM* : Finite Element Method) a largement prouvé son utilité et est devenue une méthode très employée dans de nombreux domaines de la physique, notamment en électromagnétisme, en thermique ou en mécanique. Elle est, de ce fait, très souvent prise comme référence lorsqu'il s'agit de comparer des méthodes numériques.

La *FEM* appartient à la classe des procédures numériques qui transforment une relation fonctionnelle en un système d'équations linéaires. En électromagnétisme, c'est une méthode fréquentielle qui a la capacité de pouvoir s'appliquer à des structures très complexes. C'est une méthode rigoureuse, mais qui nécessite un temps de calcul important ainsi qu'une grande capacité mémoire du calculateur.

Inversement à la méthode des moments, la *FEM* peut être appliquée pour la résolution des problèmes à géométrie complexe. Cette méthode a pris beaucoup d'ampleur et de valeur auprès des concepteurs de logiciels d'électromagnétisme. Cependant, en se basant sur son approche volumique, elle a un coût de calcul, en temps et en mémoire, considérable. En plus du fait qu'elle nécessite, dans sa modélisation, la définition des conditions absorbantes pour une simulation en espace libre. L'utilisation de cette méthode, comme de la précédente, devient

restreinte à des problèmes de petites dimensions (vis-à-vis de la longueur d'onde). Ceci ne répond pas à nos critères de choix de la méthode de simulation surtout pour le calcul en champ lointain.

3) *La méthode des différences finies (FDM)*

Le principe des différences finies repose sur l'approximation d'opérateurs différentiels. Les équations aux dérivées partielles sont alors exprimées sous forme de différences finies et peuvent être formulées dans le domaine fréquentiel ou temporel.

En électromagnétisme, l'approche des différences finies a donné naissance à plusieurs techniques de modélisation, et celle qui se distingue par rapport aux autres, est la méthode FDTD (en anglais : Finite-Difference Time-Domain). Notons également l'existence de la FDFD (Finite-Difference Frequency-Domain) mais cette dernière est beaucoup moins utilisée. La résolution dans le domaine fréquentiel s'obtient en appliquant une transformation de Fourier aux résultats de la simulation temporelle, ceci pourrait entraîner un surplus de calculs.

Dans la *FDTD*, les équations de Maxwell sont résolues dans le domaine temporel en utilisant une approximation de différences finies pour les champs électromagnétiques. Cette méthode est aussi utilisée dans la conception des logiciels d'électromagnétisme. Elle a l'avantage d'avoir un algorithme très simple et de s'appliquer, de par ses formulations, à des structures géométriques quelconques. A noter aussi, que, dans son utilisation la plus répandue, elle s'appuie généralement sur des éléments cubiques dont les formes non orthogonales sont maillées en escalier.

Le traitement des problèmes en électromagnétisme dans le domaine temporel, par la *FDTD*, fournit des résultats qui décrivent directement l'évolution temporelle du système étudié. Dans le cas de notre travail, la *FDTD* va nous permettre de voir directement l'évolution temporelle des champs électromagnétique de la foudre, leurs répartitions et leurs propagations dans le domaine d'étude.

Il faut noter que la *FDTD* est une méthode qui fait partie de la famille des méthodes volumiques, elle exige un temps de calcul un peu long dépendant de la taille du domaine simulé.

Comparée aux méthodes : *MoM*, *FEM* et *FDFD*, la *FDTD* est considérée comme un bon choix pour notre travail, pour les raisons suivantes :

- Traitement et résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel,
- Simplicité de ses formules et de son algorithme
- Sa robustesse et sa flexibilité.

III.5 La méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)

III.5.1 L'origine de la FDTD [167]

Considérons les expansions en série de Taylor de la fonction $f(x)$ étendue autour du point x_0 avec un décalage de $\pm \delta / 2$:

$$f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) = f(x_0) + \frac{\delta}{2}f'(x_0) + \frac{1}{2!}\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!}\left(\frac{\delta}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (\text{III.18})$$

$$f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right) = f(x_0) - \frac{\delta}{2}f'(x_0) + \frac{1}{2!}\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!}\left(\frac{\delta}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (\text{III.19})$$

Où les nombres premiers indiquent la différenciation. En soustrayant la deuxième équation de la première

$$f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right) = \delta f'(x_0) + \frac{2}{3!}\left(\frac{\delta}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (\text{III.20})$$

La division de (III.20) par δ produit :

$$\frac{f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right)}{\delta} = f'(x_0) + \frac{1}{3!} \frac{\delta^2}{2^2} f'''(x_0) + \dots \quad (\text{III.21})$$

Ainsi, le terme à gauche est égal à la dérivée de la fonction au point x_0 , plus un terme qui dépend de δ^2 plus un nombre infini d'autres termes qui ne sont pas représentés. Pour les termes qui ne sont pas représentés, le suivant dépend de δ^4 et tous les termes suivants dépendent de puissances encore plus élevées de δ . Réarrangeant légèrement, cette relation est souvent indiquée comme :

$$\left. \frac{df(x)}{dx} \right|_{x=x_0} = \frac{f\left(x_0 + \frac{\delta}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\delta}{2}\right)}{\delta} + 0(\delta^2) \quad (\text{III.22})$$

Le terme "0" représente tous les termes qui ne sont pas explicitement montrés et la valeur entre parenthèses, c'est-à-dire, δ^2 , indique l'ordre le plus bas de δ dans ces termes cachés. Si δ est suffisamment petit, une approximation raisonnable de la dérivée peut être obtenue en négligeant

simplement tous les termes représentés par le terme "0". L'approximation de la différence centrale est donnée par :

$$\left. \frac{df(x)}{dx} \right|_{x=x_0} \approx \frac{f(x_0 + \frac{\delta}{2}) - f(x_0 - \frac{\delta}{2})}{\delta} \quad (\text{III.23})$$

Notez que la différence centrale fournit une approximation de la dérivée de la fonction à x_0 . La fonction n'y est pas réellement échantillonnée en ce point, elle est échantillonnée aux points voisins $x_0 + \delta/2$ et $x_0 - \delta/2$.

Puisque la plus grande puissance de δ étant ignorée est de second ordre, on dit que la différence centrale a une précision de second ordre ou un comportement de second ordre. Cela implique que si δ est réduit par un facteur de 10, l'erreur dans l'approximation devrait être réduite par un facteur de 100 (au moins approximativement). Dans la limite où δ passe à zéro, l'approximation devient exacte.

III.5.2 L'algorithme de Yee [167]

L'algorithme FDTD tel qu'il a été proposé par Kane Yee en 1966 utilise des différences centrales de second ordre (figure III.5). L'algorithme peut être résumé comme suit :

1. Remplacer tous les dérivés dans les lois d'Ampère et de Faraday par des différences finies.
2. Discrétiser l'espace et le temps afin que les champs électriques et magnétiques soient décalés dans l'espace et dans le temps.
3. Résoudre les équations aux différences finies : Le champ électrique à l'instant « n+1 » est calculé en fonction du champ électrique à l'instant « n », c'est-à-dire, la valeur obtenue dans le pas temporel précédent, et la valeur du champ magnétique à l'instant « n+1/2 ». Le champ magnétique à l'instant « n+1/2 » est calculé en fonction du champ magnétique à l'instant « n-1/2 », c'est-à-dire, la valeur obtenue dans le pas temporel précédent, et la valeur du champ électrique à l'instant « n ».
4. Répétez l'étape précédente jusqu'à ce que les champs aient été obtenus pendant toute la durée souhaitée.

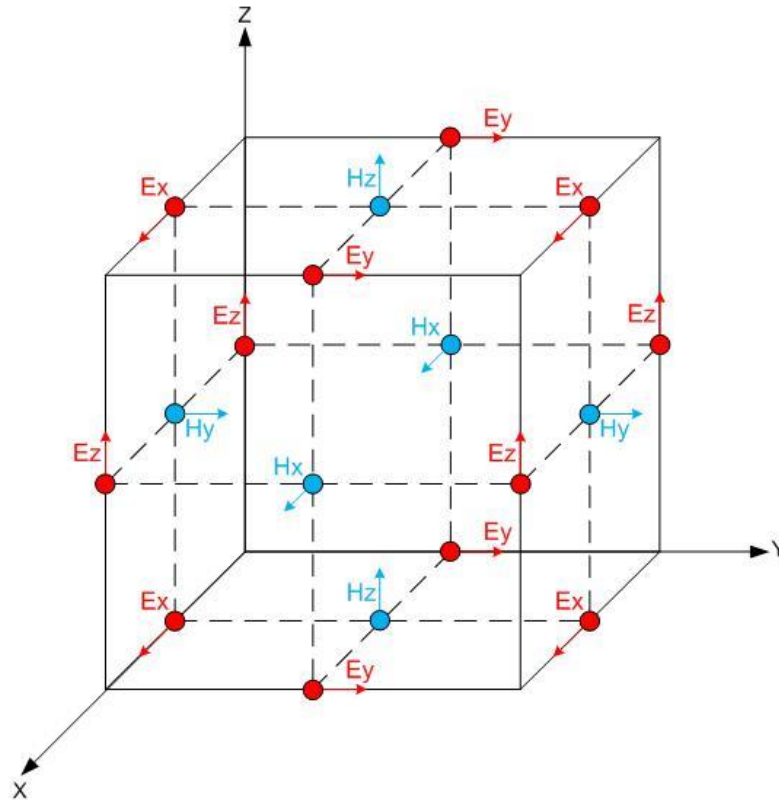


Figure III.5 La cellule de Yee en 3D et en coordonnées cartésiennes. [167]

III. 5.3. Principe de la méthode FDTD

La théorie de base de la méthode FDTD est simple. Pour résoudre un problème électromagnétique, il faut discrétiser, dans le temps et dans l'espace, les équations de Maxwell avec des approximations de différences centrales.

Commençons par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{III.24}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{(III.25)}$$

Où E est le champ électrique, H le champ magnétique, μ , σ et ε sont respectivement la perméabilité magnétique, la conductivité électrique et la permittivité diélectrique du milieu considéré (l'air ou le sol). Les figures. III. 5 - III.7 présentent respectivement la discrétisation temporelle et spatiale du domaine [5].

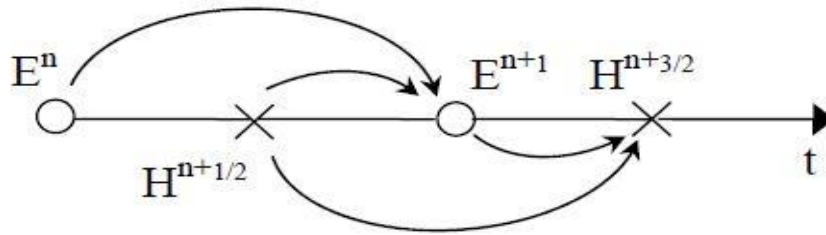


Figure III.6 Principe de la discrétisation temporelle. [5]

La première équation donne la dérivée temporelle du champ magnétique en fonction de la dérivée spatiale du champ électrique. Inversement, la seconde équation donne la dérivée temporelle du champ électrique en fonction de la dérivée spatiale du champ magnétique. Comme on le verra, la première équation sera utilisée pour faire avancer le champ magnétique dans le temps tandis que la seconde sera utilisée pour faire avancer le champ électrique. La méthode dans laquelle un champ est avancé, puis l'autre, puis le processus est répété, est connue sous le nom de «Leap Frog».

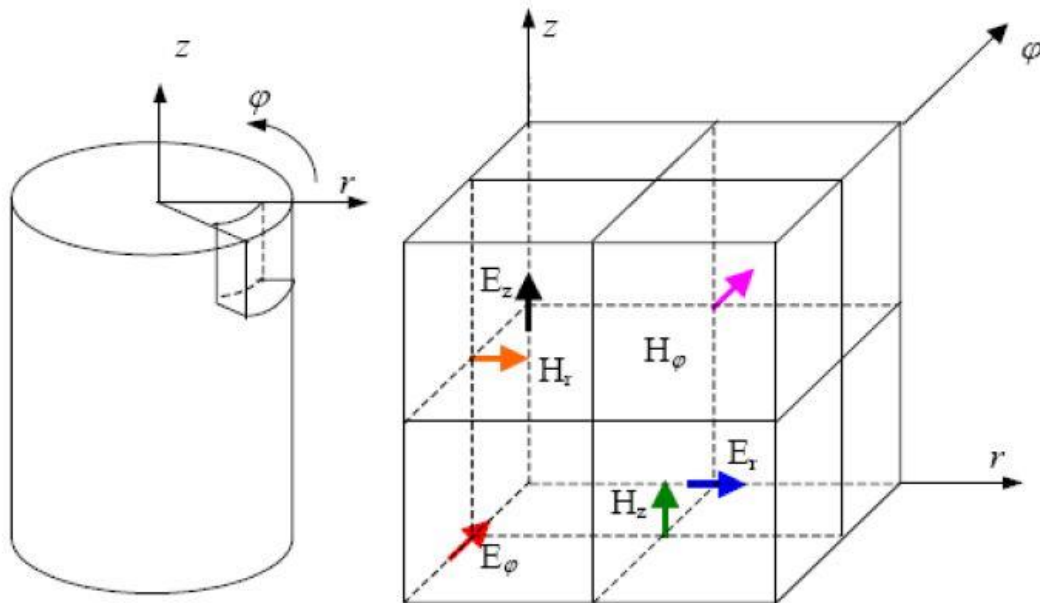


Figure III.7 Maillage spatial en coordonnées cylindriques. [5]

On remarque dans les figures III.6-III.7 le décalage d'un demi-pas spatial et temporel, entre les composantes du champ électrique E et celles du champ magnétique H , inhérent à l'approximation des opérateurs de dérivation par le schéma centré des différences finies.

Le champ électrique à l'instant « n+1 » est calculé en fonction du champ électrique à l'instant « n », c'est-à-dire, la valeur obtenue dans le pas temporel précédent, et la valeur du champ magnétique à l'instant « n+1/2 » (voir la figure.III.6) [5].

Pour l'analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre, on peut adopter un domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques (voir Figure. III.7 et III.8).

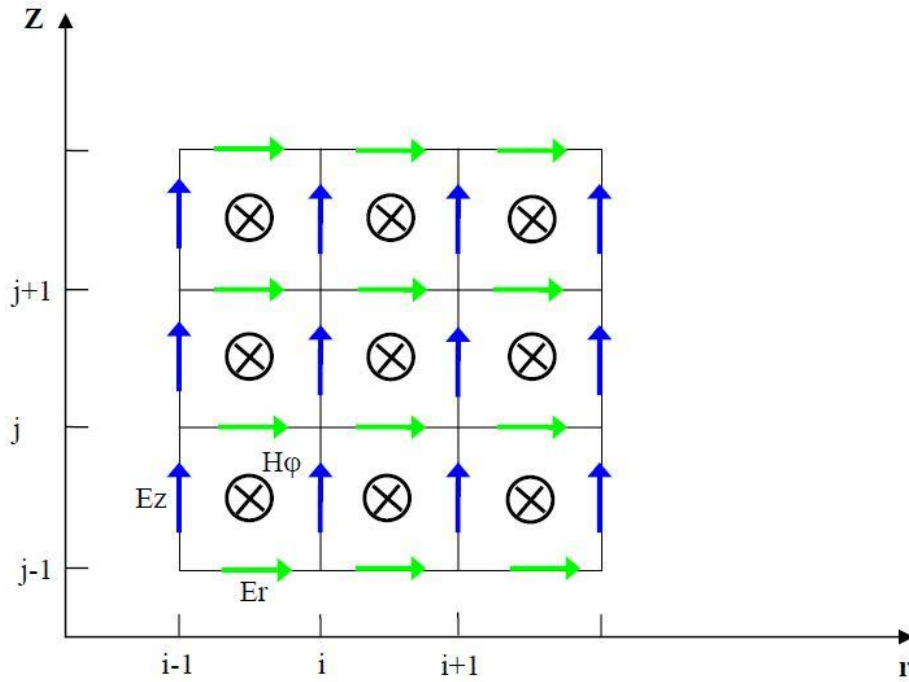


Figure III.8 Domaine de calcul en (2D) avec un système à coordonnées cylindriques. [5]

Les équations (III.24) et (III.25) peuvent être écrites sous la forme :

$$\frac{\partial H_{\phi}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \quad (III.26)$$

$$\partial E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = - \frac{\partial H_{\phi}}{\partial z} \quad (III.27)$$

$$\partial E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial (r H_{\phi})}{\partial r} \quad (III.28)$$

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

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

Ou Δr et Δz représentent les pas spatiaux, respectivement dans les deux directions, radial et verticale.

Δt est le pas temporel de propagation

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

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

$$\left. \frac{\partial f(r,z,t)}{\partial r} \right| = \frac{f^n(i+1,j) - f^n(i-1,j)}{\Delta r} \quad (\text{III.29})$$

$$\left. \frac{\partial f(r,z,t)}{\partial z} \right| = \frac{f^n(i, j+\frac{1}{2}) - f^n(i, j-\frac{1}{2})}{\Delta z} \quad (\text{III.30})$$

$$\left. \frac{\partial f(r,z,t)}{\partial t} \right| = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i,j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i,j)}{\Delta t} \quad (\text{III.31})$$

A partir des équations aux dérivées partielles (III.26)-(III.28) et en utilisant les équations (III.29)-(III.31) on obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre qui s'écrivent :

$$E_z^{n+1}(i, j+1) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_z^n(i, j+1/2) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)r\Delta r} \begin{bmatrix} r_{i+1/2} H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) \\ -r_{i+1/2} H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, +1/2) \end{bmatrix} \quad (\text{III.32})$$

$$E_r^{n+1}(i, j+1) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \Delta t} E_r^n(i, j+1/2) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta r} \begin{bmatrix} H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) \\ -H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, +1/2) \end{bmatrix} \quad (\text{III.33})$$

$$H_\phi^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) = H_\phi^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} [E_z^n(i+1, j+1/2) - E_z^n(i, j+1/2)] - \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} [E_r^n(i+1, j+1/2) + E_r^n(i, j+1/2)] \quad (\text{III.34})$$

III.5.3 Les conditions aux limites absorbantes (ABC) et la condition de stabilité de la FDTD

Lorsque les équations du champ électromagnétique sont résolues dans le domaine temporel en utilisant des méthodes aux différences finies dans un espace non borné, il doit y

avoir une méthode limitant le domaine dans lequel le champ est calculé. Ceci est réalisé en employant des conditions aux limites absorbantes (Absorbing Boundary Conditions : ABC) aux frontières artificielles du domaine pour simuler l'espace non borné.

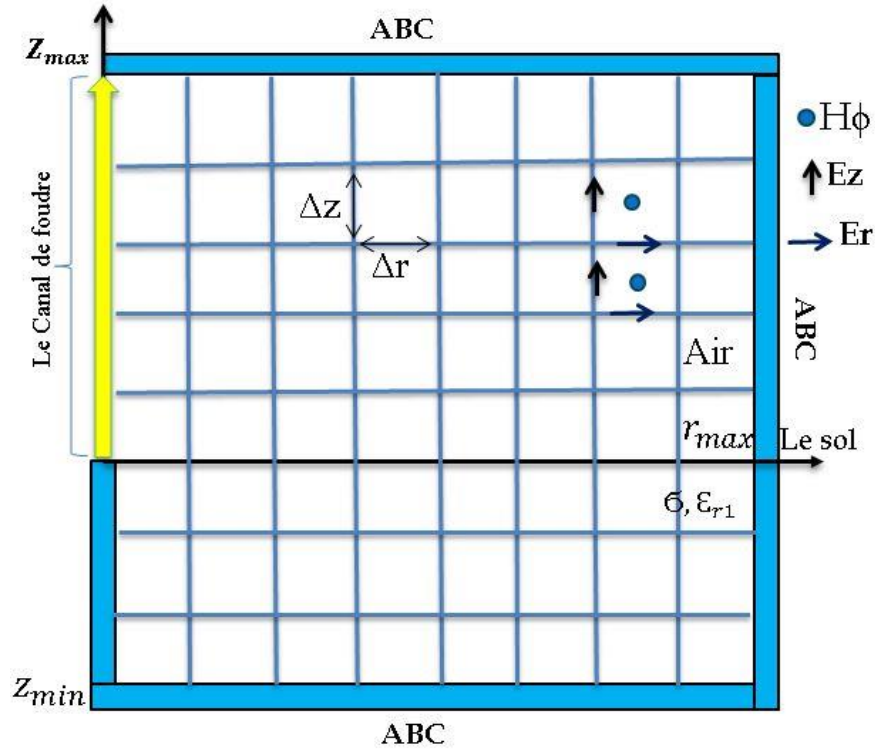


Figure III.9 Maillage FDTD-2D coordonnées cylindriques.

Dans ce travail, on a utilisé les conditions aux limites absorbantes au premier ordre développées par Mur [168]. Leurs approximations aux différences finies sont comme suit :

1. Dans la direction r :

$$H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) = \frac{2N-1v\Delta t-\Delta r}{2N+1v\Delta t+\Delta r} H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \frac{v\Delta t-\Delta r}{v\Delta t+\Delta r} H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{max} + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{2N-1}{2N+1} H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{max} - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{III.35})$$

Ou : $i_{max} = N$

2. dans la direction Z :

$$H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{max} + \frac{1}{2}\right) = H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{max} - \frac{1}{2}\right) + \frac{v\Delta t-\Delta z}{v\Delta t+\Delta z} \left[H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{max} - \frac{1}{2}\right) - H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j_{max} + \frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{III.36})$$

$$H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}-\frac{1}{2}\right) = H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}+\frac{1}{2}\right) + \frac{v\Delta t-\Delta z}{v\Delta t+\Delta z} \left[H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}+\frac{1}{2}\right) - H_{\varphi}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}-\frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{III.37})$$

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

v est la vitesse de propagation du champ électromagnétique dans le milieu (l'air ou le sol).

Dans le cas d'une propagation dans le sol, on a utilisé l'approximation haute fréquence de la vitesse, à savoir $v = c/\sqrt{\epsilon_r}$.

Pour les coordonnées cylindriques, les champs au point zéro ($r = 0$) de la direction Z doivent être traités séparément. Dans la région « non-source », l'équation de E_z s'écrit [169] :

$$E_z^{n+1}\left(0, j+\frac{1}{2}\right) = \frac{2\epsilon-6\Delta t}{2\epsilon+6\Delta t} E_z^n\left(0, j+\frac{1}{2}\right) + \frac{8\Delta t}{(2\epsilon+6\Delta t)\Delta r} H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) \quad (\text{III.38})$$

Dans la région « source », selon la loi d'Ampère, l'équation de E_z peut s'écrire :

$$E_z^{n+1}\left(0, j+\frac{1}{2}\right) = \frac{2\epsilon-6\Delta t}{2\epsilon+6\Delta t} E_z^n\left(0, j+\frac{1}{2}\right) + \frac{8\Delta t}{(2\epsilon+6\Delta t)\Delta r} H_{\varphi}^{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - \frac{4\Delta t}{\pi\epsilon_0\Delta r^2} i^{n+\frac{1}{2}}\left(0, j+\frac{1}{2}\right) \quad (\text{III.39})$$

Ou : $i^{n+\frac{1}{2}}\left(0, j+\frac{1}{2}\right)$: est l'élément du courant de l'arc en retour à la hauteur Δz . ($j + 1/2$) et à l'instant Δt . ($n + 1/2$).

L'algorithme FDTD nécessite des considérations spécifiques. La taille de la grille doit être une fraction de longueur d'onde $(\Delta r, \Delta z) \leq \lambda_{min}/10$. De plus, pour éviter les instabilités numériques, l'incrément de temps doit être déterminé en respectant le critère de stabilité, à savoir $\Delta t \leq \min(\Delta r, \Delta z) / 2c$. La fonction $\min(\Delta r, \Delta z)$ donne la valeur minimale entre Δr et Δz [169].

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté la modélisation du rayonnement électromagnétique de l'arc en retour de la foudre pour les deux cas, un coup de foudre initié au sol et coup de foudre

initie d'une tour. Les différentes approximations utilisées dans la modélisation sont aussi présentées.

Pour un coup de foudre initie d'une tour, le calcul est le même que le cas d'un coup de foudre initie au sol, la seule différence réside dans la représentation du courant de foudre.

Les expressions du champ déterminant la solution des équations de Maxwell en fonction d'intégrales de Sommerfeld, du point de vue numérique, sont obtenues dans le domaine fréquentiel et présentent une tâche délicate du fait de la lenteur de leur convergence. De plus, le passage du domaine fréquentiel au domaine temporel du champ électromagnétique nécessite une transformée de Fourier inverse qui peut poser parfois certains problèmes d'ordre numérique.

D'après les travaux publiés dans la littérature, l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur est une bonne approximation de la composante verticale du champ électrique et la composante azimutale du champ magnétique au-dessus du sol et pour les distances proches. La formule de Cooray-Rubinstein permet d'obtenir des approximations assez satisfaisantes du champ horizontal au-dessus du sol.

En ce qui concerne le calcul du champ électromagnétique en dessous d'un sol caractérisé par une conductivité finie, la formule de Cooray présente une bonne approximation pour les grandes valeurs de conductivité du sol ($\sigma \geq 0.01$ s/m). Pour toute conductivité du sol, l'algorithme de Delfino qui est basé sur les fonctions de Green est une bonne alternative.

En ce qui concerne les méthodes numériques, la FDTD est la méthode la plus adaptée pour l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre.

Chapitre IV :

Calcul du champ électromagnétique de la foudre par la méthode FDTD : Résultats et analyse

IV.1 Introduction

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est une méthode simple à implémenter dans un code de calcul de champ électromagnétique, flexible et robuste. Elle peut être appliquée, avec une très bonne précision, sur un large éventail de problèmes en électromagnétisme. Cependant, comme avec toutes les méthodes numériques, sa précision dépend de la mise en œuvre. La méthode FDTD peut résoudre des problèmes compliqués, mais elle est généralement coûteuse en termes de calcul. Les solutions peuvent nécessiter une grande quantité de mémoire et de temps de calcul.

Dans ce chapitre, on va présenter notre analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre en adoptant la méthode FDTD dans un système de coordonnées 2D cylindriques et pour différents scénarios, à savoir coup de foudre tombant sur un sol homogène, coup de foudre tombant sur un sol stratifié, coup de foudre tombant sur une tour en présence d'un sol homogène, coup de foudre tombant sur une tour en présence d'un sol stratifié. On précise que notre travail est la continuité des travaux de l'équipe de recherche « CEM », dirigée par le Prof. *Azzouz* et créée à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran « USTO » depuis plus de dix-huit années et les travaux du Prof. *Mimouni* (le lecteur peut consulter les références [170]-[185]).

IV.2 Application de la méthode FDTD pour le calcul de champ électromagnétique de la foudre

IV.2.1 Coup de foudre tombant sur un sol homogène

Pour l'analyse de l'environnement électromagnétique de l'arc en retour initié d'un sol de conductivité finie, on a adopté la géométrie représentée sur la figure IV.1. Le champ électromagnétique est calculé à 50 m du canal de foudre, en trois points d'observation, à savoir, 7m au-dessus du sol, 5m et 10m en-dessous du sol.

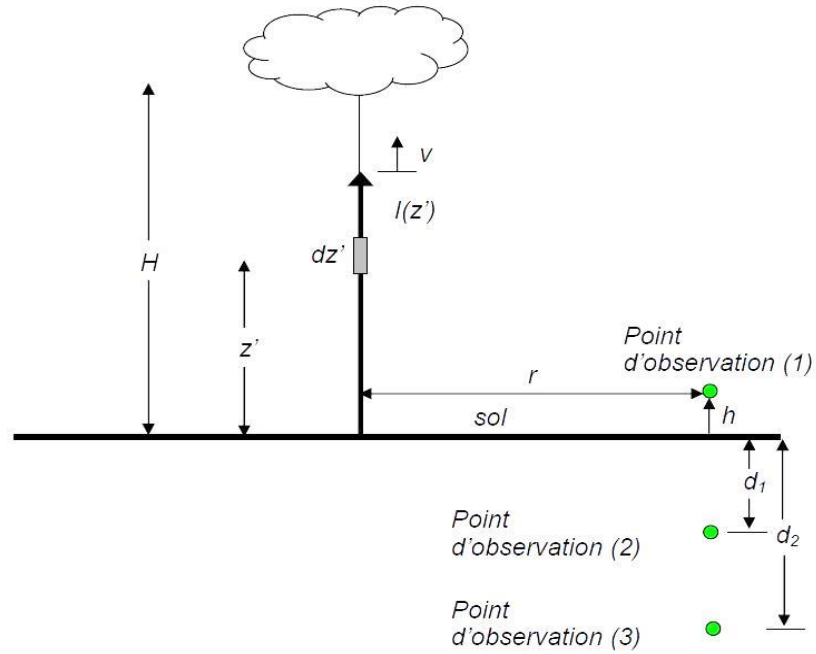


Figure IV.1 Géométrie du problème [5].

le courant à la base du canal est modélisé par deux fonctions d'Heidler (éq. II. 19, chap. II). Les paramètres de ce courant sont données dans le tableau IV.1.

Tableau. IV.1. Paramètres du courant de l'arc en retour subséquent. [152]

	$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
Arc subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2

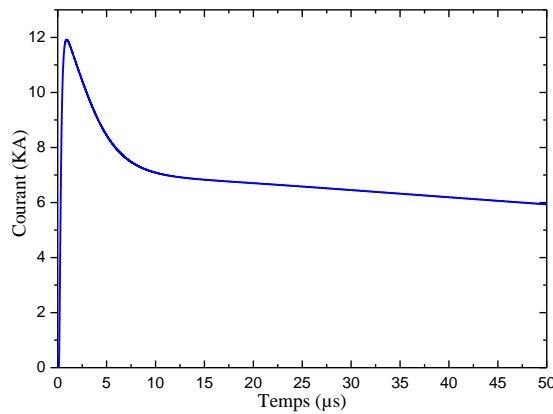


Figure IV.2 Courant à la base du canal de foudre

L'allure du courant à la base du canal de foudre est présentée sur la figure IV.2. Ce courant a une valeur de pic de 12 KA et une pente maximale de 40 KA/ μs .

Paramètres de simulation :

La hauteur du canal de foudre $H = 8000m$,

La constante de décroissance du courant (modèle MTLE) $\lambda = 2000m$ [148],

La vitesse de front de l'arc en retour, $v = 150m/\mu s$ [170],

Les pas spatiaux selon l'axe horizontal et vertical Δr et Δz : $\Delta r = \Delta z = 1m$,

Le pas temporel = $1ns$,

La permittivité relative du sol $\epsilon_r = 10$ [5]

IV.2.1.1 Champ électromagnétique en dessous du sol

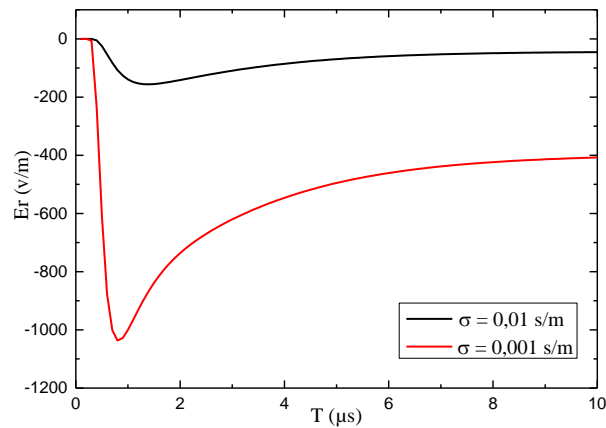


Figure IV.3 Champ électrique horizontal à $r = 50m$, $d_2 = 10m$.

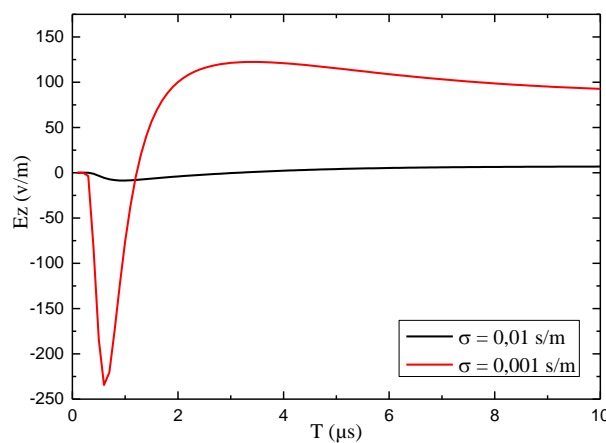


Figure IV.4 Champ électrique vertical à $r = 50m$, $d_2 = 10m$.

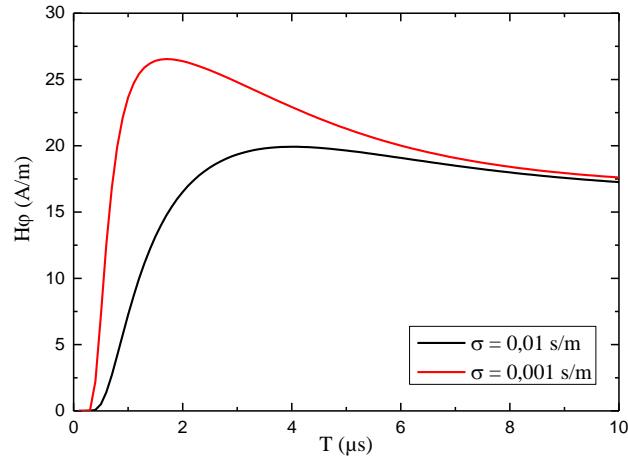


Figure IV.5 Champ magnétique azimutal à $r = 50$ m, $d_2 = 10$ m.

Les figures. IV.3-IV.5 présentent, respectivement, la composante horizontale, verticale et azimutale du champ électromagnétique en dessous du sol. Le point d'observation est situé à une distance de 50 m du canal de foudre et à une profondeur de 10 m à l'intérieur d'un sol de conductivité électrique finie. Deux valeurs de conductivité sont prises en compte pour voir son effet sur les allures du champ électromagnétique.

Nous pouvons résumer les résultats comme suit :

- le champ électrique horizontal est caractérisé par une polarité négative. Il est fortement affecté par la conductivité du sol, son amplitude est inversement proportionnelle avec la valeur de la conductivité.
- le champ électrique vertical est caractérisé par une polarité bipolaire. Son amplitude est aussi inversement proportionnelle avec la conductivité du sol.
- le champ magnétique azimutal est caractérisé par une polarité positive. Il est moins affecté par la conductivité du sol comparé aux deux autres composantes du champ électromagnétique. l'amplitude est inversement proportionnelle avec la valeur de la conductivité.

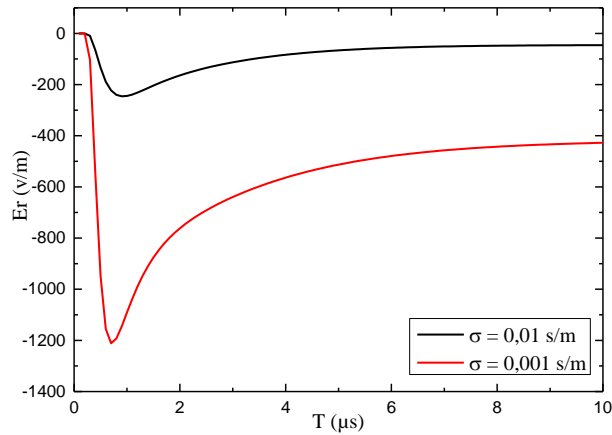


Figure IV.6 Champ électrique horizontal à $r = 50m$, $d_1 = 5m$.

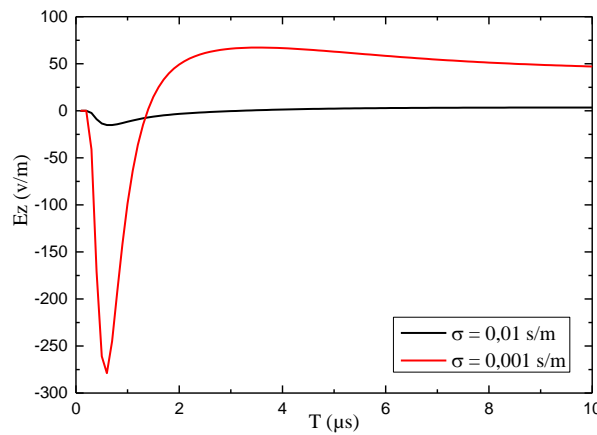


Figure IV.7 Champ électrique vertical à $r = 50m$, $d_1 = 5m$.

Les figures. IV.6-IV.8, présentent les composantes du champ électromagnétique de la foudre en dessous du sol à $r = 50m$ et $d_1 = 5m$. De ces figures, on constate qu'on a les mêmes remarques et observations que pour le point d'observation situé à une profondeur de 10m en dessous du sol mais avec une valeur élevée de l'amplitude des trois composantes du champ électromagnétique.

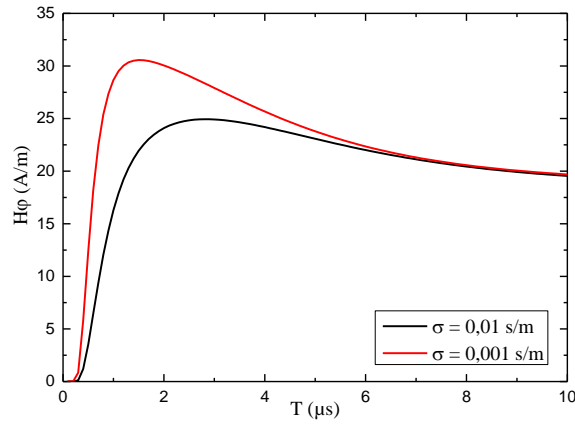


Figure IV.8 Champ magnétique azimuthal à $r = 50\text{m}$, $d_1 = 5\text{m}$.

IV.2.1.2 Champ électromagnétique au-dessus du sol

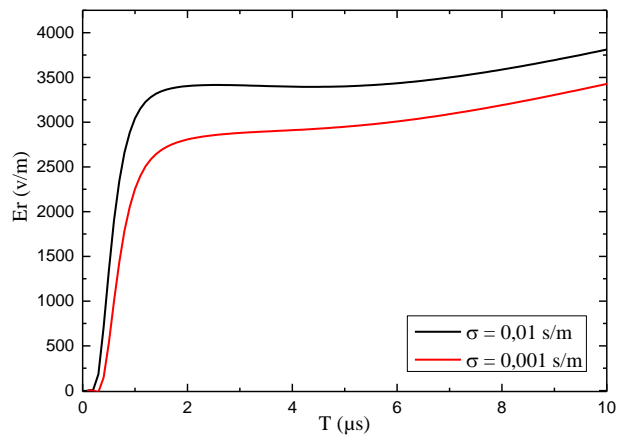


Figure IV.9 Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$, $h = 7\text{m}$.

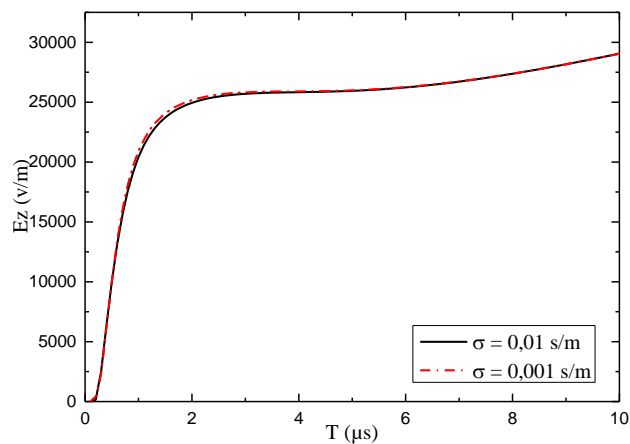


Figure IV.10 Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$, $h = 7\text{m}$.

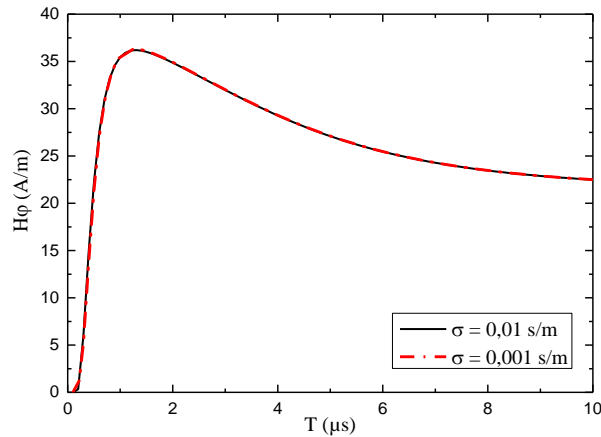


Figure IV.11 Champ magnétique azimutal à $r = 50$ m, $h = 7$ m.

Les figures. IV.9-IV.11, représentent les allures des trois composantes du champ électromagnétique de l'arc en retour au-dessus du sol. Le point d'observation est distant de 50m par rapport au canal de foudre à une hauteur $h = 7$ m. On peut voir que les trois composantes sont caractérisées par une polarité positive. La conductivité du sol n'affecte que la composante horizontale du champ électrique ce qui confirme que l'hypothèse du sol parfait est une bonne approximation pour la composante verticale du champ électrique et la composante azimutale du champ magnétique. L'amplitude du champ radial est relativement proportionnelle avec la valeur de la conductivité du sol, ce qui est en contradiction par rapport au comportement de ce champ en dessous du sol.

IV.2.2 Cas d'un sol stratifié horizontalement à deux couches

Jusqu'à présent, on a vu l'effet de la conductivité du sol sur les allures du champ électromagnétique de la foudre. Prendre un sol homogène est loin du réel, pour cette raison, on a décidé d'examiner l'effet de la stratification du sol sur le champ électromagnétique.

Il est noté que prendre en compte toute les spécifications topologiques et géologiques du sol est très difficile et ceci pour deux raisons : La première est de nature théorique, en effet il est très difficile d'introduire toutes les données du sol dans un modèle de prédiction des effets de la foudre. La deuxième est de type numérique, car un tel calcul demanderait un temps de calcul prohibitif et une très grande place mémoire.

Dans notre travail, la stratification du sol est introduite de la façon la plus simple. Le sol est considéré constitué de plusieurs couches. Chaque couche a ses propres propriétés électriques.

Wait [186] fait partie des premiers chercheurs à avoir étudié la propagation des ondes électromagnétiques le long d'un milieu multicouche. Il a montré que l'effet d'un sol stratifié peut être représenté en utilisant le concept de la fonction d'atténuation et l'impédance de surface. En 2010, *Shoory et al.* [172]-[174] ont examiné la validité des formulations de *Wait* pour un sol stratifié horizontalement, en prenant comme référence les simulations à onde plane obtenues à l'aide de la technique FDTD. Ils ont découvert que, loin du canal de la foudre (typiquement entre 10 et 100 km), la formule de *Wait* est capable de reproduire la forme d'onde du champ électrique vertical avec une précision acceptable. *Delfino et al.* dans la référence [187], proposent une modification mathématique des formules exactes de Sommerfeld élaborées pour l'évaluation des champs électromagnétiques de foudre sur un sol homogène afin de prendre en compte la stratification du sol. Par la suite dans [188], *Delfino et al.* ont proposé une formulation exacte pour le calcul des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre sur un sol à deux couches. Cette théorie a été utilisée par *Shoory et al.* [189] pour l'évaluation de la validité des approches simplifiées proposées dans la littérature. *Habri*, dans son travail de Magister [182], a étudié l'effet de la stratification horizontale et verticale sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre en utilisant la méthode FDTD-2D. Les points d'observations sont situés à 5km du point d'impact. Pour calculer le champ électromagnétique en dessous du sol, Mr *Habri* a choisi un seul point d'observation situé à 50 m du canal de foudre et à une profondeur de 5 m. L'effet d'un sol stratifié verticalement a également été discuté dans d'autres travaux (voir, par exemple, [174], [190]).

Récemment, *Mimouni et al.* [175] ont présenté une analyse des champs électromagnétiques proches produits par l'arc en retour de foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement à deux couches. L'analyse a été réalisée par l'utilisation de la technique FDTD pour résoudre les équations de Maxwell. L'effet de la stratification du sol sur les deux champs au-dessus du sol et les champs pénétrant dans le sol a été illustré et discuté. Plus récemment, *Paknahad et al.* [191] et *Sheshyekani et Paknahad* [192] ont présenté l'effet d'un sol stratifié horizontalement sur les champs électromagnétiques de la foudre et leurs courants induits sur les câbles souterrains et les lignes aériennes, en utilisant la méthode des éléments fini (FEM). *K. Arzag et al.* [135] ont utilisé la FDTD -3D pour analyser l'effet de la stratification horizontale et la conductivité du sol sur champ électromagnétique de la foudre, adopté le modèle électromagnétique pour la représentation du courant de l'arc en retour.

Pour l'analyse du champ électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement on a adopté la géométrie suivante :

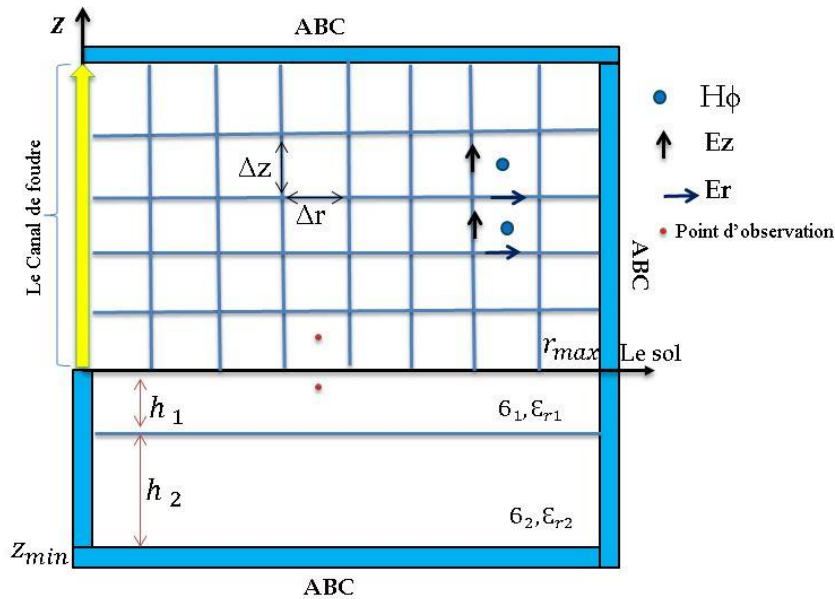


Figure IV.12 Géométrie du problème pour un sol stratifié.

Le courant à la base du canal est modélisé par deux fonctions d'Heidler (éq. II. 19, chap. II). Les paramètres de ce courant sont donnés dans le tableau (IV.1).

Les valeurs adoptées des paramètres électriques des couches du sol sont données dans le tableau.IV.2. Les épaisseurs des deux couches ont été fixées à $h_1 = 5\text{m}$ et $h_2 = 95\text{m}$ (voir Figure. IV.12). Quatre cas ont été considérés dans la simulation : les cas 1 et 2 sont des cas de base correspondant à un sol homogène, alors que les cas 3 et 4 représentent deux configurations de sol à deux couches. La stratification horizontale du sol a été prise en compte simplement en considérant différentes valeurs pour les paramètres électriques du sol lors du passage d'un point de la grille à un autre appartenant à une couche différente.

Tableau.IV.2. les paramètres électriques des deux couches. [175]

	$\sigma_1(\text{s/m})$	ϵ_{r1}	$\sigma_2(\text{s/m})$	ϵ_{r2}
Cas 01 : sol homogène (faible conductivité)	0.002	5	0.002	5
Cas 02 : sol homogène (conductivité élevé)	0.1	80	0.1	80
Cas 03 : sol stratifié ($\sigma_1 < \sigma_2$)	0.002	5	0.1	80
Cas 04 : sol stratifié ($\sigma_1 > \sigma_2$)	0.1	80	0.002	5

Selon la figure. IV.12 adopté de [175], on a deux points d'observation, un en dessous du sol à une profondeur de 3 m et le deuxième point au-dessus du sol avec une hauteur de 10m. Les deux points sont distants de 50 m du canal de foudre.

IV.2.2.1 Champ électromagnétique au-dessus du sol

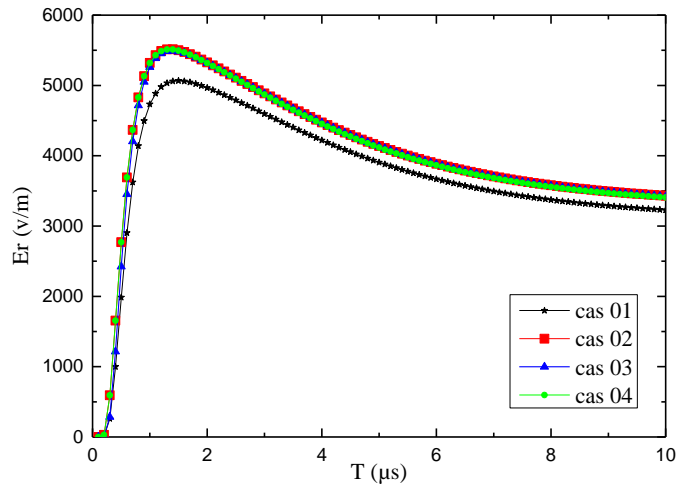


Figure IV.13 Champ électrique horizontal à $r = 50m$ et $h = 10m$.

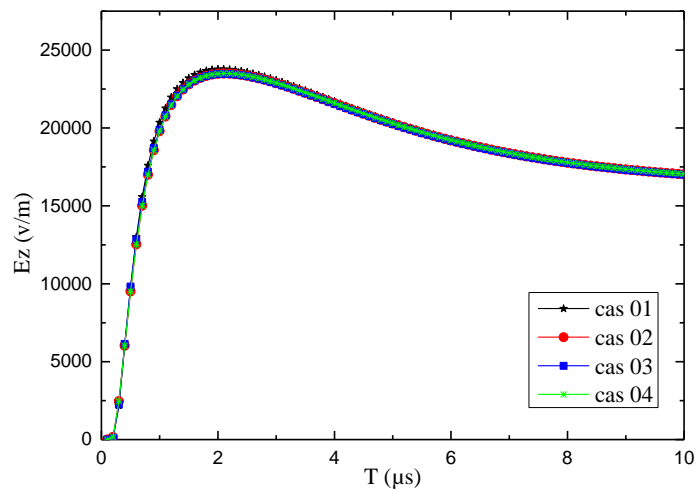


Figure IV.14 Champ électrique vertical à $r = 50m$ et $h = 10m$.

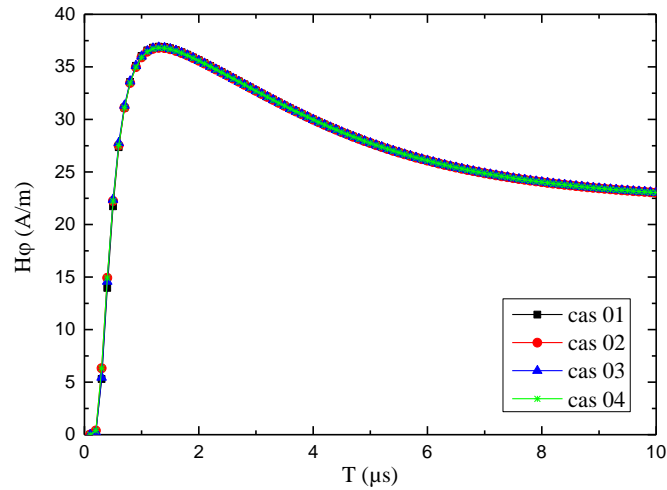


Figure IV.15 Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$.

Les figures. IV.13-IV.15 représentent les composantes du champ électromagnétique à $r=50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$ au-dessus d'un sol stratifié horizontalement. De ces figures, on peut dire que la stratification horizontale n'a pas d'effet sur le champ électromagnétique au-dessus du sol pour les distances proches.

Concernant la composante horizontale du champ électrique, elle est peu affectée par la stratification du sol. De la figure IV.13, on peut conclure que l'évaluation de cette composante en présence d'un sol à deux couches, stratifié horizontalement, peut se faire en supposant le sol comme étant homogène avec les paramètres les plus élevés de la conductivité du sol.

IV.2.2.2 Champ électromagnétique en-dessous du sol

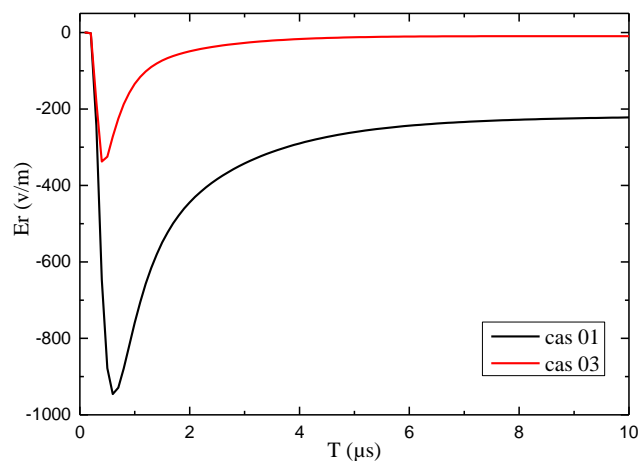


Figure IV.16 Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$, cas 01 et 03.

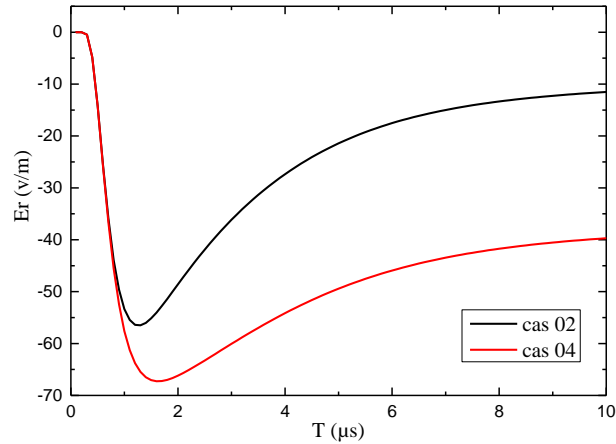


Figure IV.17 Champ électrique horizontal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$, cas 02 et 04.

Les figures. IV.16, IV.17 présentent le champ électrique horizontal à l'intérieur d'un sol stratifié. Le point d'observation se trouve à $r = 50\text{m}$ du canal et à une profondeur $p = 3\text{m}$ en dessous du niveau du sol. D'après les figures, on remarque que le champ électrique horizontal est fortement affecté par la stratification du sol. Quand la couche inférieure est caractérisée par des paramètres électriques élevés par rapport la couche supérieure (cas 03), on note une diminution significative dans l'amplitude comparé au cas d'un sol homogène avec les paramètres de la couche supérieure (cas 01) et vice versa (voir les cas 02 et 04 dans la figure. IV.17).

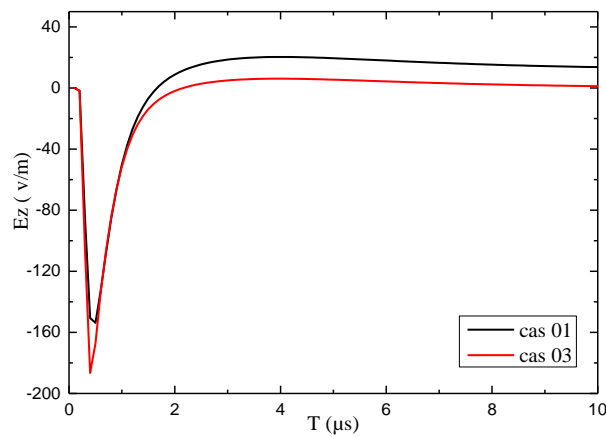


Figure IV.18 Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$, cas 01 et 03.

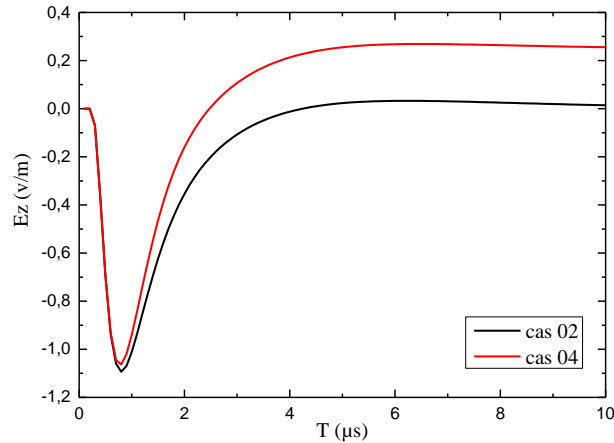


Figure IV.19 Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$, cas 02 et 04.

Les figures. IV.18, IV.19 représentent le champ électrique vertical en dessous du sol pour les quatre cas. En général, cette composante n'est pas beaucoup sensible à la stratification horizontale du sol, elle réagit contrairement par rapport à la composante horizontale, c'est-à-dire quand la couche inférieure est plus conductrice (cas 03) on remarque une augmentation dans l'amplitude du champ comparé au cas du sol homogène avec les paramètres de la première couche (cas 01). Et quand la couche inférieure est moins conductrice (cas 04) on remarque une légère diminution dans l'amplitude par rapport au cas 02.

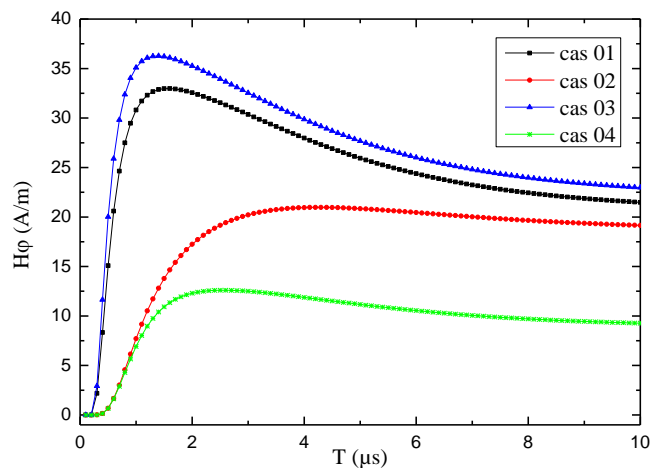


Figure IV.20 Champ magnétique azimuthal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{ m}$.

La figure. IV.20 représente le champ magnétique azimuthal en dessous du sol pour les quatre différents cas. Premièrement, on remarque que le champ magnétique en dessous du sol est affecté par la stratification horizontale du sol. Quand la couche supérieure est moins conductrice que la couche inférieure (cas3), la composante magnétique est caractérisée par un temps de

montée très rapide. Cette remarque est aussi valable pour le cas d'un sol homogène de faible conductivité (cas 1) contrairement aux cas 2 et 4.

Quand la couche inférieure est plus conductrice par rapport à la couche supérieure (cas 03), on note une augmentation dans l'amplitude du champ magnétique comparé au cas d'un sol homogène avec les paramètres de la couche supérieure (cas 01). Et quand la couche inférieure est moins conductrice par rapport à la couche supérieure (cas 04) on remarque une diminution dans l'amplitude comparé au cas d'un sol homogène avec les paramètres de la couche supérieure (cas 02).

IV.2.3 Coup de foudre tombant sur une tour en présence d'un sol homogène

Dans cette partie on va analyser le rayonnement électromagnétique d'un coup de foudre tombant sur une tour élevée, au-dessus et en-dessous d'un sol de conductivité finie. Deux points d'observations sont prises en compte, le premier se trouve à une hauteur de 10m, le second est situé à l'intérieur du sol, à une profondeur de 3m. La distance radiale entre les points d'observation et le canal de foudre est 50m (figure IV.21).

Deux types de sol sont considérés dans cette étude [175] :

1. $\sigma_1 = 0.002 \text{ s/m}$, $\epsilon_{r1} = 5$
2. $\sigma_2 = 0.1 \text{ s/m}$, $\epsilon_{r2} = 80$

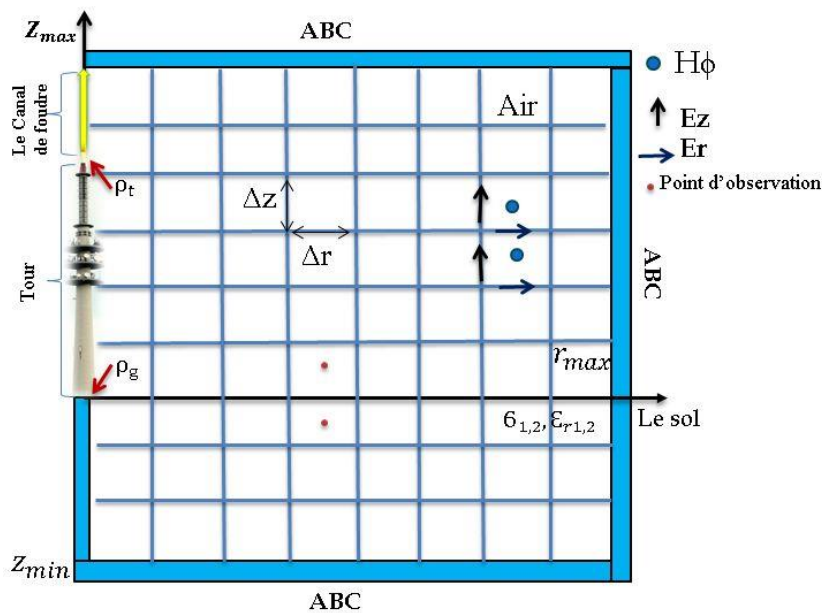


Figure IV.21 Géométrie du problème.

L'objet élevé considéré dans cette étude est une tour de 168 m de hauteur correspondant à la tour « Peissenberg » en Allemagne. Cette tour est située à une altitude de 940 m au-dessus du niveau de la mer sur la montagne "Hoher Peissenberg" dans le sud de l'Allemagne à environ 60 km de Munich. Il a été utilisé de 1978 à 1999 pour étudier les courants de foudre et les champs électromagnétiques associés. Deux systèmes de mesure du courant ont été installés, l'un près du sommet de la tour, à environ 167 m, et un second près de la base, à 13 m [34]. Les coefficients de réflexion au sommet et à la base de la tour sont, respectivement, $\rho_t = -0,53$ et $\rho_g = 0,7$ [171].

Les expressions du courant de l'arc en retour $i(z, t)$ le long de la tour ($0 \leq z \leq h$) et le long du canal de foudre ($z \geq h$) développées par *Baba* et *Rakov* [156]-[157] sont données comme suit :

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

Pour : $0 \leq z' \leq h$

$$i(z', t) = \frac{1-\rho_t}{2} \left[i_{sc} \left(h, t - \frac{z'-h}{v} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c} \right) + \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} (1 + \rho_t) i_{sc} \left(h, t - \frac{z'-h}{v} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \quad (\text{IV.2})$$

Pour : $h \leq z' \leq H$

Le courant à la base du canal est modélisé par deux fonctions d'Heidler (éq. II. 19, chap. II). Ses paramètres sont donnés dans le tableau (IV.1).

IV.2.3.1 Champ électromagnétique au-dessus du sol

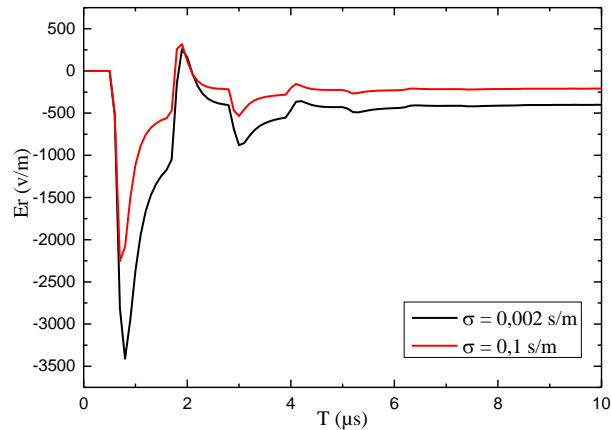


Figure IV.22 Champ électrique horizontal ($r = 50m$, $h = 10m$).

Les figures.IV.22-IV.24, représentent, respectivement, le champ électrique horizontal, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal d'un arc en retour initié du sommet de la tour Peissenberg pour deux valeurs de la conductivité du sol. Le point d'observation est situé à une distance de 50 m de la tour et à une hauteur de 10m. On remarque que la forme d'onde des trois composantes est différente à la forme d'onde en absence de la tour, où on peut voir l'effet des réflexions multiples d'onde du courant dans la tour sur les allures du champ électromagnétique.

De la figure. IV.22 et la figure. IV.23, on remarque une diminution dans l'amplitude des deux composantes du champ électrique comparé au cas sans tour (voir les figures. IV.13-IV.14). L'effet de la conductivité du sol sur les deux composantes est visible.

La figure. IV.24 présente le champ magnétique azimutal, on remarque une augmentation dans l'amplitude par rapport au cas sans tour (voir figure. IV.15).

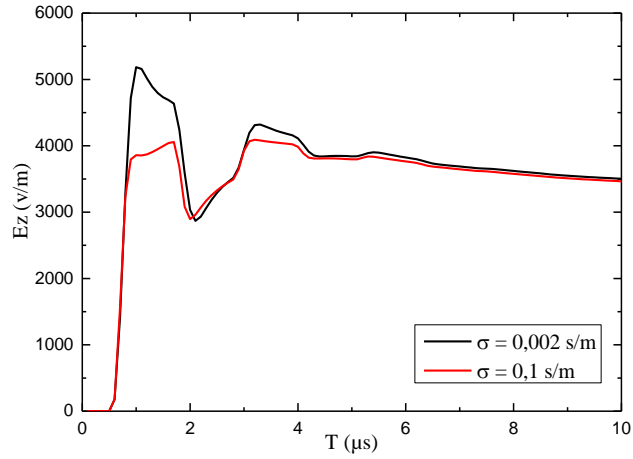


Figure IV.23 Champ électrique vertical ($r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$).

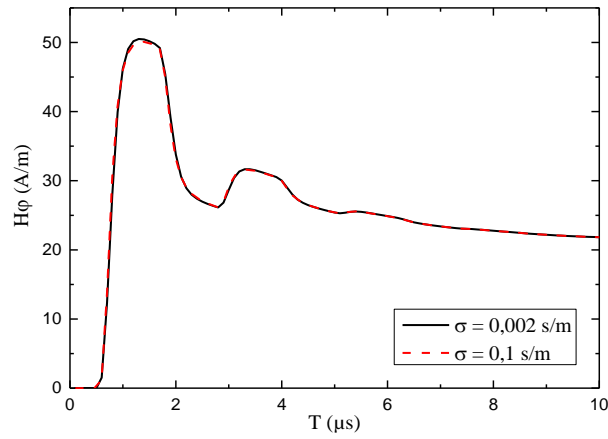


Figure IV.24 Champ magnétique azimutal ($r = 50\text{m}$ et $h = 10\text{m}$).

IV.2.3.2 Champ électromagnétique en-dessous du sol

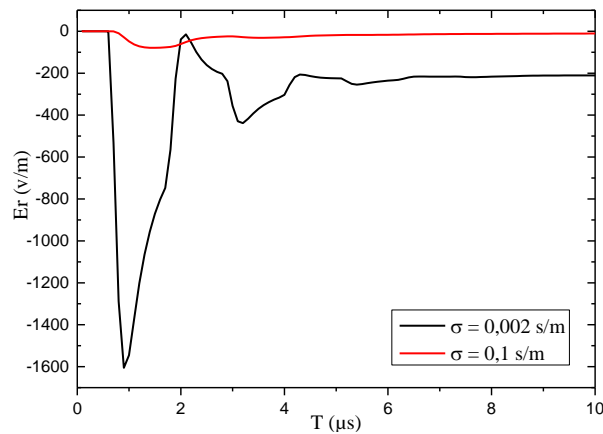


Figure IV.25 Champ électrique horizontal ($r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$).

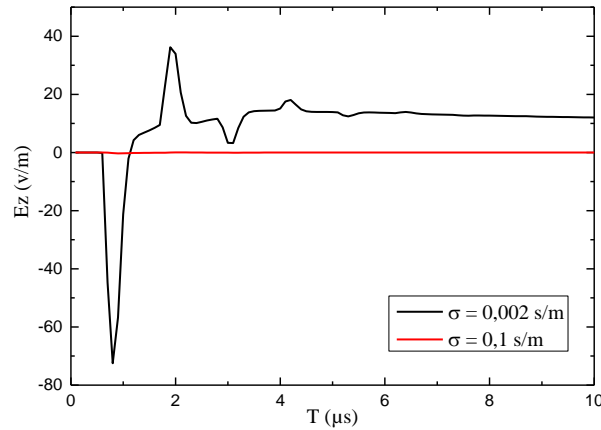


Figure IV.26 Champ électrique vertical ($r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$).

Les figures IV.25-IV.27, représentent le champ électromagnétique en dessous du sol à une profondeur de 3m.

Le champ électrique horizontal (figure. IV.25) est caractérisé par une polarité négative, il est bien affecté par la conductivité du sol. L'amplitude diminue en augmentant la conductivité.

La figure IV.26 illustre l'allure du champ électrique vertical en dessous du sol. Cette composante du champ électrique, de forme bipolaire, est affectée par la conductivité du sol. On remarque aussi une diminution dans l'amplitude comparé au cas sans tour (voir figure.IV.18-IV.19).

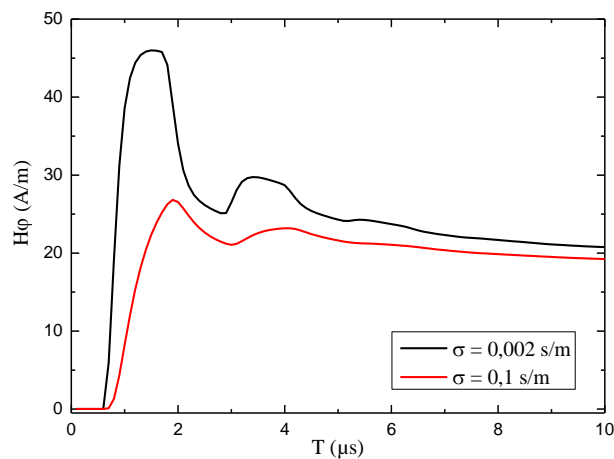


Figure IV.27 Champ magnétique azimuthal ($r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$).

Le champ magnétique est présenté sur la figure IV.27. On remarque une légère augmentation dans l'amplitude des deux allures comparées avec les cas sans tour (figure. IV.20), l'effet de la conductivité du sol sur le champ magnétique est clairement montré.

Motivés par la robustesse et la flexibilité de la méthode FDTD, implantée dans nos codes de calcul développés et qui nous a permis d'affranchir des approximations habituellement considérées pour prendre en compte la conductivité finie du sol, il nous a semblé intéressant de généraliser nos travaux par le développement de codes de calcul applicables pour prendre en compte l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé en présence d'un sol stratifié. Nous signalons que cette thématique a été étudiée en 2013 par Mr *Abed* [183] et Mr *Ziane* [184] dans leurs travaux de Magister à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran. Mr *Abed* a calculé le champ électromagnétique à 50 m de la tour en dessous et au-dessus d'un sol stratifié horizontalement. Mr *Ziane* s'est intéressé au cas de l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé en présence d'un sol stratifié verticalement, pour un point d'observation situé au niveau du sol et à 5km de la tour. A notre avis, ces deux études n'étaient pas bien approfondies pour bien montrer l'effet de la présence à la fois de la tour et d'un sol stratifié.

IV.2.4 Coup de foudre tombant sur une tour en présence d'un sol stratifié horizontalement

Dans cette partie, nous essayons de prendre une géométrie couplée, c'est-à-dire, présence d'une tour avec un sol multicouche stratifié horizontalement. Le champ électromagnétique sera évalué à plusieurs distances radiales, à savoir, $r = 50\text{m}$, 1km , 10km de la base de la tour, au-dessus et en dessous du sol ($h = 10\text{ m}$, $p = 3\text{ m}$), figure IV.28.

Les expressions du courant de l'arc en retour $i(z, t)$ le long de l'objet élevé ($0 \leq z \leq h$) et le long du canal de foudre ($z \geq h$), sont développées par *Baba* et *Rakov* [156]-[157](eqs. IV.1-IV.2).

Le courant de court-circuit $i_{sc}(t)$, est représenté par la somme de deux fonctions d'Heidler [193]. Il correspond au courant d'arc en retour typique (valeur de crête de 12 kA et pente maximale de 40 kA/ μs), selon les données expérimentales de *Berger* et *al.* [3]. Les paramètres du courant de court-circuit sont présentés dans le tableau.IV.1.

La figure. IV.28 présente la géométrie du problème adopté dans nos simulations.

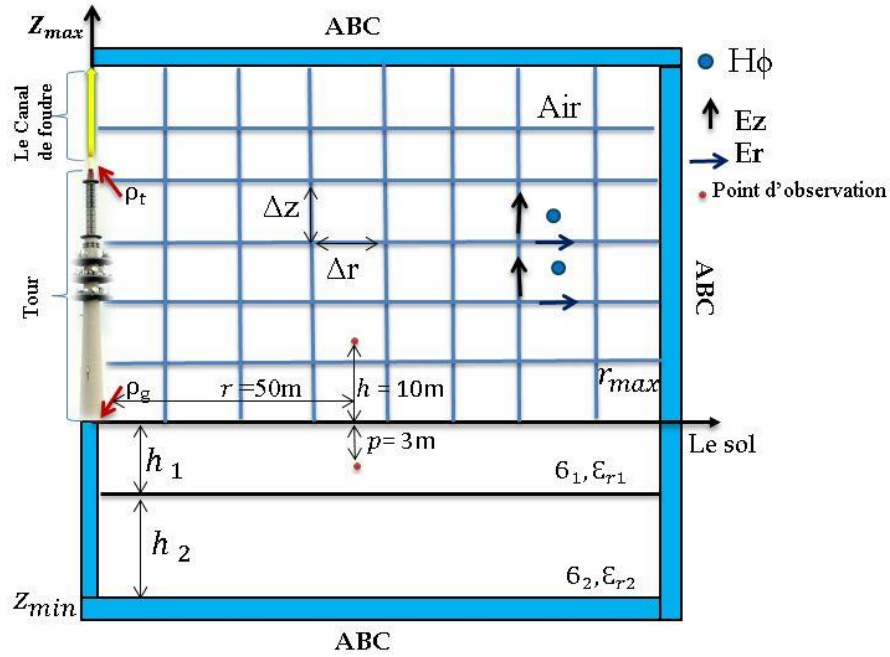


Figure IV.28 Géométrie du problème.

Les valeurs adoptées des paramètres électriques des couches du sol sont données dans le tableau.IV.2. Les épaisseurs des deux couches sont fixées à $h_1 = 5\text{m}$ et $h_2 = 95\text{m}$ (voir Figure. IV.28). Quatre cas sont considérés dans les simulations :

- Cas 1 et 2 : sol homogène,
- Cas 3 et 4 : sol stratifié à deux couches.

La stratification horizontale du sol est prise en compte de la façon la plus simple en considérant lors du passage d'une couche à une autre, des valeurs différentes des paramètres électriques du sol.

IV.2.4.1 Validation du code de calcul

Pour la validation de notre code de calcul, nous avons pris les données mesurées à Toronto au Canada, durant l'été 2005, et publiés par *Pavanello et al.* en 2007 [194], où ils ont mesuré, à trois distances de la tour, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal, rayonnés par un coup de foudre tombant sur la tour CN (553 m), à savoir, 2 km, 16,8 km et 50,9 km. Nous avons comparé les résultats de simulation obtenus par notre code et ceux mesurés à 2 km.

Les figures. IV.29 et IV.30 présentent des comparaisons entre les formes d'ondes du champ électriques et magnétiques mesurées à 2 km de la tour CN, adoptées à partir de [194] et celles obtenues par la simulation avec la méthode FDTD, où la distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre est représentée par des équations développées par Rachidi et al. [141] (chapitre II, Eqs II.22 et II.23) en adoptant le modèle MTLE [147], [155], avec $\lambda = 1500\text{m}$. Les paramètres de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour sont, respectivement, $\rho_t = -0.366$ et $\rho_g = 0.8$ [171]. Le sol est considéré monocouche (homogène).

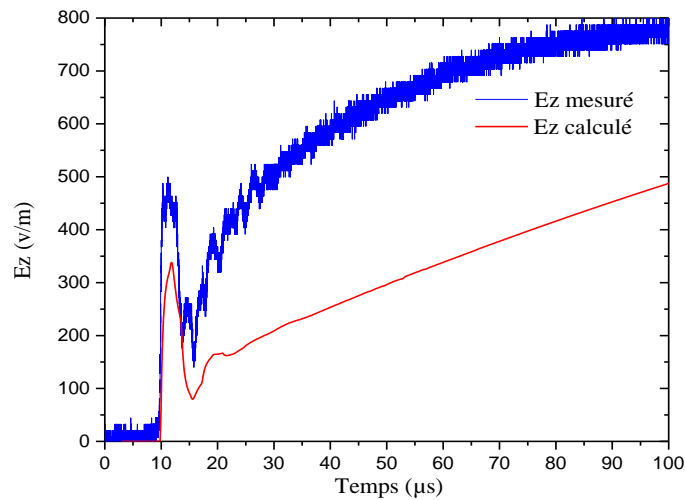


Figure IV.29 Champ électrique vertical à 2km de la tour CN.

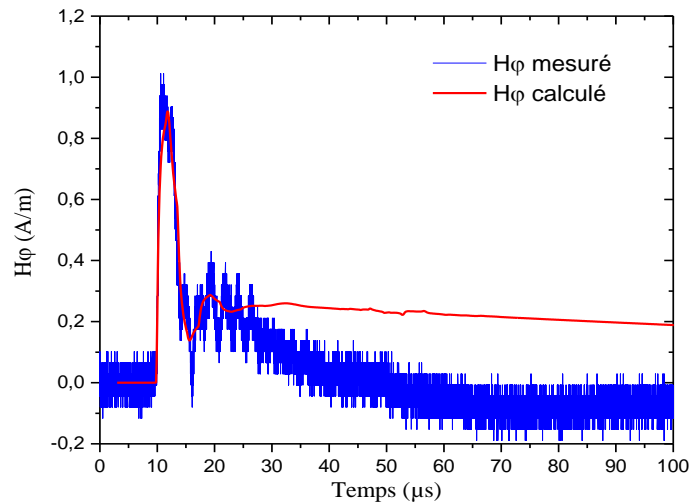


Figure IV.30 Champ magnétique azimuthal à 2km de la tour CN.

Nous pouvons voir un bon accord entre les résultats obtenus par simulation numérique et les résultats expérimentaux, en particulier, dans les premiers temps, jusqu'à $20\mu\text{s}$ environ. Au-

delà de cette valeur, une différence est constatée entre les champs électromagnétiques mesurés et simulés, ce qui peut être expliquée par plusieurs raisons :

- Utilisation de l'hypothèse d'un sol homogène
- les hypothèses dans le modèle théorique,
- l'incertitude des valeurs adoptées des coefficients de réflexion,
- La négligence de la présence des bâtiments dans le chemin de propagation du champ.
- Mesures effectuées sur le toit d'un bâtiment de l'Université de Toronto (négligence de la présence de ce bâtiment)
- les erreurs expérimentales, etc,...

Malgré cette différence, les résultats obtenus en utilisant le code FDTD sont plus proches des résultats mesurés en comparaison avec les résultats de simulation obtenus par *Pavanello et al.* dans la référence [194].

Dans ce qui suit, les résultats de calcul des composantes verticale et radiale du champ électrique et de la composante azimutale du champ magnétique seront présentés pour deux points d'observation, au-dessus et en dessous de la surface du sol, situés à des distances radiales de 50 m, 2km et 10km de la tour de 168m de hauteur. Les simulations sont effectuées dans le cas d'un sol homogène (cas 1 et 2 du tableau. IV.2), ainsi que pour un sol stratifié à deux couches (cas 3 et 4 du tableau. IV.2).

IV.2.4.2 Calcul du champ électromagnétique au-dessus du sol ($r=50m$)

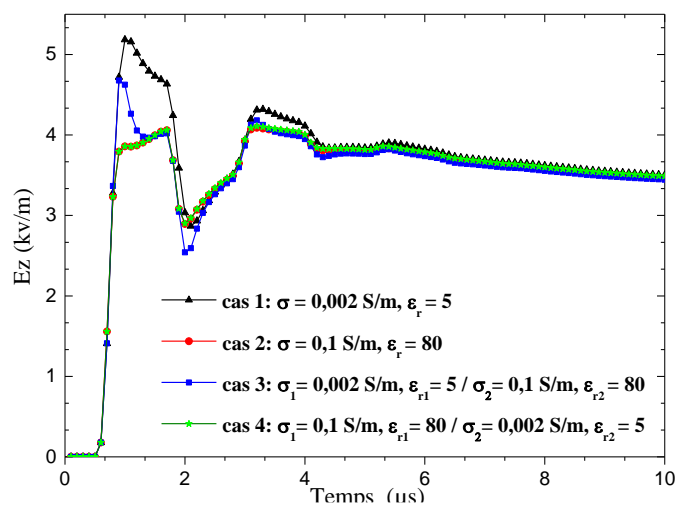


Figure IV.31 Champ électrique vertical à $r = 50m$ et $h = 10m$.

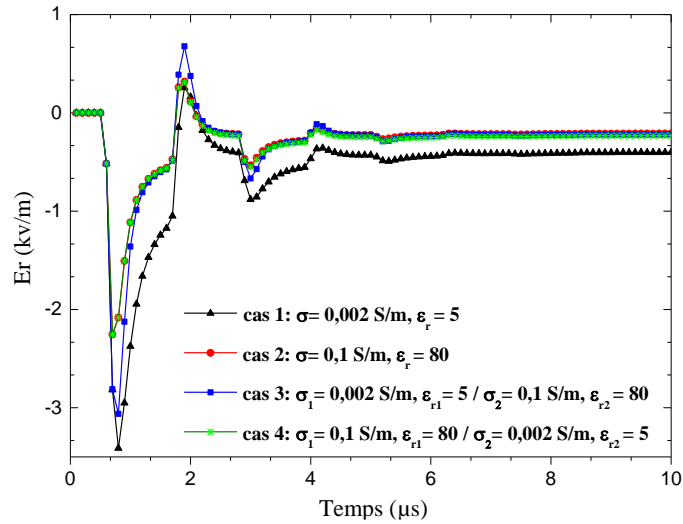


Figure IV.32 Champ électrique horizontal à $r = 50$ m et $h = 10$ m.

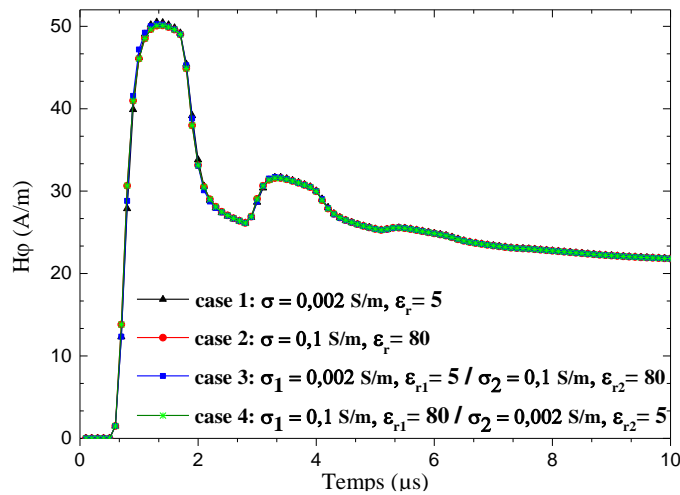


Figure IV.33 Champ magnétique azimutal à $r = 50$ m et $h = 10$ m.

Des Figures. IV.31-IV.33, on peut voir que les champs électromagnétiques au-dessus du sol à la distance considérée (50 m) sont presque insensibles à la stratification du sol. L'effet des réflexions multiples aux deux extrémités de la tour est visible dans leurs formes. Pour les quatre cas, le champ électrique vertical est positif et le champ électrique horizontal est caractérisé par une polarité bipolaire, les valeurs de crête des deux composantes sont inférieures à celles obtenues dans le cas d'un coup de foudre tombant sur le sol (voir les figures IV.13-IV.14).

Les composantes du champ électrique sont affectées par la stratification du sol principalement dans les premiers temps et lorsque la couche supérieure est moins conductrice que la couche inférieure (cas 3) en comparaison avec un sol homogène avec les caractéristiques de la couche supérieure (cas 1).

Lorsque la couche supérieure est plus conductrice que la couche inférieure (cas 4), on constate que les champs électriques vertical et horizontal sont parfaitement identiques à ceux du sol homogène avec les caractéristiques de la couche supérieure (cas 2). Ainsi, pour cette configuration, les champs électriques peuvent être calculés en considérant un sol homogène avec les caractéristiques de la couche supérieure.

A partir de la figure. IV.33, on peut voir l'effet de la présence de la tour sur la forme du champ magnétique azimuthal (l'effet des réflexions multiples et une légère augmentation de la valeur de crête). Les paramètres du sol n'ont aucun effet significatif sur le champ magnétique azimuthal au-dessus de la surface du sol. Par conséquent, il peut être évalué en utilisant l'approximation du sol parfaitement conducteur.

IV.2.4.3 Calcul du champ électromagnétique en-dessous du sol ($r=50m$)

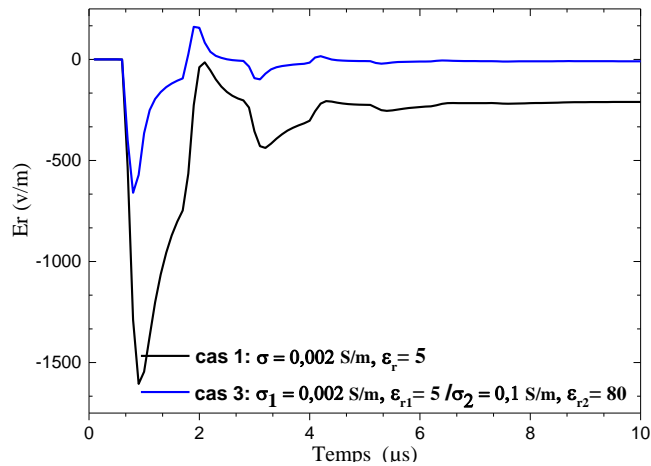


Figure IV.34 Champ électrique horizontal à $r = 50m$ et $p = 3m$ (Cas 1 et 3).

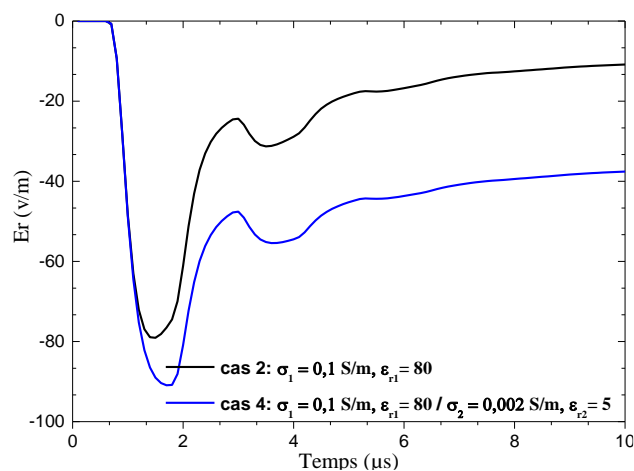


Figure IV.35 Champ électrique horizontal à $r = 50m$ et $p = 3m$ (Cas 2 et 4).

A partir des figures. IV.34 a IV.39, on peut voir que les champs électromagnétiques souterrains sont fortement affectés par les propriétés des couches de sol. La présence de la tour entraîne une augmentation de la valeur de crête du champ électrique horizontal et du champ magnétique azimuthal, et une diminution du champ électrique vertical en comparaison avec le cas sans tour décrit dans [175] (voir les figures IV.16-IV.20).

Dans le cas où la couche inférieure est caractérisée par une conductivité plus élevée (cas 3, Figure. IV.34) que celle de la couche supérieure, le champ électrique horizontal est caractérisé par un temps de montée plus rapide, une diminution significative de l'amplitude et une forme d'onde bipolaire comparé au cas d'un sol homogène avec les caractéristiques de la couche supérieure (cas 1, Figure. IV.34). D'autre part, la présence d'une couche inférieure moins conductrice que la couche supérieure entraîne une augmentation de la valeur de crête du champ électrique horizontal souterrain (figure IV.35).

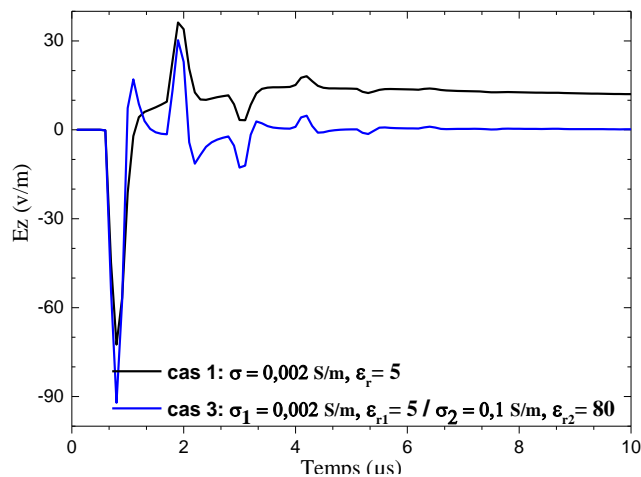


Figure IV.36 Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$ (Cas 1 et 3).

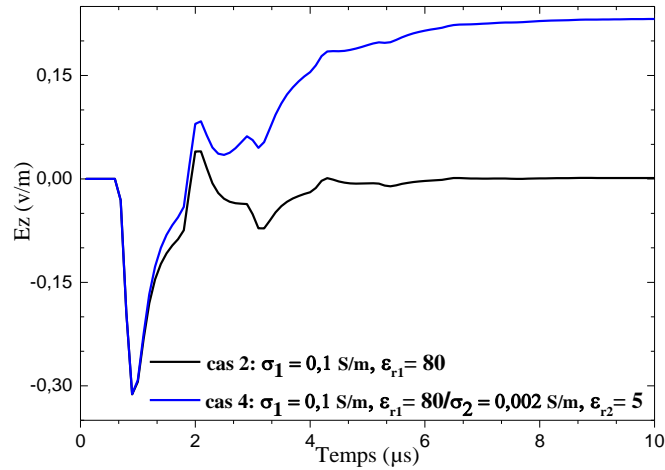


Figure IV.37 Champ électrique vertical à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$ (Cas 2 et 4).

Les figures. IV.36 et IV.37 présentent les formes d'onde du champ électrique vertical pour les quatre cas. On peut observer une augmentation de la valeur de pic du champ lorsque la couche supérieure est moins conductrice que la couche inférieure comparé au cas d'un sol homogène avec les caractéristiques de la couche supérieure.

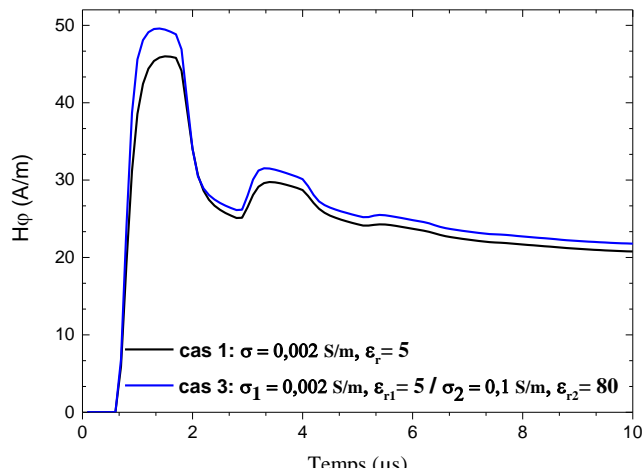


Figure IV.38 Champ magnétique azimutal à $r = 50\text{m}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 1 et 3).

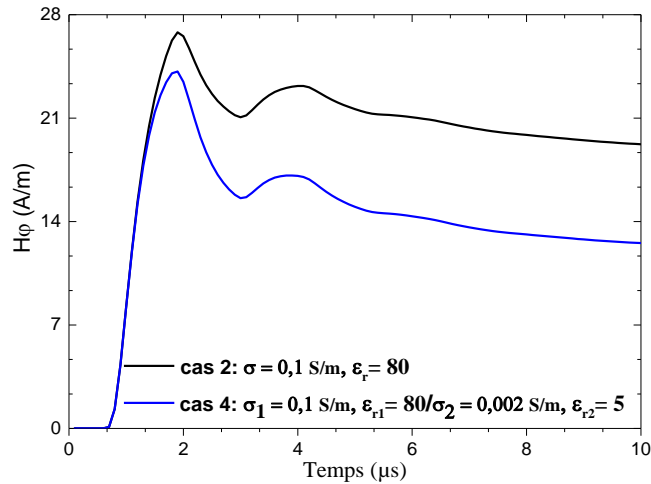


Figure IV.39 Champ magnétique azimutal à $r = 50$ m et $p = 3$ m (cas 2 et 4).

Des Figures. IV.38 et IV.39, nous remarquons que lorsque la couche supérieure est moins conductrice (cas 3), le champ magnétique azimutal se caractérise par un temps de montée plus rapide et une valeur de crête supérieure à celle dans le cas d'un sol homogène avec les paramètres de la couche supérieure (cas 1). D'autre part, lorsque la couche supérieure est plus conductrice (cas 4, figure. IV.39), le champ magnétique a une valeur de crête plus faible que celle dans le cas d'un sol monocouche avec les paramètres de la couche supérieure (cas 2).

De cette partie de notre travail, on peut conclure qu'au voisinage du canal de foudre, les propriétés électriques du sol ainsi que les propriétés de l'objet élevé influent d'une manière directe sur les allures des champs électriques et magnétiques au-dessus et en-dessous du sol. Le champ électrique en dessous du sol est principalement horizontal. Au-dessus du sol la composante azimutale du champ magnétique n'est pas affectée par les paramètres du sol. Cette composante peut être calculée en supposant un sol parfait. L'effet des réflexions multiples aux deux extrémités de la structure élevée est visible dans les formes des champs électriques et magnétiques.

L'hypothèse d'un sol homogène et la négligence de la présence des objets élevés peut entraîner des erreurs dans le calcul du champ électromagnétique et par conséquent des erreurs dans l'estimation des courants et tensions induits dus aux phénomènes de couplage champ-structure (exemple : couplage champ-ligne de transmission aérienne, couplage champ-câble souterrain).

IV.2.4.4 Calcul du champ électromagnétique au-dessus du sol ($r=2\text{km}$, $r=10\text{km}$)

Dans cette section, nous présenterons les résultats de la simulation au-dessus de la surface du sol avec une hauteur de 10 m, et sous la surface du sol avec une profondeur de 3 m, pour deux distances radiales de 2 km et 10 km.

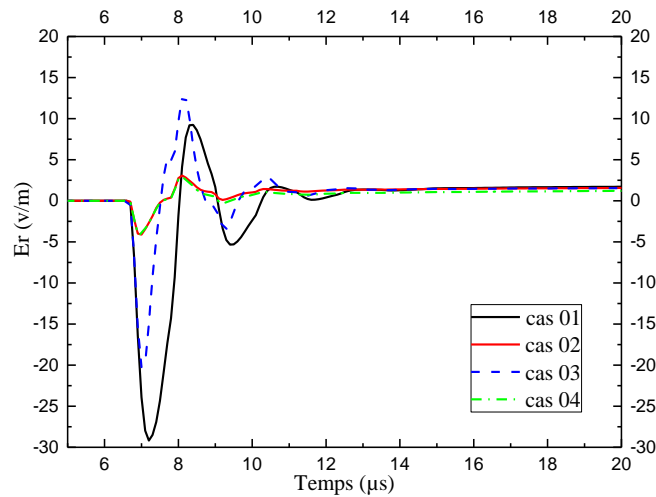


Figure IV.40 Champ électrique horizontal à $r = 2\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.

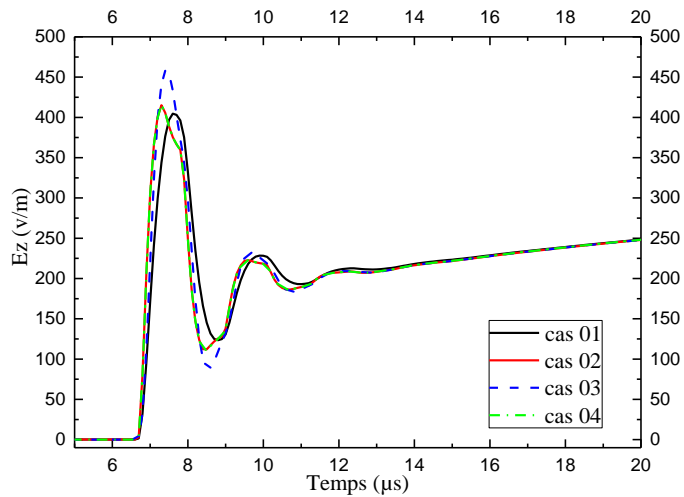


Figure IV.41 Champ électrique vertical à $r = 2\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.

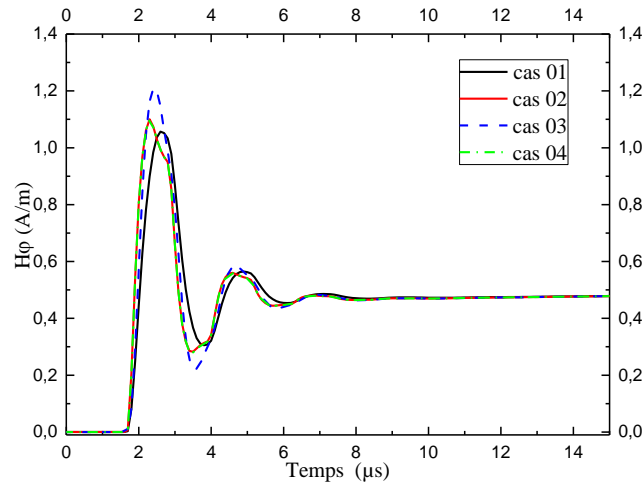


Figure IV.42 Champ magnétique azimutal à $r = 2\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.

A partir des figures IV.40-IV.45, on peut voir sur les allures des trois composantes du champ électromagnétique l'effet des réflexions multiples du courant de foudre aux deux extrémités de la tour. Le champ électrique pour un sol stratifié horizontalement présente un comportement oscillatoire dans sa réponse dans les premières microsecondes.

Au-dessus du sol, la stratification horizontale du sol a un léger effet sur le champ électromagnétique de la foudre ; cet effet peut être observé surtout lorsque la couche supérieure est moins conductrice que la couche inférieure (cas 03) par rapport aux résultats obtenus pour un sol homogène caractérisé par les paramètres de la couche supérieure (cas 01). Lorsque la couche supérieure est plus conductrice que la couche inférieure (cas 04), le champ électromagnétique au-dessus du sol peut être déterminé en considérant le sol comme homogène avec les paramètres de la couche supérieure (cas 02).

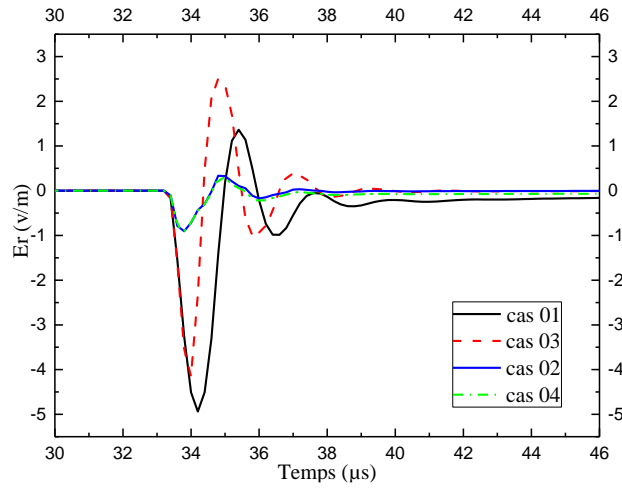


Figure IV.43 Champ électrique horizontal à $r = 10\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.

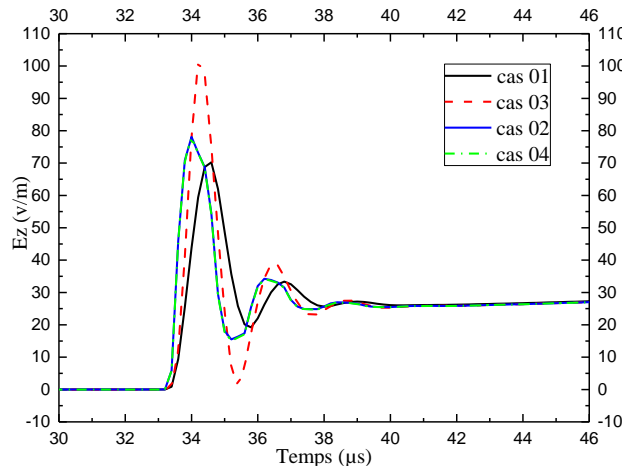


Figure IV.44 Champ électrique vertical à $r = 10\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.

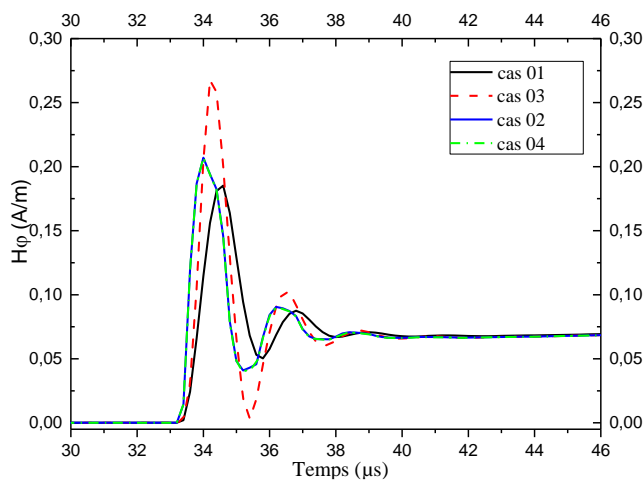


Figure IV.45 Champ magnétique azimuthal à $r = 10\text{km}$ de la tour et $h = 10\text{m}$.

IV.2.4.5 Calcul du champ électromagnétique en-dessous du sol ($r=2\text{km}$, $r = 10 \text{ km}$)

D'après les figures 46-53, nous pouvons voir que les champs électromagnétiques souterrains sont affectés par la stratification horizontale du sol.

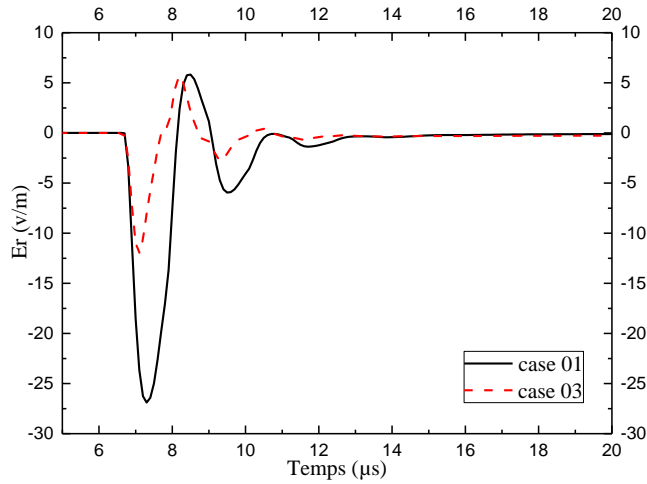


Figure IV.46 Champ électrique horizontal à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 1 et 3).

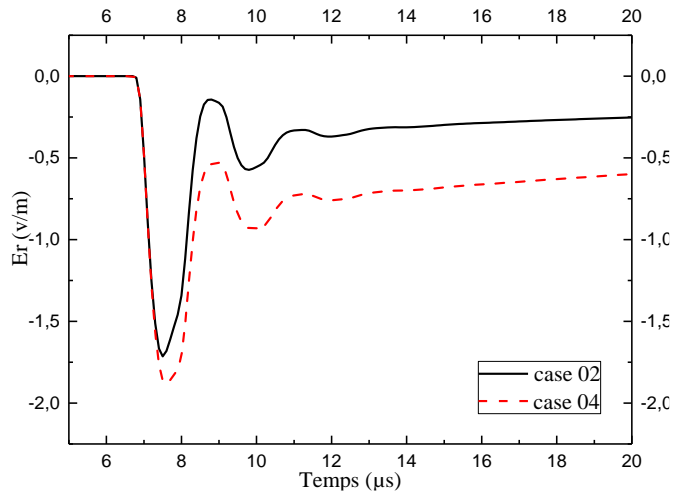


Figure IV.47 Champ électrique horizontal à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 2 et 4).

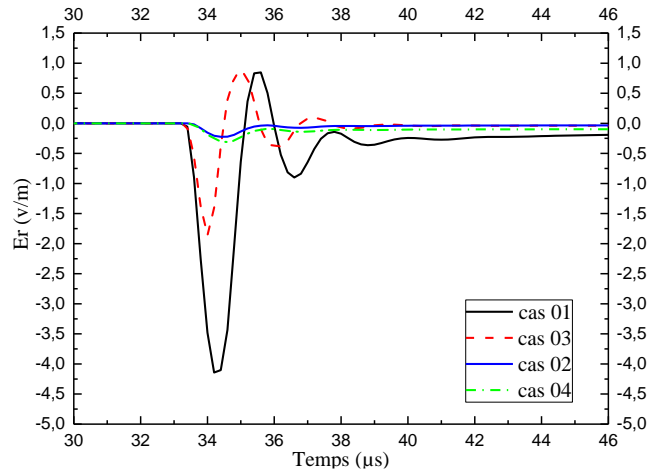


Figure IV.48 Champ électrique horizontal à $r = 10\text{km}$ et $p = 3\text{m}$.

Les figures IV.46, IV.47 et IV.48 montrent les formes du champ électrique horizontal souterrain à des distances de 2 et 10 km de la tour de Peissenberg, on voit que cette composante horizontale du champ électrique se caractérise par une diminution de l'amplitude lorsque la couche supérieure est moins conductrice (cas 03) comparée à celle calculée pour un sol homogène avec les paramètres de la couche supérieure (cas 01). Lorsque la couche supérieure est plus conductrice (cas 04) que la couche inférieure, le champ électrique horizontal souterrain peut être calculé en supposant le sol comme homogène, caractérisé par les paramètres de la couche supérieure (cas 02).

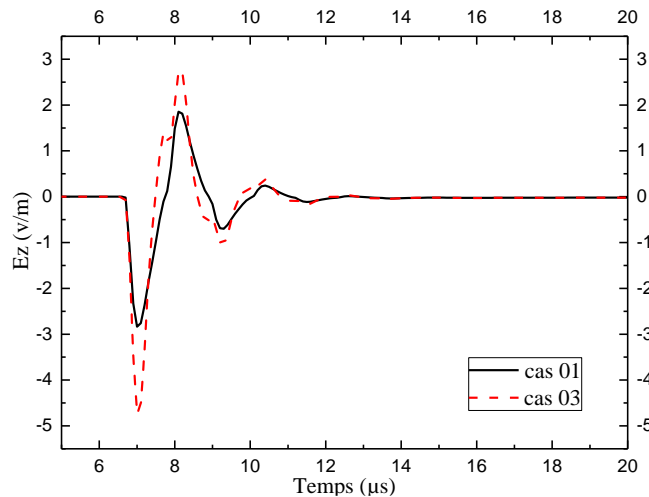


Figure IV.49 Champ électrique vertical à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 1 et 3).

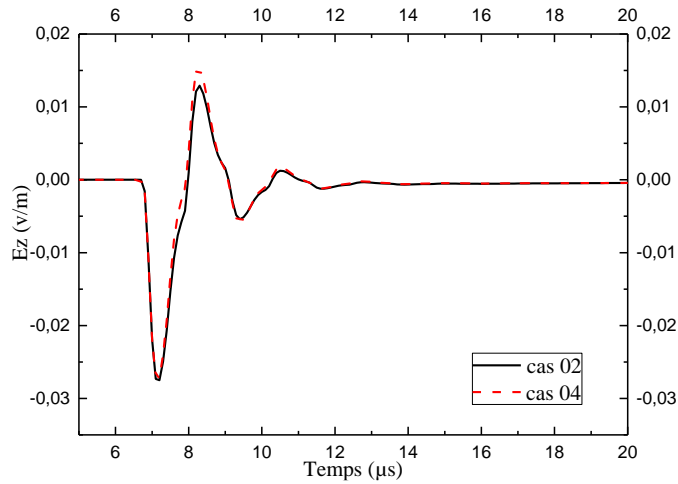


Figure IV.50 Champ électrique vertical à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$ (cas 2 et 4).

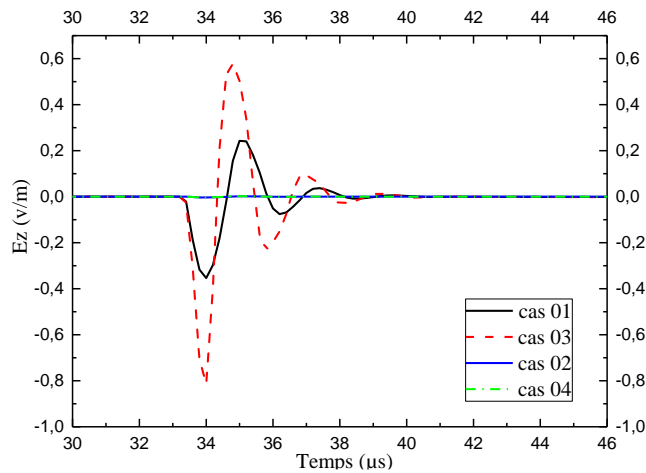


Figure IV.51 Champ électrique vertical à $r = 10\text{km}$ et $p = 3\text{m}$.

Les figures. IV.49, IV.50 et IV.51 présentent le champ électrique vertical souterrain à 2 et 10 km de la tour. Nous pouvons voir que le champ électrique vertical est caractérisé par une augmentation de la valeur de crête lorsque la couche supérieure est moins conductrice que la couche inférieure (cas 03) comparé au cas d'un sol homogène avec les paramètres de la couche supérieure (cas 01). Lorsque la couche supérieure est plus conductrice (cas 04), le champ électrique vertical peut être déterminé en considérant le sol homogène avec les paramètres de la couche supérieure (cas 02).

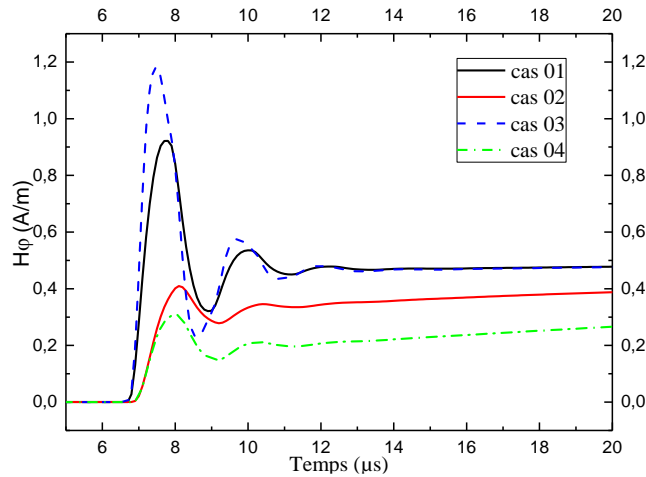


Figure IV.52 Champ magnétique azimuthal à $r = 2\text{km}$ et $p = 3\text{m}$.

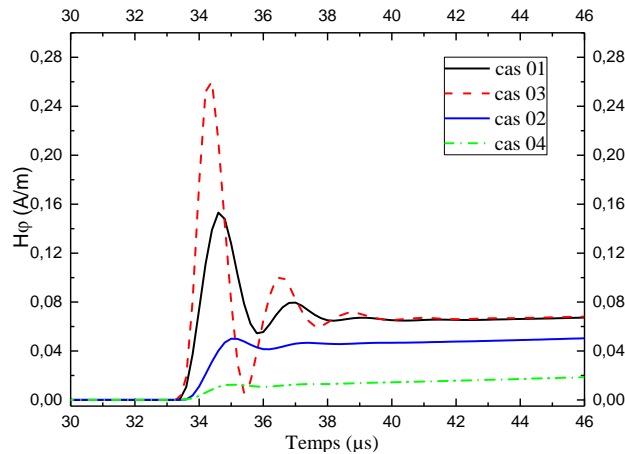


Figure IV.53 Champ magnétique azimuthal à $r = 10\text{km}$ et $p = 3\text{m}$.

Les figures IV.52, IV.53 présentent les champs magnétiques azimuthaux souterrains à 2 et 10 km. Nous pouvons voir que le champ magnétique azimuthal est fortement affecté par la stratification horizontale du sol. Lorsque la couche supérieure est moins conductrice (cas 03), on observe une augmentation dans l'amplitude de champ magnétique comparé au cas 1. Lorsque la couche supérieure est plus conductrice (cas 04), on assiste à une diminution de la valeur de crête.

IV.2.5 Coup de foudre initié au sol en présence du sol stratifié verticalement avec une inclinaison

Dans cette partie, on va analyser l'effet de la stratification verticale d'un domaine à deux couches (sol-océan), l'interface entre les deux couches est caractérisée par un angle d'inclinaison de différentes valeurs ($\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ et 90°). Les résultats de calcul du champ

électromagnétique seront présentés pour deux points d'observation, un sur la surface du sol et l'autre en dessous du sol avec une profondeur d'un mètre ($p = 1\text{m}$), situés à une distance horizontale de 200 m ($r=200\text{m}$) par rapport au canal de la foudre. La distance entre le premier point d'observation situé sur le sol et l'interface entre les deux couches est 5m ($dl=5\text{m}$), (voir la figure. IV.54).

Cette étude est particulièrement importante pour l'évaluation des tensions induites par la foudre sur les lignes de transport aériennes et sur les câbles souterrains situés près de la mer ou de l'océan.

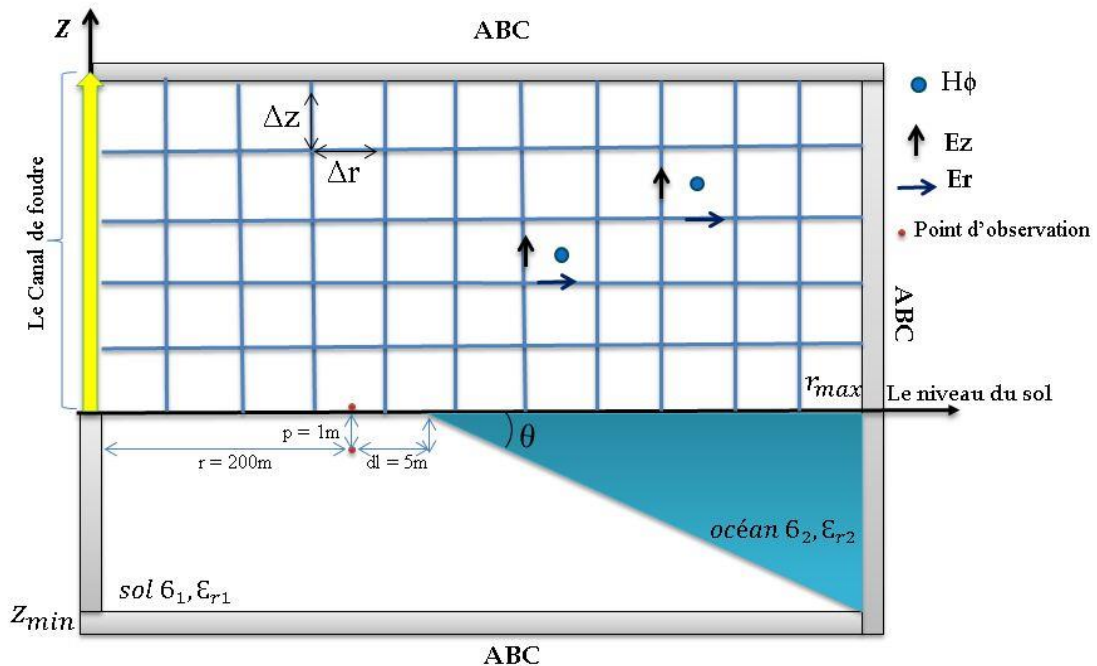


Figure IV.54 Géométrie du problème adopté de [195].

Les valeurs adoptées des paramètres électriques du sol sont [195] :

Terre : $\sigma_1 = 0.001 \text{ S/m}$, $\epsilon_{r1}=10$

Océan : $\sigma_2 = 4 \text{ S/m}$, $\epsilon_{r2} = 30$

IV.2.5.1 Champ électromagnétique en dessous du sol ($p=1m$, $dl=5m$)

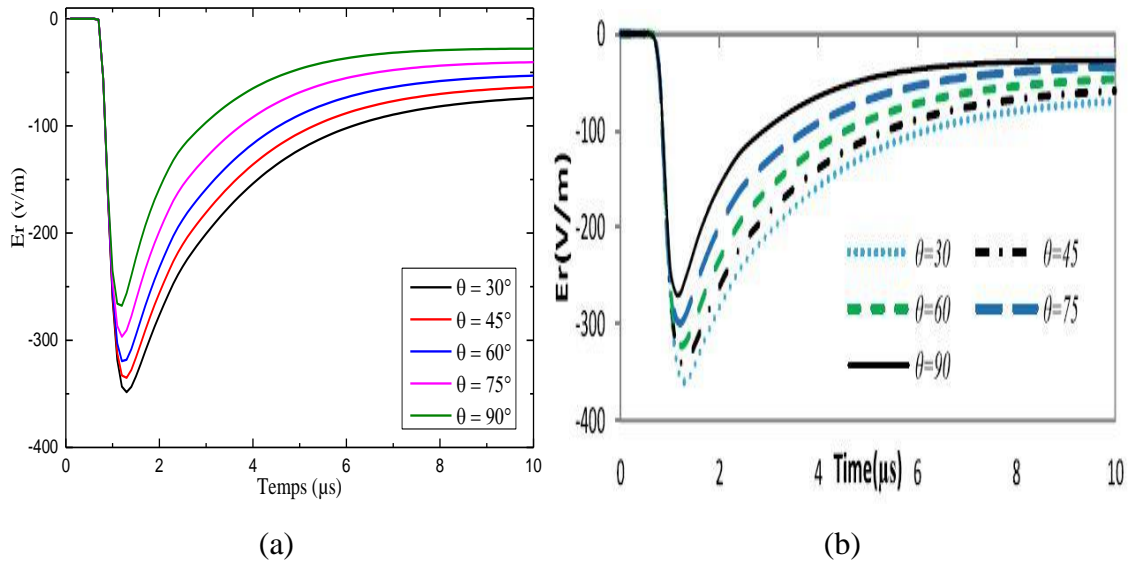


Figure IV.55 Champ électrique horizontal à $r = 200m$, $p = 1m$ et $dl = 5m$. (a) Calculé par FDTD et (b) obtenu par FEM [195]

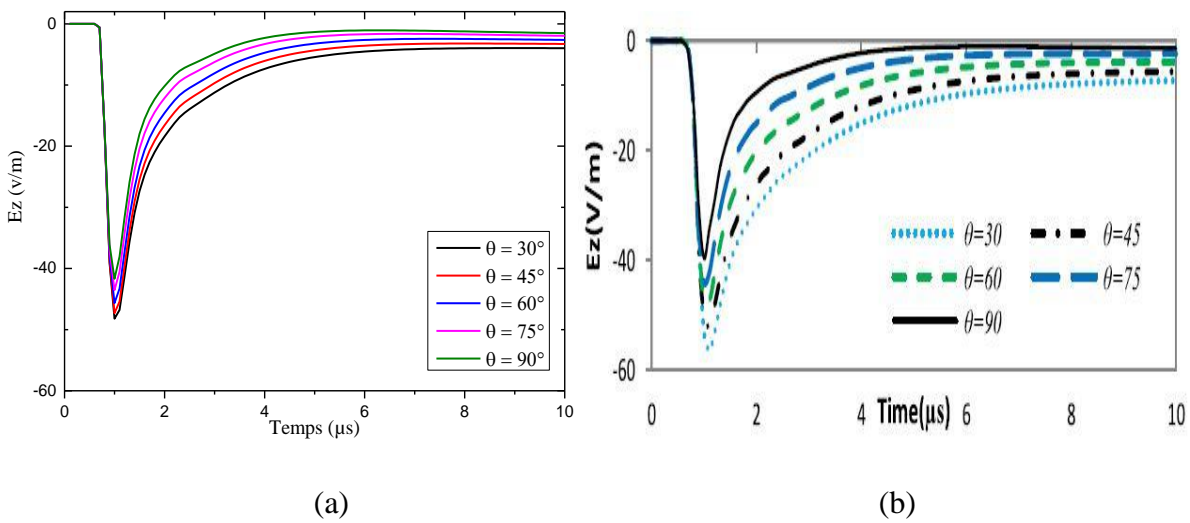


Figure IV.56 Champ électrique vertical à $r = 200m$, $p = 1m$ et $dl = 5m$. (a) obtenu par FDTD et (b) obtenu par FEM [195].

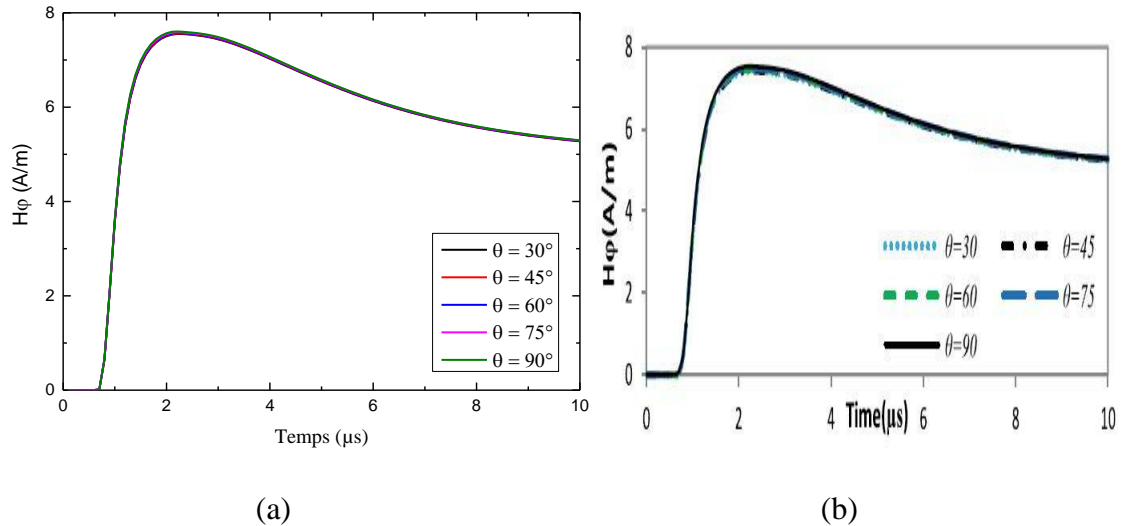


Figure IV.57 Champ magnétique azimutal à $r = 200$, $p = 1$ m et $dl = 5$ m. (a) obtenu par FDTD et (b) obtenu par FEM [195].

Les figures IV.55 - IV.57 présentent, respectivement, le champ électrique horizontal, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal au point d'observation situé en dessous du sol avec une profondeur $p = 1$ m, (a) champ obtenu par notre code de calcul basé sur la méthode des différences finies (FDTD) et (b) champ obtenu par la méthode des éléments finies (FEM) publié dans la référence [195]. Des simulations ont été effectuées pour différents angles d'inclinaison ($\theta = 30^\circ$, 45° , 60° , 75° et 90°). Notez qu'une pente de $\theta = 90^\circ$ correspond à une interface verticale, cas étudié par plusieurs chercheurs [174], [190].

D'après ces figures, on remarque qu'il y a un bon accord entre les résultats obtenus par la méthode FDTD et ceux obtenus par la FEM.

Les composantes verticale et horizontale du champ électrique (voir les figures IV.55 et IV.56) sont sensiblement affectées par l'angle de l'interface terre-océan pour le point d'observation considéré dans notre étude. Les valeurs de crête augmentent avec la diminution de l'angle d'inclinaison. Contrairement aux allures des champs électriques, le champ magnétique azimutal, pour le même point, n'est pas affecté par l'inclinaison (figure IV.57).

IV.2.5.2 Champ électromagnétique sur la surface du sol (dl=5m)

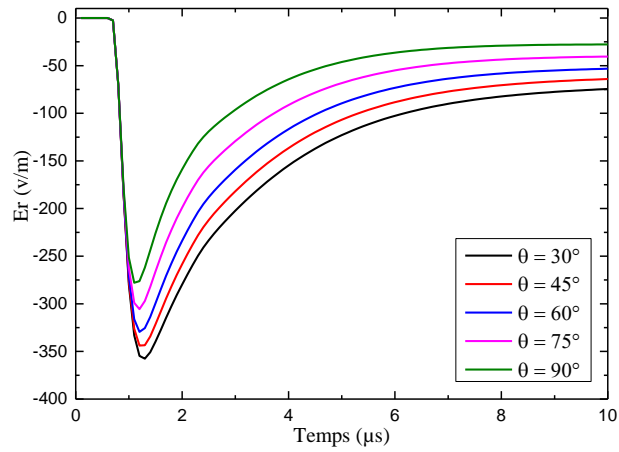


Figure IV.58 Champ électrique horizontal au niveau du sol ($r = 200m$, $dl = 5m$)

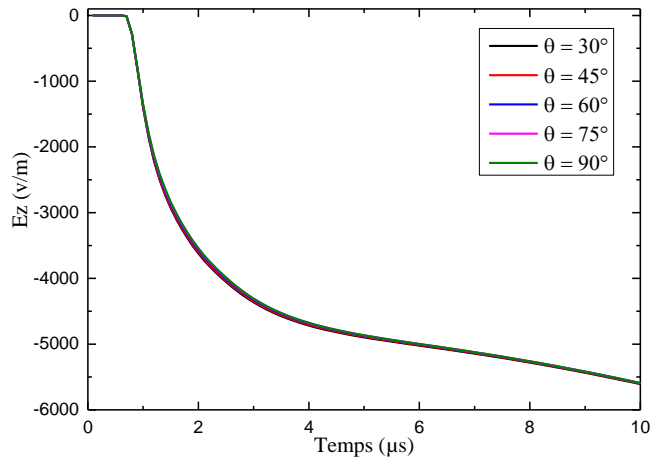


Figure IV.59 Champ électrique vertical au niveau du sol ($r = 200m$, $dl = 5m$)

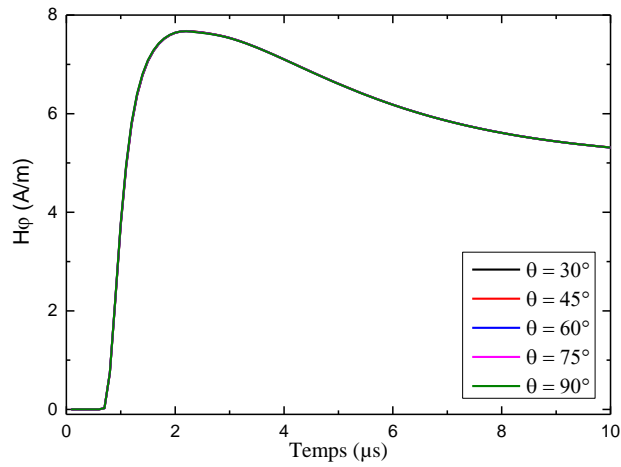


Figure IV.60 Champ magnétique azimuthal au niveau du sol ($r = 200m$, $dl = 5m$).

Les figures. IV.58 a IV.60 montrent, respectivement, le champ électrique horizontal, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal au point d'observation au niveau du sol avec une distance radial $r = 200\text{m}$ et $dl = 5\text{ m}$. Les résultats sont obtenus par la méthode des différences finies (FDTD).

Comme on peut le voir sur la figure IV.58, la composante horizontale du champ électrique est notablement affectée par l'angle d'inclinaison de l'interface terre-océan lorsque le point d'observation est proche de l'interface (c'est-à-dire $dl = 5\text{ m}$ environ). L'amplitude de cette composante montre une tendance décroissante en fonction de l'angle d'inclinaison terre-océan.

Le champ électrique vertical (voir la figure IV.59) et le champ magnétique azimutal (voir la figure.IV.60) à la surface du sol ne sont pas affectés par les valeurs de l'angle d'inclinaison. La composante verticale du champ électrique et la composante azimutale peuvent être déterminé on considérant l'interface verticale ($\theta = 90^\circ$), comme il a été pris dans toutes les études précédentes.

IV.2.6 Coup de foudre initié d'une tour en présence d'un sol stratifié verticalement avec une inclinaison

Dans cette dernière partie de cette thèse, on va analyser l'effet de la stratification verticale présentant un angle d'inclinaison sur le rayonnement électromagnétique dû à l'interaction d'un coup de foudre avec une tour.

Notre cas d'étude est celui de la tour CN à Toronto, Canada, de 553 m de hauteur et qui est distante de 500 m par rapport au lac d'Ontario. On va prendre plusieurs valeurs de l'angle d'inclinaison de l'interface terre-lac ($\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ et 90°). Les résultats de simulation pour les composantes du champ électrique vertical et horizontal et du champ magnétique azimutal seront présentés pour deux points d'observation, au-dessus du sol avec $h = 10\text{ m}$ et en dessous du sol avec une profondeur, $p = 1\text{ m}$, situés à une distance horizontale, $r = 495\text{ m}$ de la base de la tour. $dl = 5\text{ m}$ (voir les figuresIV.61, IV.62).



Figure IV.61 Localisation de la tour CN.

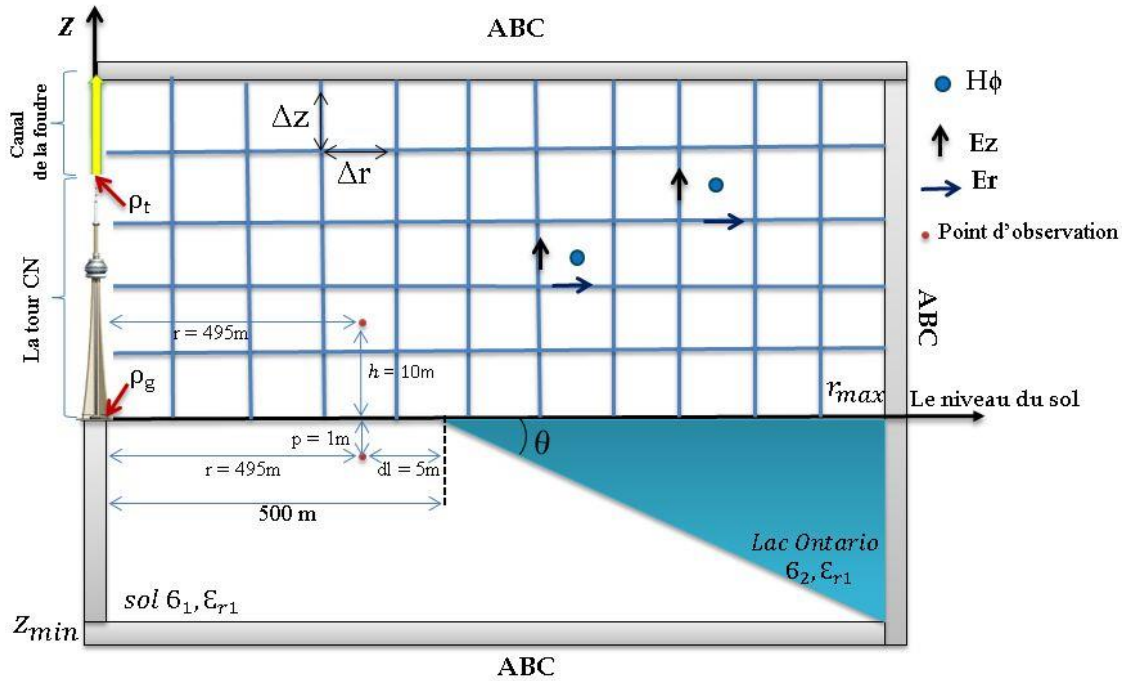


Figure IV.62 Géométrie du problème.

Les valeurs adoptées pour les paramètres électriques :

Terre : $\sigma_1 = 0.001 \text{ S/m}$, $\epsilon_{r1} = 10$;

Lac d'Ontario : $\sigma_2 = 0.008 \text{ S/m}$, $\epsilon_{r2} = 81$ [194].

En adoptant pour le courant $i(0, t)$ l'expression II.19 de la somme de deux fonctions d'Heidler (par exemple *Rachidi et al.* [152]) correspondant à l'arc en retour subséquent, typiques. Les paramètres de ce courant sont données dans le tableau IV.3.

Tableau. IV.3. Paramètres du courant de l'arc en retour subséquent. [152]

	$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{01}(\text{KA})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
Arc subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2	230	2

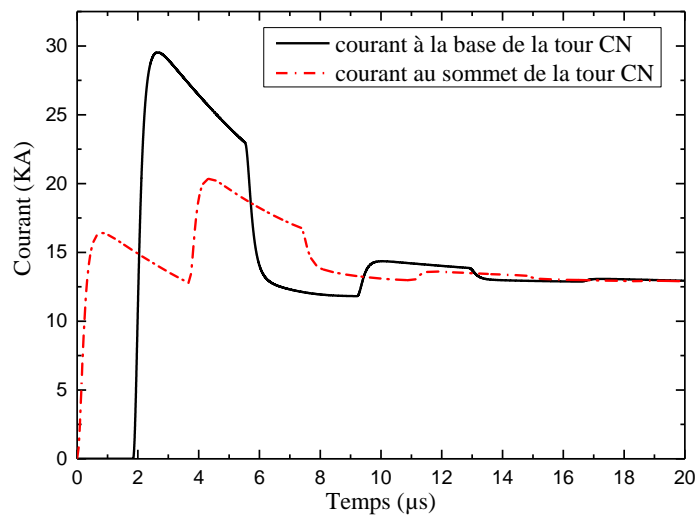


Figure IV.63 Courant au sommet et à la base de la tour CN.

La figure .IV. 63 illustre les formes d'onde du courant évalué au sommet (553 m) et à la base (0 m) de la tour CN. Les effets des réflexions multiples aux extrémités de la tour sont clairement visibles dans les formes d'onde. On peut également voir que le courant à la base de la tour a une valeur de crête plus élevée en raison de la contribution de l'onde réfléchie au niveau du sol.

IV.2.6.1 Champ électromagnétique en dessous du sol ($r=495\text{m}$ $p=1\text{m}$, $dl=5\text{m}$)

Les figures. IV.64-IV.66 montrent le champ électrique horizontal, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal a une distance radial $r = 495\text{m}$ de la tour et en dessous du sol avec une profondeur $p = 1 \text{ m}$. les simulations ont été effectuées pour différents angles d'inclinaison ($\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ et 90°).

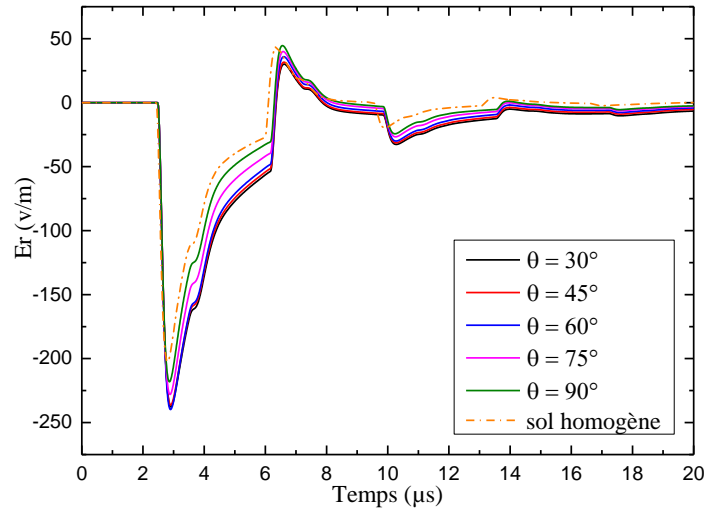


Figure IV.64 Champ électrique horizontal à $r = 495m$ et $p = 1m$.

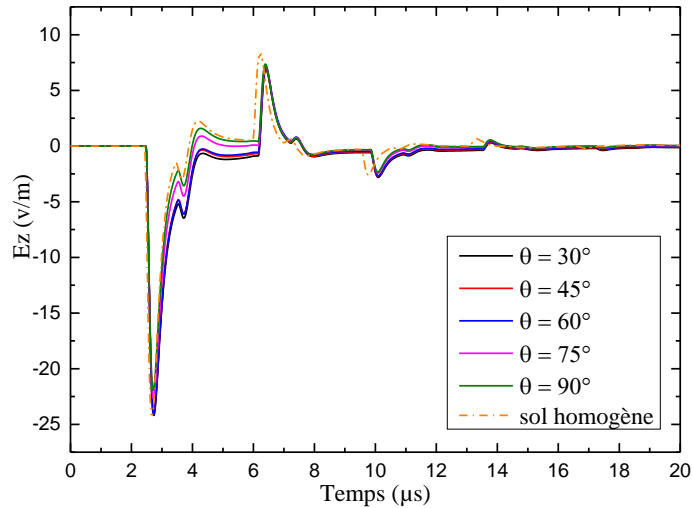


Figure IV.65 Champ électrique vertical à $r = 495m$ et $p = 1m$.

Les composantes horizontale et verticale du champ électrique d'un coup de foudre initié de la tour CN (voir les figures. IV.64 et IV.65) sont légèrement affectées par la stratification vertical et par l'angle de l'interface terre-lac pour des points d'observation très proche de l'interface.

On voit que la composante azimutale du champ magnétique (figure.IV.66) n'est pas vraiment affectée ni par la stratification ni par l'angle d'inclinaison.

Pour les points d'observation à proximité de l'interface ($dl = 5$ m), les valeurs de crête des composantes de champ électrique horizontal et vertical augmentent légèrement avec la diminution de l'angle d'inclinaison.

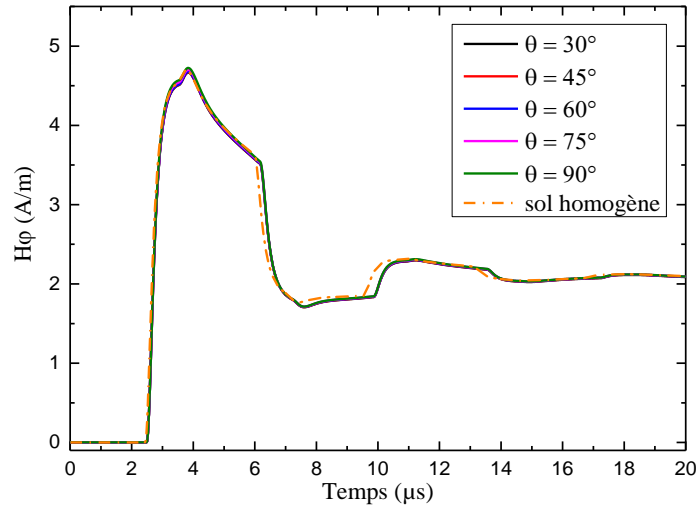


Figure IV.66 Champ magnétique azimutal à $r = 495$ m de la tour et profondeur $p = 1$ m.

IV.2.6.2 Champ électromagnétique au-dessus du sol ($r=495$ m, $h=10$ m, $dl=5$ m)

Les figures. IV.67-IV.69 représentent, respectivement, le champ électrique horizontal, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal à une distance $r = 495$ m de la tour CN et au-dessus du sol avec une hauteur $h = 10$ m. Les résultats sont obtenus par la méthode des différences finies (FDTD).

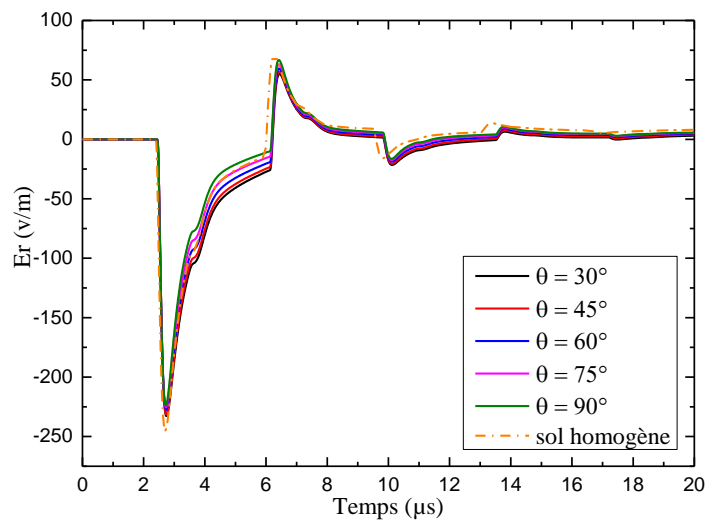


Figure IV.67 Champ électrique horizontal à $r = 495$ m et $h = 10$ m.

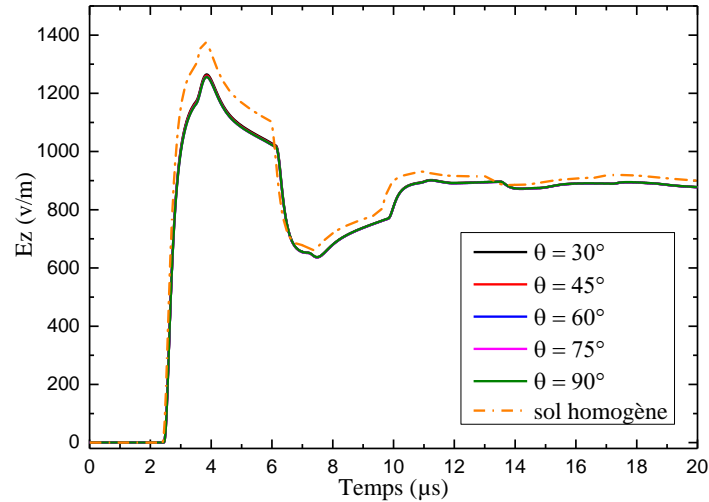


Figure IV.68 Champ électrique vertical à $r = 495m$ et $h = 10$.

La composante horizontale du champ électrique (figure. IV.67) est légèrement affectée par l'angle d'inclinaison de l'interface terre-lac lorsque le point d'observation est proche de l'interface (c'est-à-dire $dl = 5$ m environ). L'amplitude de cette composante montre une tendance décroissante en fonction de l'angle de l'interface.

Le champ électrique vertical (voir la figure. IV.68) est aussi légèrement affecté par la stratification verticale (voir le cas du sol homogène avec $\theta = 90^\circ$), mais il n'est pas affecté par l'angle d'inclinaison. Le champ magnétique azimuthal (voir la figure. IV.69) au-dessus du sol n'est pas affecté ni par la stratification verticale ni par l'angle d'inclinaison. La composante azimuthale peut être déterminée en négligeant la présence de la stratification.

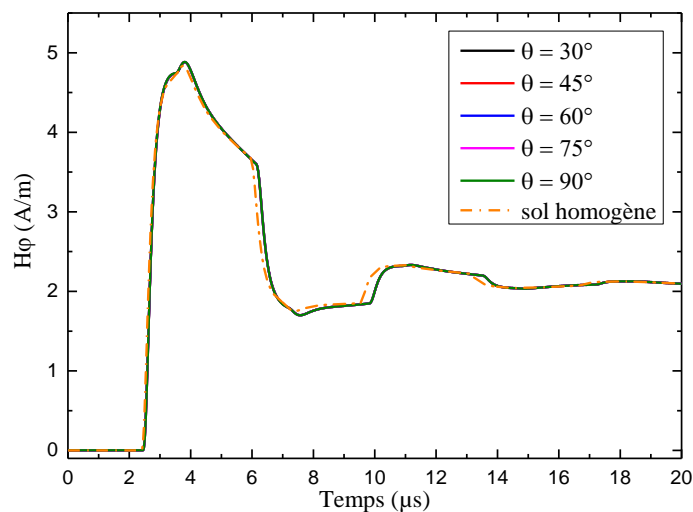


Figure IV.69 Champ magnétique azimuthal à $r = 495m$ et $h = 10m$.

IV.3 Conclusion

Dans ce chapitre, on a appliqué la méthode FDTD dans la résolution des équations de Maxwell afin d'obtenir les formes d'onde du champ électromagnétique rayonné par la foudre dans le domaine temporel. Plusieurs scénarios sont étudiés afin d'analyser l'environnement électromagnétique de la foudre et d'avoir une idée claire sur la propagation du champ rayonné.

Dans la validation de la méthode FDTD, on a montré qu'elle donne des résultats très fiables et proches aux résultats obtenus par d'autres approches ou par des mesures expérimentales.

Un résumé des principales conclusions tirées de l'analyse est le suivant :

- La méthode FDTD représente une bonne approche pour l'évaluation du champ électromagnétique de la foudre car elle nécessite pas l'utilisation des approximations largement utilisées dans la littérature comme celle de Cooray-Rubinstein pour le calcul du champ électrique horizontal au-dessus du sol ou la formule de Cooray pour le calcul du champ électromagnétique en dessous du sol.
- La conductivité du sol n'a aucun effet sur le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal au-dessus du sol.
- En dessous du sol, la conductivité du sol affecte les trois composantes du champ électromagnétique de la foudre, leurs amplitudes sont généralement inversement proportionnelles avec la conductivité du sol.
- Pour les distances proches, la stratification du sol n'affecte pas vraiment le champ électromagnétique au-dessus du sol.
- Lorsque la couche supérieure est moins conductrice que la couche inférieure, on note une diminution significative dans l'amplitude du champ électrique horizontal comparé au cas d'un sol homogène avec les paramètres de la couche supérieure. Et vice versa
- Pour un sol stratifié horizontalement, le champ électrique vertical réagit contrairement au champ électrique horizontal.
- Lorsque la couche supérieure est plus conductrice que la couche inférieure, le sol non homogène est équivalent à un sol homogène caractérisé par les paramètres de la couche supérieure.

- La présence de la tour se traduit par une grande diminution dans l'amplitude des deux composantes du champ électrique, et une légère augmentation dans l'amplitude du champ magnétique.
- En présence de la tour, la conductivité du sol affecte toutes les composantes au-dessus et en dessous du sol, sauf le champ magnétique au-dessus du sol.
- En dessous du sol, les composantes verticale et horizontale du champ électrique sont sensiblement affectées par l'angle d'inclinaison de l'interface entre deux milieux différents dans le cas d'une stratification verticale avec inclinaison.
- En dessous du sol, la composante azimutale n'est pas affectée par cet angle.
- Au-dessus du sol, il y a que la composante horizontale du champ électrique qui est affecté par l'angle d'inclinaison, en absence ou en présence du la tour.

Conclusion générale

L'objectif de ce travail de thèse est l'étude de l'environnement électromagnétique de la foudre par modélisation et simulation numérique. Le champ électromagnétique associé au courant de l'arc en retour est calculé, en dessous et au-dessus du sol, par la méthode des différences finies « FDTD » qui permet la résolution numérique des équations de Maxwell dans le domaine temporel. Les codes de calcul sont élaborés en Fortran. Plusieurs géométries à différents degrés de complexité sont prises en compte à savoir, présence ou absence d'objets élevés (tours), sol homogène ou stratifié, géométries combinées : présence de tour et de sol stratifié horizontalement et présence de tour et d'un domaine de propagation mixte terre-océan (mer ou lac). Le but est de voir l'effet des paramètres des objets élevés et les propriétés électriques du domaine d'étude sur les courants de foudre et les champs électromagnétiques rayonnés et de voir quel paramètre influe de plus dans le rayonnement électromagnétique de la foudre.

Les conclusions tirées de cette étude sont comme suit :

1. Pour les Coups de foudre tombant sur un sol homogène de conductivité finie :

- ✓ En dessous du sol : Le champ électrique horizontal est caractérisé par une polarité négative. Il est fortement affecté par la conductivité du sol, son amplitude est inversement proportionnelle avec la valeur de la conductivité. Le champ électrique vertical est caractérisé par une polarité bipolaire, son amplitude est aussi inversement proportionnelle avec la conductivité du sol. Le champ magnétique azimutal est caractérisé par une polarité positive, il est moins affecté par la conductivité du sol comparé aux deux autres composantes du champ électromagnétique, l'amplitude est inversement proportionnelle avec la valeur de la conductivité.
- ✓ Au-dessus du sol : Les trois composantes du champ électromagnétique sont caractérisées par une polarité positive. La conductivité du sol n'affecte que la composante horizontale du champ électrique ce qui confirme que l'hypothèse du sol parfait est une bonne approximation pour la composante verticale du champ électrique et la composante azimutale du champ magnétique. L'amplitude du champ radial est relativement proportionnelle avec la valeur de la conductivité du

sol, ce qui est en contradiction par rapport au comportement de ce champ en dessous du sol.

2. *Pour les Coups de foudre tombant sur un sol à deux couches stratifié horizontalement :*

- ✓ En dessous du sol : Le champ électrique horizontal est fortement affecté par la stratification du sol. Quand la couche inférieure est plus conductrice que la couche supérieure, on note une diminution significative dans l'amplitude du champ horizontal comparé au cas d'un sol homogène caractérisé par les paramètres de la couche supérieure et vice versa. Le champ magnétique azimuthal est affecté par la stratification horizontale du sol. Quand la couche supérieure est moins conductrice que la couche inférieure, la composante magnétique est caractérisée par un temps de montée très rapide et une augmentation dans l'amplitude comparée au cas d'un sol homogène avec les paramètres de la couche supérieure. Concernant la composante verticale du champ électrique, elle est moins affectée par la stratification du sol.
- ✓ Au-dessus du sol : on peut dire que, pour les distances proches, la stratification horizontale n'a pas d'effet sur le champ électrique vertical et sur le champ magnétique azimuthal. Concernant la composante horizontale du champ électrique, elle est peu affectée par la stratification du sol et on peut dire que l'évaluation de cette composante en présence d'un sol à deux couches, stratifié horizontalement, peut se faire en supposant le sol comme étant homogène avec les paramètres les plus élevés de la conductivité du sol.

3. *Pour les Coups de foudre tombant sur une tour en présence d'un sol homogène :*

- ✓ Les trois composantes du champ électromagnétique sont affectées par les réflexions multiples du courant aux extrémités de la tour et par la conductivité électrique du sol. Exception faite pour la composante azimuthale du champ magnétique au-dessus du sol et qui n'est pas affectée par la conductivité du sol.

4. *Pour les Coups de foudre tombant sur une tour en présence d'un sol stratifié horizontalement :*

- ✓ En dessous du sol : Les champs électromagnétiques souterrains sont fortement affectés par les propriétés des couches du sol. La présence de la tour entraîne une augmentation de la valeur de crête du champ électrique horizontal et du champ magnétique azimuthal et une diminution du champ électrique vertical en comparaison avec le cas sans tour. Dans le cas où la couche inférieure est plus

conductrice que la couche supérieure, le champ électrique horizontal est caractérisé par un temps de montée plus rapide, une diminution significative de l'amplitude et une forme d'onde bipolaire comparé au cas d'un sol homogène avec les caractéristiques de la couche supérieure. Pour le même cas, il y a augmentation de la valeur de pic du champ vertical et du champ magnétique azimutal. D'autre part, la présence d'une couche inférieure moins conductrice que la couche supérieure entraîne une augmentation de la valeur de crête du champ électrique horizontal souterrain.

- ✓ Au-dessus du sol : Les champs électromagnétiques à la distance considérée (50 m) sont presque insensibles à la stratification du sol. L'effet des réflexions multiples aux deux extrémités de la tour est visible dans leurs formes. Le champ électrique vertical présente une polarité positive, le champ électrique horizontal est caractérisé par une polarité bipolaire, les valeurs de crête des deux composants sont inférieures à celles obtenues dans le cas d'un coup de foudre tombant sur le sol. Les composantes du champ électrique sont affectées par la stratification du sol principalement dans les premiers temps et lorsque la couche supérieure est moins conductrice que la couche inférieure en comparaison avec un sol homogène avec les caractéristiques de la couche supérieure. Les paramètres du sol n'ont aucun effet significatif sur le champ magnétique azimutal au-dessus de la surface du sol. Par conséquent, il peut être évalué en utilisant l'approximation du sol parfaitement conducteur.
 - ✓ L'hypothèse d'un sol homogène et/ou la négligence de la présence des objets élevés peut entraîner des erreurs dans le calcul du champ électromagnétique et par conséquent des erreurs dans l'estimation des courants et tensions induits dus aux phénomènes du couplage champ-structure (exemple : couplage champ-ligne de transmission aérienne, couplage champ-câble souterrain).
 - ✓ Pour les distances lointaines, le champ électromagnétique est fortement affecté par la stratification horizontale du sol (formes oscillatoires).
5. *Pour les Coups de foudre tombant sur une tour en présence d'un sol stratifié verticalement avec une inclinaison :*
- ✓ Pour les points d'observation à proximité de l'interface ($dl = 5$ m) en dessous du sol, les valeurs du pic des composantes de champ électrique horizontal et vertical augmentent avec la diminution de l'angle d'inclinaison, la composante azimutale n'est pas affectée.

Au-dessus du sol il y a que la composante horizontale du champ électrique qui est affectée par l'angle d'inclinaison.

Comme perspectives à ce travail, on propose d'étudier la dépendance fréquentielle des paramètres électriques du sol et son effet sur le rayonnement électromagnétique de la foudre.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] M. A. Uman, “*The Art and Science of Lightning Protection*”. New York, Cambridge Univ. Press, 2008.
- [2] V. A. Rakov and M. A. Uman, “*Lightning: Physics and Effects*”. Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2003.
- [3] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger, “Parameters of lightning flashes,” *Electra*, vol. 41, pp. 23–37, 1975.
- [4] Uman, M. A., “*The lightning discharge*”, 377 pp., Academic Press, London, UK. 1987
- [5] A. Mimouni, “analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre” thèse de doctorat. Université des sciences et de la technologie d’Oran, Mohamed Boudiaf. 2007
- [6] V. A. Rakov, “*Fundamentals of Lightning*”, Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2016.
- [7] Y. Baba, V. Rakov, “*Electromagnetic computation methods for lightning surge protection studies*”. pp320, john willey.2016.
- [8] J. Schoene, M.A. Uman, V. A. Rakov, K. J. Rambo, J. Jerauld, C. T. Mata, A. G. Mata, D. M. Jordan, and G. H. Schnetzer, “Characterization of return stroke currents in rocket-triggered lightning,” *J. Geophys. Res.*, vol. 114, D03106, 2009. DOI: 10.1029/2008JD009873.
- [9] J. Schoene, M. A. Uman, V. A. Rakov, V. Kodali, K. J. Rambo, and G. H. Schnetzer, “Statistical characteristics of the electric and magnetic fields and their time derivatives 15 m and 30 m from triggered lightning,” *J. Geophys. Res.*, vol. 108, no. D6, 4192, 2003. DOI: 10.1029/2002JD002698.
- [10] V. A. Rakov, M. A. Uman, K. J. Rambo, M. I. Fernandez, R. J. Fisher, G. H. Schnetzer, R. Thottappillil, A. Eybert-Berard, J. P. Berlandis, P. Lalande, A. Bonamy, P. Laroche, and A. Bondiou-Clergerie, “New insights into lightning processes gained from triggered-lightning experiments in Florida and Alabama,” *J. Geophys. Res.*, vol. 103, pp. 14117– 14130, 1998.
- [11] Joseph R. Dwyer, Martin A. Uman, “*The physics of lightning*”. Science Direct. Physics Reports 534 (2014) 147–241.
- [12] V.A Rakov,, “Lightning Discharges Triggered Using Rocket-and-Wire Techniques”, in Recent Research Development on Geophysics, edited by R. Signpost, pp. 141-171, India, 1999.
- [13] S. Visacro, J. A. Soares, M. A. O. Schroeder, L. C. L. Cherchiglia, and V. J. de Sousa, “Statistical analysis of lightning current parameters: Measurements at Morro do Cachimbo Station,” *J. Geophys. Res.*, vol. 109, pp. D01105-1–D01105-11, 2004.
- [14] V. A. Rakov, “Transient response of a tall object to lightning,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 43, no. 4, pp. 654–661, Nov. 2001.
- [15] V. A. Rakov, “A review of the interaction of lightning with tall objects,” *Recent Res. Develop. Geophys.*, vol. 5, pp. 57–71, 2003.

- [16] Y. Baba and V. A. Rakov, "Influences of the presence of a tall grounded strike object and an upward connecting leader on lightning currents and electromagnetic fields," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 49, no. 4, pp. 886–892, Nov. 2007.
- [17] S. Visacro and F. H. Silveira, "Lightning current waves measured at short instrumented towers: The influence of sensor position," *Geophys. Res. Lett.*, vol. 32, pp. L18804-1–L18804-5, 2005. DOI: 10.1029/2005GL023255.
- [18] Fisher, R.J., G.H. Schnetzer, R. Thottappillil, V.A. Rakov, M.A. Uman, and J.D. Goldberg, "Parameters of triggered-lightning flashes in Florida and Alabama", *Journal of Geophysical Research*, 98 (D12), 22887-902, 1993.
- [19] J. Takami and S. Okabe, "Observational results of lightning current on transmission towers," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 22, no. 1, pp. 547– 556, Jan. 2007.
- [20] T. Narita, T. Yamada, A. Mochizuki, E. Zaima, and M. Ishii, "Observation of current waveshapes of lightning strokes on transmission towers," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 15, no. 1, pp. 429–435, Jan. 2000.
- [21] G. Diendorfer, H. Pichler, and M. Mair, "Some parameters of negative upward-initiated lightning to the Gaisberg tower (2000–2007)," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 51, no. 3, pp. 443–452, Aug. 2009.
- [22] Diendorfer, G., M. Mair, and W. Schulz, "Detailed brightness versus lightning current amplitude correlation of flashes to the Gaisberg tower", in *26th ICLP (International Conference on Lightning Protection)*, pp. 8-13, Cracow, Poland, 2002.
- [23] Diendorfer, G., M. Mair, W. Schulz, and W. Hadrian, "Lightning current measurements in Austria-experimental setup and first results", in *25th ICLP (International Conference on Lightning Protection)*, pp. 44-47, Rhodes, Greece, 2000.
- [24] Torres, H., O. Trujillo, F. Amortegui, F. Herrera, G. Pinzon, C. Quintana, D. Gonzalez, D. Rondon, M. Salgado, and D. Avila, "Experimental station to measure directly lightning parameters in tropical zone", *Eleventh International Symposium on High Voltage Engineering*, 467 (5), 1999a.
- [25] Torres, H., O. Trujillo, F. Amortegui, G. Pinzon, C. Quintana, D. Gonzalez, D. Rondon, M. Salgado, and D. Avila, "Design, construction and calibration of three devices to measure directly lightning parameters", in *Eleventh International Symposium on High Voltage Engineering*, London, UK, 1999.
- [26] V. A. Rakov, "Transient response of a tall object to lightning," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 43, no. 4, pp. 654–661, Nov. 2001.
- [27] Hussein, A.M., W. Janischewskyj, J.S. Chang, V. Shostak, W.A. Chisholm, P. Dzurevych, and Z.I. Kawasaki, "Simultaneous measurement of lightning parameters for strokes to the Toronto Canadian National Tower", *Journal of Geophysical Research*, 100 (D5), 8853-61, 1995.
- [28] Janischewskyj, W., J.S. Chang, A.M. Hussein, V. Shostak, I. Rusan, and Y. Chen, "Parameters of CN Tower lightning during severe and non-severe thunderstorms", in *10th International Conference on Atmospheric Electricity*, Osaka, Japan, 1996a.
- [29] Janischewskyj, W., 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", in *23rd ICLP (International Conference on Lightning Protection)*, pp. 16-23, Florence, Italy, 1996b.

- [30] Janischewskyj, W., A.M. Hussein, V. Shostak, I. Rusan, J.X. Li, and J.S. Chang, “Statistics of lightning strikes to the Toronto Canadian National Tower (1978-1995)”, *IEEE Transactions on Power Delivery*, 12 (3)), 1210-1221, 1997.
- [31] Hussein, A., W. Janischewskyj, M. Milewski, V. Shostak, J.S. Chang, and W.A. Chisholm, “Return stroke current waveform parameters of lightning to the CN Tower (1992-2001)”, in *26th ICLP (International Conference on Lightning Protection)*, pp. 161-166, Cracow, Poland, 2002.
- [32] Shostak, V., “Modeling of return stroke current for lightning events at a complex tall structure”, in *2001 International workshop on electromagnetic radiation from lightning to tall structures*, pp. 4, Toronto, Canada, 2001.
- [33] A.Hussein,W. Janischewskyj, M. Milewski, V. Shostak, W. A. Chisholm, and J. S. Chang, “Current waveform parameters of CN Tower,” *J. Electrostat.*, vol. 60, pp. 149–162, 2004.
- [34] Heidler, F., J. Wiesinger, and W. Zischank, “Lightning Currents Measured at a Telecommunication Tower from 1992 to 1998”, in *14th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pp. 6, Zurich, Switzerland, 2001.
- [35] C. Romero, A. Rubinstein, M. Paolone, F. Rachidi, M. Rubinstein, P. Zweiacker, *et al.*, "Instrumentation of the Säntis Tower in Switzerland for lightning current measurements," *International Journal of Plasma Environmental Science & Technology*, vol. 4, pp. 79-85, 2010.
- [36] C. Romero, M. Paolone, M. Rubinstein, F. Rachidi, A. Rubinstein, G. Diendorfer, *et al.*, "A System for the Measurements of Lightning Currents at the Säntis Tower," *Electric Power System Research Journal*, vol. 82, pp. 34-43, 2012.
- [37] C. Romero, A. Mediano, A. Rubinstein, F. Rachidi, M. Rubinstein, A. Paolone, *et al.*, "Measurement of Lightning Currents Using a Combination of Rogowski Coils and B-Dot Sensors," *Journal of Lightning Research*, vol. 4, pp. 71-77, 2012.
- [38] C. Romero, F. Rachidi, A. Paolone, and M. Rubinstein, "Statistical Distributions of Lightning Current Parameters Based on the Data Collected at the Säntis Tower in 2010 and 2011," *IEEE Transactionson Power Delivery*, vol. 28, pp. 1804-1812, 2013.
- [39] C. Romero, F. Rachidi, M. Rubinstein, M. Paolone, V. A. Rakov, and D. Pavanello, "Positive Lightning Flashes Recorded on the Säntis Tower in 2010 and 2011," *Journal of Geophysical Research*, vol. 118, pp. 12'879-12'892, 2013.
- [40] M. Azadifar, F. Rachidi, M. Rubinstein, M. Paolone, G. Diendorfer, H. Pichler, *et al.*, "Evaluation of the performance characteristics of the European Lightning Detection Network EUCLID in the Alps region for upward negative flashes using direct measurements at the instrumented Säntis Tower," *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 121, pp. 595-606, 2016.
- [41] Goshima, H., A. Asakawa, T. Shindo, H. Motoyama, A. Wada, and S. Yokoyama, “Characteristics of electromagnetic fields due to winter lightning stroke current to a high stack”, *Transactionsof the Institute of Electrical Engineers of Japan, Part B*, 120 (1), 44-9, 2000.
- [42] McEachron, K.B., “Lightning to the Empire State Building”, *Journal of Franklin Institute*, 227, 149-217, 1939.
- [43] Golde, R.H., “*Lightning*”, 496 pp., Academic Press, London, 1977.
- [44] “[http:// http://paratonnerre.blogspot.com/](http://paratonnerre.blogspot.com/)” (visité le 09/06/2018).

- [45] De la Rosa, F., K. Cummins, L. Dellera, G. Diendorfer, A. Galvan, J. Huse, V. Larsen, C.A. Nucci, F. Rachidi, V.A. Rakov, H. Torres, and M.A. Uman, “Characterization of lightning for applications in electric power systems”, in *Task force 33.01.02 - CIGRE*, pp. 35, 2000.
- [46] J.L. Bermudez, “lightning current and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects”, these N° 2741 (2003), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- [47] Rachidi, F., J.L. Bermudez, and M. Rubinstein, “Statistical evaluation of lightning current parameters from remote electromagnetic field measurements”, in *26th ICLP (International Conference on Lightning Protection)*, Cracow, Poland, 2002.
- [48] Diendorfer, G., W. Hadrian, F. Hofbauer, M. Mair, and W. Schulz, “Evaluation of lightning location data employing measurements of direct strikes to a radio tower”, pp. 6, Session 2002 CIGRE, Paris, France, 2002.
- [49] K. Cummins and M. Murphy, “An overview of lightning locating systems: History, techniques, and data uses, with an in-depth look at the U.S. NLDN,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 51, no. 3, pp. 499–518, Aug. 2009.
- [50] J. Jerauld, V. A. Rakov, M. A. Uman, K. J. Rambo, and D. M. Jordan, “An evaluation of the performance characteristics of the U.S. National Lightning Detection Network in Florida using rocket-triggered lightning,” *J. Geophys. Res.*, vol. 110, pp. D19106-1–D19106-16, 2005. DOI: 10.1029/2005JD005924.
- [51] A. Nag, J. Jerauld, V. A. Rakov, M. A. Uman, K. J. Rambo, D. M. Jordan, B. A. DeCarlo, J. Howard, K. Cummins, and J. A. Cramer, “NLDN responses to rocket-triggered lightning at Camp Blanding, Florida, in 2004, 2005, and 2007,” presented at the 29th Int. Conf. Lightning Protection (ICLP), Uppsala, Sweden, 2008.
- [52] F. Rachidi, J. L. Bermudez, M. Rubinstein, and V. A. Rakov, “On the estimation of lightning peak currents from measured fields using lightning location systems,” *J. Electrostat.*, vol. 60, pp. 121–129, 2004.
- [53] J. C. Willett, D. M. Le Vine, and V. P. Idone, “Lightning return stroke current waveforms aloft from measured field change, current, and channel geometry,” *J. Geophys. Res.*, vol. 113, pp. D07305-1–D07305-45, 2008. DOI: 10.1029/2006JD008116.
- [54] 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.
- [55] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz et C. Mazzetti, “Lightning Return Stroke Current Models With Specified Channel-Base Current : A Review and Comparison”, *Journal Of Geophysical Research*, Vol. 95, No. D12, Pages 20,395-20,408, November 20, 1990.
- [56] D. E. Crawford, V.A. Rakov, M.A. Uman, G. H. Schnetzer, K. J. Rambo, M. V. Stapleton, and R. J. Fisher, “The close lightning electromagnetic environment: Dart-leader electric field change versus distance,” *J. Geophys. Res.*, vol. 106, pp. 14909–14917, 2001.
- [57] J. Jerauld, M. A. Uman, V. A. Rakov, K. J. Rambo, D. M. Jordan, and G. H. Schnetzer, “Electric and magnetic fields and field derivatives from lightning stepped leaders and first

- return strokes measured at distances from 100 to 1000 m,” *J. Geophys. Res.*, vol. 113, D17111, 2008. DOI: 10.1029/2008JD010171.
- [58] C. F. Barbosa, J. O. S. Paulino, G. C. de Miranda, W. do C. Boaventura, F. E. Nalin, S. Person, and A. Zeddani, “Measured and modeled horizontal electric field from rocket-triggered lightning,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 50, no. 4, pp. 913–920, Nov. 2008.
- [59] A. Nag and V. A. Rakov, “Electric field pulse trains occurring prior to the first stroke in cloud-to-ground lightning,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 51, no. 1, pp. 147–150, Feb. 2009.
- [60] A. Nag and V. A. Rakov, “Pulse trains characteristic of preliminary breakdown in cloud-to-ground lightning that are not followed by return stroke pulses,” *J. Geophys. Res.*, vol. 113, pp. D01102-1–D01102-12, 2008. DOI: 10.1029/2007JD008489.
- [61] S. R. Sharma, V. Cooray, and M. Fernando, “Isolated breakdown activity in Swedish lightning,” *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, vol. 70, pp. 1213–1221, 2008.
- [62] A. Nag, B. A. DeCarlo, and V. A. Rakov, “Analysis of microsecond and submicrosecond-scale electric field pulses produced by cloud and ground lightning discharges,” *Atmos. Res.*, vol. 91, pp. 316–325, 2009.
- [63] J. S. Makela, N. Porjo, A. Makela, T. Tuomi, and V. Cooray, “Properties of preliminary breakdown processes in Scandinavian lightning,” *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, vol. 70, pp. 2041–2052, 2008.
- [64] M. Hayakawa, D. I. Iudin, and V. Y. Trakhtengerts, “Modeling of thundercloud VHF/UHF radiation of the lightning preliminary breakdown stage,” *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, vol. 70, pp. 1660–1668, 2008.
- [65] C. Gomes and V. Cooray, “Radiation field pulses associated with the initiation of positive cloud to ground lightning flashes,” *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, vol. 66, pp. 1047–1055, 2004.
- [66] C. Gomes, V. Cooray, M. Fernando, R. Montano, and U. Sonnadara, “Characteristics of chaotic pulse trains generated by lightning flashes,” *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, vol. 66, pp. 1733–1743, 2004.
- [67] S. R. Sharma, M. Fernando, and C. Gomes, “Signatures of electric field pulses generated by cloud flashes,” *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, vol. 67, pp. 413–422, 2005.
- [68] U. Sonnadara, V. Cooray, and M. Fernando, “The lightning radiation field spectra of cloud flashes in the interval from 20 kHz to 20 MHz,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 48, no. 1, pp. 234–239, Feb. 2006.
- [69] Y. Villanueva, V. A. Rakov, M. A. Uman, and M. Brook, “Microsecond-scale electric field pulses in cloud lightning discharges,” *J. Geophys. Res.*, vol. 99, pp. 14353–14360, 1994.
- [70] D. A. Smith, X. M. Shao, D. N. Holden, C. T. Rhodes, M. Brook, P. R. Krehbiel, M. Stanley, W. Rison, and R. J. Thomas, “A distinct class of isolated intracloud lightning discharges and their associated radio emissions,” *J. Geophys. Res.*, vol. 104, pp. 4189–4212, 1999.
- [71] W. Rison, R. J. Thomas, P. R. Krehbiel, T. Hamlin, and J. Harlin, “AGPS-based three-dimensional lightning mapping system: Initial observations in central New Mexico,” *Geophys. Res. Lett.*, vol. 26, pp. 3573–3576, 1999.

Bibliographie

- [72] R. J. Thomas, P. R. Krehbiel, W. Rison, T. Hamlin, J. Harlin, and D. Shown, "Observations of VHF source powers radiated by lightning," *Geophys. Res. Lett.*, vol. 28, pp. 143–146, 2001.
- [73] D. A. Smith, M. J. Heavner, A. R. Jacobson, X. M. Shao, R. S. Massey, R. J. Sheldon, and K. C. Wiens, "A method for determining intracloud lightning and ionospheric heights from VLF/LF electric field records," *Radio Sci.*, vol. 39, RS1010, 2004. DOI: 10.1029/2002RS002790.
- [74] S. R. Sharma, M. Fernando, and V. Cooray, "Narrow positive bipolar radiation from lightning observed in Sri Lanka," *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, vol. 70, pp. 1251–1260, 2008.
- [75] N. D. Murray, E. P. Krider, and J. C. Willett, "Multiple pulses in dE/dt and the fine-structure of E during the onset of first return strokes in cloud-to-ocean lightning," *Atmos. Res.*, vol. 76, pp. 455–480, 2005.
- [76] J. Jerauld, M. A. Uman, V. A. Rakov, K. J. Rambo, and G. H. Schnetzer, "Insights into the ground attachment process of natural lightning gained from an unusual triggered-lightning stroke," *J. Geophys. Res.*, vol. 112, pp. D13113-1–D13113-16, 2007. DOI: 10.1029/2006JD007682.
- [77] V. Cooray, M. Fernando, C. Gomes, and T. Sorensen, "The fine structure of positive lightning return-stroke radiation fields," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 46, no. 1, pp. 87–95, Feb. 2004.
- [78] B. H. Lee, J. H. Eom, S. M. Kang, S. K. Paek, and T. Kawamura, "Characteristics of the radiation field waveforms produced by lightning return strokes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 4379–4385, 2004.
- [79] B. H. Lee, D. C. Jeong, D. M. Lee, and T. Kawamura, "Characteristics of the lightning stepped-leader electromagnetic pulses," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 45, pp. 933–939, 2006.
- [80] A. M. Hussein, M. Milewski, and W. Janischewskyj, "Correlating the characteristics of the CN tower lightning return-stroke current with those of its generated electromagnetic pulse," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 50, no. 3, pp. 642–650, Aug. 2008.
- [81] M. Ishii and M. Saito, "Lightning electric field characteristics associated with transmission-line faults in winter," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 51, no. 3, pp. 459–465, Aug. 2009.
- [82] M. Miki, V. A. Rakov, K. J. Rambo, G. H. Schnetzer, and M. A. Uman, "Electric fields near triggered lightning channels measured with Pockels sensors," *J. Geophys. Res.*, vol. 107 (D16), pp. ACL2.1–ACL2.11, 2002. DOI: 10.1029/2001JD001087.
- [83] V. Jayakumar, V. A. Rakov, M. Miki, M. A. Uman, G. H. Schnetzer, and K. J. Rambo, "Estimation of input energy in rocket-triggered lightning," *Geophys. Res. Lett.*, vol. 33, pp. L05702-1–L05702-4, 2006. DOI: 10.1029/2005GL025141.
- [84] G. Maslowski and V. A. Rakov, "A study of the lightning-channel corona sheath," *J. Geophys. Res.*, vol. 111, D14110, 2006. DOI: 10.1029/2005JD006858.
- [85] C. J. Biagi, K. L. Cummins, K. E. Kehoe, and E. P. Krider, "National lightning detection network (NLDN) performance in southern Arizona, Texas, and Oklahoma in 2003–2004," *J. Geophys. Res.*, vol. 112, pp. D05208-1–D05208-17, 2007. DOI: 10.1029/2006JD007341.

- [86] A. Lafkovic, A. M. Hussein, W. Janischewskyj, and K. L. Cummins, "Evaluation of the performance characteristics of the North American Lightning Detection Network based on tall-structure lightning," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 50, no. 3, pp. 630–641, Aug. 2008.
- [87] W. Schulz, K. L. Cummins, G. Diendorfer, and M. Dorninger, "Cloud-to-ground lightning in Austria: A 10-year study using data from a lightning location system," *J. Geophys. Res.*, vol. 110, D09101, 2005. DOI: 10.1029/2004JD005332.
- [88] D. A. Smith, K. B. Eack, J. Harlin, M. J. Heavner, A. R. Jacobson, R. S. Massey, X. M. Shao, and K. C. Wiens, "The Los Alamos Sferic Array: A research tool for lightning investigations," *J. Geophys. Res.*, vol. 107, D13, 2002. DOI: 10.1029/2001JD000502.
- [89] X. M. Shao, M. Stanley, A. Regan, J. Harlin, M. Pongratz, and M. Stock, "Total lightning observations with the new and improved Los Alamos Sferic Array (LASA)," *J. Atmos. Technol.*, vol. 23, pp. 1273–1288, 2006.
- [90] C. Nucci and F. Rachidi, "Interaction of electromagnetic fields generated by lightning with overhead electrical networks," in *The Lightning Flash*, V. Cooray, Ed. London, U.K.: IEE, 2003, pp. 425–478.
- [91] *IEEE Guide for Improving the Lightning Performance of Electric Power Overhead Distribution Lines*, IEEE Standard 1410, 2004.
- [92] *CIGRE-CIRED JWG C4.4.02: Protection of MV and LV Networks Against Lightning. Part I: Common Topics*, CIGRE Tech. Brochure No.287, 2006.
- [93] I. A. Metwally and F. Heidler, "Improvement of lightning shielding performance of overhead transmission lines by passive shield wires," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 45, no. 2, pp. 378–392, May 2003.
- [94] M. Paolone, C. A. Nucci, E. Petrache, and F. Rachidi, "Mitigation of lightning-induced overvoltages in medium voltage distribution lines by means of periodical grounding of shielding wires and of surge arresters: Modelling and experimental validation," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 19, no. 1, pp. 423–431, Jan. 2004.
- [95] S. Rusck, "Induced lightning overvoltages on power transmission lines with special reference to the overvoltage protection of low voltage networks," *Trans. R. Inst. Technol.*, vol. 120, 1958.
- [96] A. Piantini and J. M. Janiszewski, "The effectiveness of surge arresters on the mitigation of lightning induced voltages on distribution lines," in *Proc. 8th Int. Symp. Lightning Protection (SIPDA)*, Sao Paulo, Brazil, 2005, pp. 777–798.
- [97] A. Piantini, J. M. Janiszewski, A. Borghetti, C. A. Nucci, and M. Paolone, "A scale model for the study of the LEMP response of complex power distribution networks," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 22, no. 1, pp. 710–720, Jan. 2007.
- [98] A. Borghetti, C. A. Nucci, and M. Paolone, "An improved procedure for the assessment of overhead line indirect lightning performance and its comparison with the IEEE Std. 1410 method," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 22, no. 1, pp. 684–692, Jan. 2007.
- [99] T. Hirai, S. Miyazaki, K. Aiba, and S. Okabe, "Analysis of lightning phenomena observed in distribution lines," in *Proc. 28th Int. Conf. Lightning Protection (ICLP)*, Kanazawa, Japan, 2006, pp. 778–782.

- [100] T. Miyazaki, S. Okabe, and S. Sekioka, "An experimental validation of lightning performance in distribution lines," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 23, no. 4, pp. 2182–2190, Oct. 2008.
- [101] T. Miyazaki and S. Okabe, "A detailed field study of lightning stroke effects on distribution lines," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 24, no. 1, pp. 352–359, Jan. 2009.
- [102] I. Cotton, B. McNiff, T. Sorensen, W. Zischank, P. Christiansen, M. Hoppe-Kipler, S. Ramakers, P. Pettersen, and E. Muljadi, "Lightning protection for wind turbines," presented at the 25th Int. Conf. Lightning Protection (ICLP), Rhodes, Greece, 2000.
- [103] I. Cotton, N. Jenkins, and K. Pandiaraj, "Lightning protection for wind turbine blades and bearings," *Wind Energy*, vol. 4, pp. 23–27, 2001.
- [104] D. Agoris, K. Rossi, P. Vionis, N. Stavridis, and E. Lignons, "Analysis of lightning incidents on wind turbines in Greece," presented at the 26th Int. Conf. Lightning Protection (ICLP), Cracow, Poland, 2002.
- [105] S. Yokoyama, "Lightning damages of wind turbine blades and protection methods of them," *Trans. Inst. Electr. Eng. Jpn. B*, vol. 124, pp. 77–180, 2004.
- [106] M. Paolone, F. Napolitano, A. Borghetti, C. A. Nucci, M. Marzinotto, F. Fiamingo, C. Mazzetti, and H. Dellago, "Models of wind-turbine main shaft bearings for the development of specific lightning protection systems," presented at the IEEE Power Tech Conf., Lausanne, Switzerland, 2007.
- [107] B. Glushakow, "Effective lightning protection for wind turbine generators," *IEEE Trans. Energy Convers.*, vol. 22, no. 1, pp. 214–222, Mar. 2007.
- [108] *Wind Turbine Generator Systems—Part 24: Lightning Protection*, International Electrotechnical Commission (IEC) 61400-24, Geneva, Switzerland, 2002.
- [109] F. Rachidi, M. Rubinstein, J. Montanya, J. L. Bermudez, R. Rodriguez, G. Sola, and N. Korovkin, "A review of current issues in lightning protection of new generation wind turbine blades," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 55, no. 6, pp. 2489–2496, Jun. 2008.
- [110] Y. Liu, M. Zitnik, and R. Thottappillil, "An improved transmission line model of grounding system," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 43, no. 3, pp. 348–355, Aug. 2001.
- [111] J. He, R. Zeng, Y. Tu, J. Zou, S. Chen, and Z. Guan, "Laboratory investigation of impulse characteristics of transmission tower grounding devices," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 18, no. 3, pp. 994–1001, Jul. 2003.
- [112] M. I. Lorentzou, N. D. Hatziargyriou, and B. C. Papadias, "Time domain analysis of grounding electrodes impulse response," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 18, no. 2, pp. 517–524, Apr. 2003.
- [113] Y. Liu, N. Theethayi, and R. Thottappillil, "An engineering model for transient analysis of grounding system under lightning strikes: Nonuniform transmission-line approach," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 20, no. 2, pp. 722–730, Apr. 2005.
- [114] J. He, Y. Gao, R. Zeng, J. Zou, X. Liang, B. Zhang, J. Lee, and S. Chang, "Effective length of counterpoise wire under lightning current," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 20, no. 2, pp. 1585–1591, Apr. 2005.
- [115] S. Visacro, "A comprehensive approach to the grounding response to lightning currents," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 22, no. 1, pp. 381–386, Jan. 2007.

- [116] H. Motoyama, "Electromagnetic transient response of buried bare wire and ground grid," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 22, no. 3, pp. 1673–1679, Jul. 2007.
- [117] N. Theethayi, R. Thottappillil, G. Diendorfer, M. Mair, and H. Pichler, "Currents in buried grounding strips connected to communication tower legs during lightning strikes," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 15, no. 4, pp. 1153–1161, Aug. 2008.
- [118] L. Grcev, "Impulse efficiency of ground electrodes," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 24, no. 1, pp. 441–451, Jan. 2009.
- [119] L. Grcev, "Modeling of grounding electrodes under lightning currents," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 51, no. 3, pp. 559–571, Aug. 2009.
- [120] J. Wang, A. C. Liew, and M. Darveniza, "Extension of dynamic model of impulse behavior of concentrated grounds at high currents," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 20, no. 3, pp. 2160–2165, Jul. 2005.
- [121] S. Sekioka, T. Sonoda, and A. Ametani, "Experimental study of current dependent grounding resistance of rod electrode," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 20, no. 2, pp. 1569–1576, Apr. 2005.
- [122] N. M. Nor, "Review: Soil electrical characteristics under high impulse currents," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 48, no. 4, pp. 826–829, Nov. 2006.
- [123] N. M. Nor, A. Haddad, and H. Griffiths, "Characterization of ionization phenomena in soils under fast impulses," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 21, no. 1, pp. 353–361, Jan. 2006.
- [124] S. Sekioka, M. I. Lorentzou, M. P. Philippakou, and J. M. Prousalidis, "Current-dependent grounding resistance model based on energy balance of soil ionization," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 21, no. 1, pp. 194–201, Jan. 2006.
- [125] A. Habjanic and M. Trlep, "The simulation of soil ionization phenomenon around the grounding system by the finite element method," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 42, no. 4, pp. 867–870, Apr. 2006.
- [126] K. Sheshyekani, S. H. H. Sadeghi, and R. Moini, "Frequency-domain analysis of grounding electrodes buried in an ionized soil due to lightning surge currents," presented at the 29th Int. Conf. Lightning Protection (ICLP), Uppsala, Sweden, 2008.
- [127] V. A. Rakov, M. A. Uman, M. I. Fernandez, C. T. Mata, K. T. Rambo, M. V. Stapleton, and R. R. Sutil, "Direct lightning strikes to the lightning protective system of a residential building: Triggered-lightning experiments," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 17, no. 2, pp. 575–586, Apr. 2002.
- [128] B. A. De Carlo, V. A. Rakov, J. Jerauld, G. H. Schnetzer, J. Schoene, M. A. Uman, K. J. Rambo, V. Kodali, D. M. Jordan, G. Maxwell, S. Humeniuk, and M. Morgan, "Distribution of currents in the lightning protective system of a residential building—Part I: Triggered-lightning experiments," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 23, no. 4, pp. 2439–2446, Oct. 2008.
- [129] L. Li and V. A. Rakov, "Distribution of currents in the lightning protective system of a residential building—Part II: Numerical modeling," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 23, no. 4, pp. 2447–2455, Oct. 2008.
- [130] M. E. M. Rizk, E. A. Badran, and M. H. Abdel-Rahman, "FDTD calculation of transient electromagnetic fields in the grounding system of wind towers due to direct lightning strikes," *J. Lightning Res.*, vol. 6, no. 1, pp. 1–13, Dec. 2014.

- [131] V. A. Rakov and M. A. Uman, "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 40, no. 4, pp. 403–426, Nov. 1998.
- [132] A. S. Podgorski and J. A. Landt, "Three dimensional time domain modeling of lightning," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. PWRD-2, no. 3, pp. 931–938, Jul. 1987.
- [133] Y. Baba and V. A. Rakov, "Electromagnetic models of the lightning return stroke," *J. Geophys. Res.*, vol. 112, D04102, 2007. DOI: 10.1029/2006JD007222.
- [134] Y. Baba and V. A. Rakov, "Applications of electromagnetic models of the lightning return stroke," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 23, no. 2, pp. 800–811, Apr. 2008.
- [135] K. Arzag, Z. Azzouz, B. Ghemri, "Analysis of the Ground Structure and Conductivity Effect on the Lightning Electric and Magnetic Fields Using the 3D-FDTD Method and Electromagnetic Models", 4th International Symposium on Winter Lightning. Joetsu-Japan. (ISWL2017).
- [136] N. Theethayi and V. Cooray, "On the representation of the lightning return stroke process as a current pulse propagating along a transmission line," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 20, no. 2, pp. 823–837, Apr. 2005.
- [137] V. Cooray and N. Theethayi, "Pulse propagation along transmission lines in the presence of corona and their implication to lightning return strokes," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 56, no. 7, pp. 1948–1959, Jul. 2008.
- [138] V. A. Rakov, "Lightning return stroke speed," *J. Lightning Res.*, vol. 1, pp. 80–89, 2007.
- [139] Y. Baba and V. A. Rakov, "On the mechanism of attenuation of current waves propagating along a vertical perfectly conducting wire above ground: Application to lightning," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 47, no. 3, pp. 521–532, Aug. 2005.
- [140] S. Visacro and A. De Conti, "A distributed-circuit return-stroke model allowing time and height parameter variation to match lightning electromagnetic field," *Geophys. Res. Lett.*, vol. 32, pp. L23805-1–L23805-5, 2005. DOI: 10.1029/2005GL024336.
- [141] F. Rachidi, V. A. Rakov, C. A. Nucci, and J. L. Bermudez, "The effect of vertically-extended strike object on the distribution of current along the lightning channel," *J. Geophys. Res.*, vol. 107, 4699, 2002.
- [142] Bruce. C. E. R. and Golde. R. H., "The lightning discharge," *J. Inst. Electr. Eng. - Part II Power Eng.*, vol. 88, no. 6, pp. 487–505, Dec. 1941.
- [143] V. Cooray, "the lightning flash", Published By The Institution Of Engineering And Technology, London, United Kingdom, 2003.
- [144] F. Heidler, 'Travelling current source model for LEMP calculation', Proceedings of 6th international symposium on EMC, Zurich, Switzerland, 29F2, 157–162, 1985.
- [145] G. Diendorfer and M. A. Uman, "An improved return stroke model with specified channel-base current," *J. Geophys. Res. Atmospheres*, vol. 95, no. D9, pp. 13621–13644, Aug. 1990.
- [146] Rakov, V. A., and A. A. Dulzon, "Results of calculation of the electromagnetic fields of lightning discharges", *Tekhnicheskaya Elektrodinamika. no.*, 1, 87-89. 1987.
- [147] Nucci, C. A., C. Mazzetti, F. Rachidi, and M. Ianoz, "On lightning return stroke models for LEMP calculations", paper presented at 19th international conference on lightning protection, Graz, May 1988.

Bibliographie

- [148] F. Rachidi and C. A. Nucci, "On the Master, Uman, Lin, Standler and the modified transmission line lightning return stroke current models," *J. Geophys. Res.*, vol. 95, pp. 20389–20394, 1990.
- [149] Cooray, V., V. A. Rakov, F. Rachidi, C. A. Nucci, and R. Montaña, "On the constraints imposed by the close electric field signature on the equivalent corona current in lightning return stroke models", paper presented at International Conference on Lightning Protection, ICLP 2004, Avignon, France.
- [150] Rakov, V. A., "Lightning electromagnetic fields: modeling and measurements", paper presented at 12th International Zurich symposium and Technical Exhibition on electromagnetic compatibility, Zurich. 1997.
- [151] Rakov, V. A., "Lightning Return Stroke Modeling: Recent Developments", paper presented at International Conference on Grounding and Earthing - GROUND 2002, Rio de Janeiro, Brazil.
- [152] F. Rachidi, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, C. A. Nucci, S. Guerrieri, B. Kordi, and J. S. Chang, "Current and electromagnetic field associated with lightning return strokes to tall towers," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 43, no. 3, pp. 356–367, Aug. 2001.
- [153] Thottappillil, R., and M.A. Uman, "Comparison of lightning return-stroke models", *Journal of Geophysical Research*, 98 (D12), 22903-14, 1993.
- [154] V. Cooray, "On the concepts used in return stroke models applied in engineering practice," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 45, no. 1, pp. 101–108, Feb. 2003.
- [155] F. Rachidi and C. A. Nucci, "On the Master, Uman, Lin, Standler and the modified transmission line lightning return stroke current models," *J. Geophys. Res.*, vol. 95, pp. 20389–20394, 1990.
- [156] Y. Baba and V. A. Rakov, "Lightning electromagnetic environment in the presence of a tall grounded strike object," *J. Geophys. Res.*, vol. 110, pp. D09108-1–D09108-18, 2005.
- [157] Y. Baba and V. A. Rakov, "On the use of lumped sources in lightning return stroke models," *J. Geophys. Res.*, vol. 110, D03101, 2005.
- [158] M. A. Uman, D. K. McLain, and E. P. Krider, "The electromagnetic radiation from a finite antenna," *Amer. J. Phys.*, vol. 43, pp. 33–38, 1975.
- [159] A. Banos, *Dipole Radiation in the Presence of a Conducting Half-Space*. New York: Oxford, 1966.
- [160] J. R. Wait, "Concerning the horizontal electric field of lightning," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 39, no. 2, p. 186, May 1997.
- [161] F. Rachidi, C. A. Nucci, M. Ianoz, and C. Mazzetti, "Influence of a lossy ground on lightning induced voltages on overhead lines," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 38, no. 3, pp. 250–264, Aug. 1996.
- [162] Cooray, V., "Horizontal fields generated by return strokes", *Radio Science*, 27 (4), 529-37, 1992.
- [163] M. Rubinstein, "An approximate formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 38, no. 3, pp. 531–535, Aug. 1996.
- [164] V. Cooray, "Underground electromagnetic fields generated by the return strokes of lightning flashes," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 43, no. 1, pp. 75–84, Feb. 2001.

- [165] F. Delfino, R. Procopio, F. Rachidi, and C. A. Nucci, "An algorithm for the exact evaluation of the underground lightning electromagnetic fields," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 49, no. 2, pp. 401–411, May 2007.
- [166] T.H. Hubing, "Survey of Numerical Electromagnetic Modeling Techniques", Department of Electrical Engineering, University of Missouri-Rolla, USA, 1991.
- [167] John B. Schneider, "Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method", May 8, 2011.
- [168] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equation", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* vol. 23, no. 4, pp. 377–382, 1981.
- [169] C. Yang and B. Zhou, "Calculation methods of electromagnetic fields very close to lightning," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 46, no. 1, pp. 133–141, Feb. 2004.
- [170] A. Mimouni, F. Rachidi, and Z. Azzouz, "Electromagnetic environment in the immediate vicinity of a lightning return stroke," *J. Lightning Res.*, vol. 2, pp. 64–75, 2007.
- [171] A. Mimouni, F. Rachidi, and Z. Azzouz, "A finite-difference time domain approach for the evaluation of electromagnetic fields radiated by lightning to tall structures," *J. Electrostat.*, vol. 866, pp. 504–513, 2008.
- [172] A. Shoory, A. Mimouni, F. Rachidi, V. Cooray, R. Moini, and S. H. Sadeghi, "Validity of simplified approaches for the evaluation of lightning electromagnetic fields above a horizontally stratified ground," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 52, no. 3, pp. 657–663, Aug. 2010.
- [173] A. Shoory, A. Mimouni, F. Rachidi, V. Cooray, and M. Rubinstein, "Lightning horizontal electric fields above a two-layer ground," in *Proc. 201030th Int. Conf. Lightning Protection*, 2010, pp. 1–5.
- [174] A. Shoory, A. Mimouni, F. Rachidi, V. Cooray, and M. Rubinstein, "On the accuracy of approximate techniques for the evaluation of lightning electromagnetic fields along a mixed propagation path," *Radio Sci.*, vol. 46, no. 2, Apr. 2011, Art. no. RS2001.
- [175] A. Mimouni, F. Rachidi, and M. Rubinstein, "Electromagnetic fields of a lightning return stroke in presence of a stratified ground," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 56, no. 2, pp. 413–418, Apr. 2014.
- [176] M. Omari, A. Mimouni, A. Mokhtari, "Validation of the FDTD method for the calculation of the electromagnetic field radiated by a Lightning Return Stroke to a Tall Tower" *Conférence Nationale de la Haute Tension (CNHT)*, USTHB, 2016.
- [177] M. Omari and A. Mimouni, "Electromagnetic Fields at Very Close Range From a Tower Struck by Lightning in Presence of a Horizontally Stratified Ground," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. PP, no. 99, pp. 1–8, 2018.
- [178] A. Mimouni, Z. Azzouz, O. Harraz, B. Guemri, A. Cherifi "Modelling and Simulation of Lightning Electromagnetic fields Using an Hybrid Method for poorly conducting ground case", *International Review of Electrical Engineering (IREE)*, , Vol. 1.N°5, November-December 2006, pp.594-602, ISSN 1827-6660.
- [179] Zin Eddine AZZOUZ, Abdenbi MIMOUNI, Boualem GHEMRI, Abderrezzak CHERIFI "Analysis of radiated-lightning electromagnetic fields above imperfect ground using a Quasi-FDTD hybrid Method", *Acta Electrotechnica and Informatica*, Vol.N°8 2008, pp.16-23.

- [180] Zin Eddine Azzouz, Boualem Guemri, Abdenbi Mimouni and Abderrezzak Cherifi " Cartographie du champ électromagnétique rayonné par l'arc en retour subséquent d'un coup de foudre à l'aide d'une méthode hybride", Proceeding of the Second International Conference on Electrical Systems ICES'06, Volume 2, pages 319-324, May 08-10 2006, Oum El Bouaghi, ISBN 9947-0-1233-6.
- [181] Z. Azzouz, B.Guemri, A.Mimouni and A.Cherifi " Modélisation et simulation du couplage du champ électromagnétique de foudre avec une ligne de transmission-validation expérimentale", Proceeding of the 4th International Conference on Electrical Engineering, pages 291-296, 07-08 November 2006, Batna, ISBN 9947-0-1162-3.
- [182] K. Habri, "étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié" thèse de Magister. Université des sciences et de la technologie d'Oran, Mohamed Boudiaf. 2010.
- [183] L. Abed, "calcul du champ électromagnétique de foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement et d'une tour élevée" thèse de Magister. Université des sciences et de la technologie d'Oran, Mohamed Boudiaf. 2013.
- [184] Z. Ahmed, "calcul du champ électromagnétique de foudre en présence d'un sol stratifié verticalement et d'une tour élevée " thèse de Magister. Université des sciences et de la technologie d'Oran, Mohamed Boudiaf. 2013.
- [185] M. Omari and A. Mimouni, "Electromagnetic Fields at Far Distances From the Peissenberg Tower Struck by Lightning in Presence of a Horizontally Stratified Ground"; accepted for the 34th international conference of lightning protection (ICLP), 02-07 September 2018, Rzeszow. Poland.
- [186] J. R. Wait, "*Electromagnetic Waves in Stratified Media*". Glasgow, U.K.: IEEE Press, 1996.
- [187] F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, A. Shoory, and F. Rachidi, "The effect of a horizontally stratified ground on lightning electromagnetic fields," in *Proc. 2010 IEEE Int. Symp. Electromagn. Compat.*, 2010, pp. 45–50.
- [188] F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, A. Shoory, and F. Rachidi, "Lightning electromagnetic radiation over a stratified conducting ground: Formulation and numerical evaluation of the electromagnetic fields," *J. Geophys. Res.Atmos.*, vol. 116, no. D4, Feb. 2011, Art. no. D04101.
- [189] A. Shoory, F. Rachidi, F. Delfino, R. Procopio, and M. Rossi, "Lightning electromagnetic radiation over a stratified conducting ground: 2. Validity of simplified approaches," *J. Geophys. Res. Atmos.*, vol. 116, no. D11, Jun. 2011, Art. no. D11115.
- [190] Q. Zhang, D. Li, Y. Zhang, J. Gao, and Z. Wang, "On the accuracy of wait's formula along a mixed propagation path within 1 km from the lightning channel," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 54, no. 5, pp. 1042–1047, Oct. 2012.
- [191] J. Paknahad, K. Sheshyekani, "Lightning Electromagnetic Fields and Their Induced Currents on Buried Cables. Part II: The Effect of a Horizontally Stratified Ground," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, Vol. 56, NO. 5, OCTOBER 2014.
- [192] K. Sheshyekani, J. Paknahad, "Lightning Electromagnetic Fields and Their Induced Voltages on Overhead Lines: The Effect of a Horizontally Stratified Ground", *IEEE Trans. on Power Delivery*, VOL. 30, NO. 1, FEBRUARY 2015.

- [193] F. Heidler, “Analytical lightning current function for LEMP calculation”, paper presented at 18th International Conference on Lightning Protection (ICLP), VDE-Verlag Berlin-Offenbach, Munich, Germany, 16 – 20 September. 1985.
- [194] D. Pavanello, F. Rachidi, W. Janischewskyj, M. Rubinstein, A. M. Hussein, E. Petrache, V. Shostak, I. Boev, C. A. Nucci, W. A. Chisholm, M. Nyffeler, J. S. Chang, and A. Jaquier, “On return-stroke currents and remote electromagnetic fields associated with lightning strikes to tall structures. Part II: Experiment and model validation,” *J. Geophys. Res.*, vol. 112, D13122, 2007. DOI: 10.1029/2006JD007959.
- [195] J. Paknahad, K. Sheshyekani, M. Hamzeh, Dongshuai Li, F. Rachidi, “The Influence of the Slope Angle of the Ocean–Land Mixed Propagation Path on the Lightning Electromagnetic Fields” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, May, 2015.