

N°d'ordre :

Université de Saida– Dr. Moulay Tahar
Faculté Technologies

Thèse

Présentée pour obtenir le diplôme de

Doctorat 3ème Cycle

Spécialité : Réseaux électriques

Filière : Electrotechniques

Par :

TALBI Mohamed Abdelghani

Thème :

Etude du couplage d'une ligne aérienne avec des perturbations électromagnétiques générés par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé à l'aide de la méthode "3D-FDTD"



Thèse soutenue le date de soutenance devant le jury composé de :

N°	Nom et prénom	Grade	Etablissement	Qualité
01	LAKDJA Fatiha	Prof.	Université de Saida – Dr. Moulay Tahar	Président
02	ARZAG Kaddour	MCA	Université de Saida – Dr. Moulay Tahar	Encadreur
03	BENDAOU Abdelber	Prof.	Université SBA – Djillali Liabes	Examineur
04	NASSOUR Kamel	MCA	Université SBA – Djillali Liabes	Examineur
05	MANKOUR Mohamed	Prof.	Université de Saida – Dr. Moulay Tahar	Examineur
06	AMARA Mohamed	MCA	Université de Saida – Dr. Moulay Tahar	Examineur

دراسة تداخل الخطوط الكهربائية مع الاختلالات الكهرومغناطيسية الناتجة عن ضرب صاعقة رعدية لبرج مرتفع "

“باستعمال طريقة 3D-FDTD

الملخص:

الهدف من هذه الأطروحة هو انجاز دراسة حول استخدام النماذج الكهرومغناطيسية لتيار الصواعق الرعدية ضربها لبرج مرتفع باستعمال طريقة الفروق المنتهية في المجال الزمني 3D-FDTD من أجل تقييم حقلها الكهرومغناطيسي وتداخله مع الخطوط الكهربائية. عدة نماذج لتيار الصاعقة بتواجد الأبراج عرضت ونوقشت خلال هذه الدراسة. زيادة على ذلك، تم عرض هندسة المشكل المدروس مع مختلف نماذج التيار الكهربائي. التحقق من صحة المقاربة المقترحة والبرنامج الحسائي المطور بالمقارنة مع القياسات التطبيقية. تم عرضه أيضا في هذا العمل. كما تطرقنا إلى دراسة ومناقشة تأثير الناقلية الكهربائية للأرض على انتشار موجات الحقل الكهرومغناطيسي، وفي الأخير عكفنا على دراسة التداخل بين الحقل الكهرومغناطيسي الناتج عن الصاعقة الرعدية مع الخطوط الكهربائية الهوائية. من خلال هذه الدراسة تحققنا من أن استخدام النماذج الكهرومغناطيسية والتي تعتبر الأقرب من الحقيقة الفيزيائية للظاهرة، فتمكنا من الحصول على نتائج معقولة ودقيقة. النتائج المحصل عليها عن طريق برنامجنا كانت جد ملائمة للنتائج التطبيقية، كما تأكدنا بان تيار الصاعقة وحقلها الكهرومغناطيسي تأثر بتغيير الناقلية الكهربائية للأرض.

كلمات مفتاحية: البرق، الحقل الكهرومغناطيسي، التيار الناتج عن البرق، الخط الكهربائي الهوائي، برج عالي، طريقة 3D-FDTD، النماذج الكهرومغناطيسية

« Etude du couplage d'une ligne aérienne avec des perturbations électromagnétiques générés par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé à l'aide de la méthode "3D-FDTD" »

Résumé :

Cette recherche a pour objectif d'explorer l'utilisation des modèles électromagnétiques du courant d'arc en retour de la foudre associé à la méthode des différences finies dans domaine temporel en trois dimensions (FDTD-3D) pour évaluer l'impulsion électromagnétique générée par la foudre frappant des objets élevés (tours) et son couplage avec les lignes aériennes. Différents modèles des courants d'arc de retour de la foudre en présence d'objets élevés sont présentés et discutés. Cela est suivi de la présentation de la géométrie du problème et de la modélisation du courant de la foudre à l'aide des modèles électromagnétiques. La validation de l'approche proposée et du code de calcul développé, par comparaison avec les résultats mesurés, est également présentée. Enfin, l'évaluation de la propagation de l'impulsion électromagnétique en présence des différentes valeurs de conductivité du sol est présentée et discutée. Nous menons une étude sur le couplage entre une ligne aérienne et les perturbations électromagnétiques générées par les impacts de la foudre sur un objet élevé. Il a été constaté que le modèle électromagnétique utilisé, qui se rapproche de la réalité physique des phénomènes de la foudre, nous permet d'obtenir des résultats raisonnablement précis. Les résultats de simulation obtenus à l'aide du code de calcul développé dans Matlab sont en très bonne concordance avec les données mesurées. La distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal de la foudre est influencée par les variations de conductivité. En effet, la propagation de l'impulsion électromagnétique est significativement affectée à la fois par les changements de courant de la foudre et les variations de conductivité du sol.

Mots clés : Foudre, Champ électromagnétique, Courant de retour de foudre, ligne aérienne, objet élevé, méthode FDTD-3D, modèles électromagnétiques

« Study of the coupling of an overhead line with electromagnetic disturbances generated by interaction of the lightning with a tall object using the “3D-FDTD” method »

Abstract:

The purpose of this research is to investigate the use of the electromagnetic models of the lightning return stroke current associated to the three-dimensional finite difference time domain method (3D-FDTD) in the evaluation of the lightning electromagnetic pulse (LEMP) due to lightning strikes to tall objects (towers) and his coupling with the overhead lines. Different models of lightning return stroke current in presence of tall objects are presented and discussed. Furthermore, the presentation of the problem geometry and the lightning current modelling using electromagnetic models is done. The validation of the adopted approach and the developed calculation code, by comparison with measured results, is also presented. Also, the evaluation of the LEMP propagation, in presence of different values of ground conductivity, is finally presented and discussed. We carry out an investigation on the coupling between an overhead line and electromagnetic (EM) disturbances generated by lightning strikes to a tall object. It is found that the used electromagnetic model, which is close to the physic reality of the lightning phenomena, allows us to obtain reasonably and accurate results. The obtained simulation results, using the developed calculation code on Matlab, are in very good agreement with measurement data. The current spatiotemporal distribution along the tower and along the lightning channel is influenced by the conductivity variation. Indeed, the LEMP propagation is significantly affected by both lightning current change and ground conductivity variation.

Key words: Lightning, electromagnetic field, lightning return stroke, overhead line, elevated object, 3D-FDTD method, electromagnetic models

Remerciements

Je tiens également à exprimer ma gratitude envers ALLAH (ELhamdoullilah), qui m'a accordé la force, la persévérance et la clarté d'esprit nécessaires pour mener à bien cette recherche. Sa guidance a illuminé mon chemin à travers les défis et les obstacles, et je suis reconnaissant pour Sa bienveillance infinie tout au long de ce parcours académique.

*Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers mon directeur de thèse, le Docteur **ARZAG Kaddour**, pour son soutien constant, ses conseils éclairés et sa patience tout au long de cette aventure académique. Son expertise et son engagement ont été des éléments essentiels dans la réalisation de ce travail de recherche.*

*Je suis reconnaissant envers le professeur, **Zin-Eddine AZZOUZ**, pour son soutien inestimable et ses conseils précieux qui ont enrichi ma recherche et contribué à son succès.*

*Je souhaite exprimer toute ma gratitude au Professeur **Markus GARDILL** de l'Université Cottbus-Senftenberg en Allemagne pour sa collaboration étroite lors de mes séjours au laboratoire Système électronique et capteur. Je suis reconnaissant pour l'opportunité qu'il m'a offerte de bénéficier de ses vastes compétences scientifiques, ainsi que pour ses conseils précieux et ses commentaires utiles.*

*J'exprime ma reconnaissance au Professeur **F. LAKDJA** de l'Université Docteur Molay Taher de Saida pour l'honneur qu'il m'a fait en présidant le jury de soutenance, qu'il trouve ici l'expression de mes remerciements les plus vifs.*

*Je tiens également à exprimer ma gratitude envers le Professeur **A. BENDAOUD** de l'Université de Djillali Liabes de Sidi-Bel-Abbes pour avoir accepté d'évaluer ce travail, et je lui adresse mes sincères remerciements. De même, je souhaite exprimer toute ma reconnaissance envers le Professeur **K. NASSOUR** de l'Université de Djillali Liabes de Sidi-Bel-Abbes pour avoir accepté de faire partie du jury et pour avoir examiné ma thèse. Je lui suis profondément reconnaissant pour son engagement et sa contribution précieuse. Je souhaite exprimer ma gratitude envers le Professeur **M. MANKOUR** de l'Université Docteur Molay Taher de Saida pour l'intérêt qu'il a porté en honorant le jury de sa présence et en acceptant d'être l'un des examinateurs. Je lui suis profondément reconnaissant et je le*

*remercie chaleureusement. De même, je tiens à remercier le Docteur **M. AMARA** de l'Université Docteur Molay Taher de Saida pour avoir accepté de participer au jury de ma thèse et d'examiner mon travail. Je lui adresse toute ma reconnaissance et ma gratitude sincère.*

Je n'oublierais pas d'adresser mes remerciements à mes collègues et amis de l'université de Saida, et de Université Djilalli Liabes de Sidi-Bel-Abbes et université de technologie de Cottbus, Allemagne avec lesquels ce fut toujours agréable de travailler.

Je ne terminerais pas sans associer à mes remerciements toute ma famille pour leur soutien tacite, amicale et morale.

Table des matières

Chapitre I : Phénoménologie de la foudre

I.1 Introduction.....	4
I.2 Description du phénomène de la foudre	4
I.2.1 Formation des orages et des éclairs	4
I.2.2 Différents types de décharges électriques.....	6
I.2.3 Décharge électrique entre les nuages et le sol	7
I.3 Décharges artificielle de la foudre	10
I.3.1 Caractéristiques de trois sites de déclenchement artificielle.....	12
a/ Site du « <i>centre spatial de Kennedy</i> » en Florida.....	12
b/ Site de <i>Saint Privat d'Allier</i> en Haute Loire	13
c/ Site de <i>Shandong (SHATLE)</i> en Chine.....	14
I.4 Observations expérimentales concernant la décharge de la foudre	18
I.4.1 Courant de l'arc en retour	18
I.4.1.1 Petite tour (altitude inférieure à 100m).....	20
I.4.1.2 Grande tour (altitude supérieure à 100m)	21
I.4.1.3 Durée de l'arc en retour	25
I.4.2 Champ électromagnétique rayonné à distance.....	26
I.4.2.1 Mesures à des distances de 1 km et au-delà.....	26
I.4.2.2 Mesures à des distances inférieures à 1 km	28
I.5 Impact de la foudre sur les lignes aérienne	30
I.5.1 Coup de foudre direct.....	31
I.5.2 Coup de foudre indirect	34
I.6 Conclusion	35

Chapitre II : Modélisation et simulation du courant de la foudre

II.1 Introduction	36
II.2 Modélisation du courant à la base du canal de foudre.....	36
II.2.1 Modèle bi-exponentiel.....	37
II.2.2 Modèle d' <i>Heidler</i>	40
II.2.3 Modèle hybride (Bi-exponentielle et <i>Heidler</i>)	43
II.3 Modélisation de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre..	44
II.3.1 Modèles d'ingénieurs	45
II.3.1.1Modèle de <i>Bruce et Gold</i> (BG).....	45
II.3.1.2 Modèle de la Ligne de Transmission TL (Transmission Line)	48
II.3.1.3 Modèle de la ligne de transmission modifié (MTL).....	51
II.3.1.4 Modèle de la source de courant mobile (TCS : "Traveling Curent Source")	56
II.3.1.5 Généralisation des modèles d'Ingénieurs	58
II.3.1.6 Distribution spatiotemporel du courant d'arc en retour en présence d'un objet élevé	59
II.3.2 Modèles électromagnétiques	65
II.3.2.1 <i>Premier Modèle EM</i> : Fil parfaitement conducteur ou résistif placé dans l'air au- dessus du sol.....	67
II.3.2.2 <i>Deuxième Modèle EM</i> : Fil chargé par des inductances additionnelles montées en série dans l'air au-dessus du sol	68
II.3.2.3 <i>Troisième Modèle EM</i> : Fil entouré par un milieu diélectrique (autre que l'air) occupant le demi-espace de travail au-dessus du sol	69
II.3.2.4 <i>Quatrième Modèle EM</i> : Fil enveloppé par un matériau diélectrique (sous la forme d'un cylindre ou d'un parallélépipède) et placé dans l'air au-dessus du sol.....	70
II.3.2.5 <i>Cinquième Modèle EM</i> : Fil enveloppé par un matériau de permittivité et perméabilité relatives égales et supérieures à celles de l'air	70
II.3.2.6 <i>Sixième Modèle EM</i> : Deux fils parallèles shuntés entre eux par des capacités additionnelles et distribués le long du canal de foudre	71

II.3.2.7 Septième Modèle EM : Sources de courant placées verticalement dans l'air et au-dessus du sol.....	72
II.3.2.8 Simulation du courant de l'arc en retour à l'aide des modèles Electromagnétiques	72
II.4 Conclusion	78

Chapitre III : Méthodes de calcul du champ électromagnétique produit par un coup de foudre

III.1 Introduction	79
III.2 Géométrie utilisé pour calculer le champ électromagnétique	79
III.3 Equations générales décrivant le champ électromagnétique émis par une foudre nuage-sol.	80
III.3.1 Champ électromagnétique au-dessus du sol.....	80
III.3.1.1 Cas d'un sol parfaitement conducteur	81
III.3.1.2 Cas d'un sol à conductivité finie	83
III.3.2 Champ électromagnétique au-dessous du sol.....	84
III.3.2.1 Formule de <i>Cooray</i>	85
III.3.2.2 Algorithme de <i>Delfino et al.</i>	89
III.3.3 Champ électromagnétique dans le cas d'un sol stratifié	87
III.3.3.1 Algorithme de <i>Delfino et al.</i>	89
III.3.3.2 Approche simplifiée de <i>Shoory et al.</i>	90
III.4 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)	92
III.4.1 Equations de <i>Maxwell</i>	92
III.4.2 Résolution des équations de <i>Maxwell</i>	94
III.4.2.1 FDTD en trois dimensions et en coordonnées cartésiennes	94
III.4.2.2 FDTD en deux dimensions et en coordonnées cylindriques.....	99
III.4.3 Critères de stabilité associés à l'algorithme FDTD	101
III.4.4 Exigences aux frontières	102

III.4.4.1 Condition aux limites parfaitement conductrices	103
III.4.4.2 Condition aux limites absorbantes	103
III.4.5 Illustration des éléments de circuit localisés et des sources localisées	109
III.4.5.1 Source de courant localisé	109
III.4.5.2 Source de tension localisé	111
III.4.5.3 Resistance localisé « Lumped resistance »	111
III.4.5.4 Inductance localisé « Lumped inductance »	113
III.4.5.5 Capacité localisée « Lumped capacitance »	114
III.4.6 Modélisation du fil mince dans la méthode FDTD.	115
III.5 Conclusion.....	117

Chapitre IV : Simulation des perturbations EM générées par la foudre à l'aide de la méthode FDTD-3D

IV.1 Introduction	118
IV.2 Calcule de la distribution spatio-temporelle du courant et du champ EM à l'aide des modèles d'Ingénieurs sur un terrain plat	118
IV.2.1 Géométrie du problème.....	118
IV.2.2 Source de courant de la foudre.....	119
IV.2.3 Résultats et interprétation.....	120
IV.2.3.1 Distribution spatiotemporelle du courant sur un terrain plat	120
IV.2.3.2 Distribution spatiotemporelle du champ électromagnétique.....	121
IV.3 Calcule de la distribution spatio-temporelle du courant et du champ EM à l'aide des modèles d'Ingénieurs en présence d'une tour	123
IV.3.1 Géométrie adoptée pour la simulation	123
IV.3.2 Représentation du courant de la foudre.....	124
IV.3.3 Résultats et interprétation.....	125
IV.3.3.1 Distribution du courant le long de la tour et le long du canal de la foudre.....	125

IV.3.3.2 Distribution du champ électromagnétique	126
IV.4 Calcule de la distribution spatio-temporelle du courant et du champ EM à l'aide des modèles Electromagnétique	128
IV.4.1 Géométrie du problème.....	128
IV.4.2 Représentation de la tour et du canal de foudre	129
IV.4.3 Représentation de la source de courant de la foudre.....	131
IV.4.4 Résultats et analyse	132
IV.4.4.1 Teste de la validité de l'approche proposée et du code développé.....	132
IV.4.4.2 Distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre.....	138
IV.4.4.3 Propagation du champ électromagnétique	145
IV.5 Conclusion	158

Chapitre V : Surtension induite par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour sur une ligne aérienne

V.1 Introduction	159
V.2 Historique des modèles de couplage	159
V.3 Approches fondées sur la théorie de la ligne de transmission.....	161
V.3.1 Modèles de <i>Rusck</i>	162
V.3.2 Modèle de <i>Taylor, Satterwite et al.</i>	163
V.3.3 Modèle de <i>Chowdhuri et Gross</i>	163
V.3.4 Modèle d' <i>Agrawal et al.</i>	164
V.3.5 Modèle de <i>Rachidi</i>	165
V.3.6 Analyse des modèles de couplage	166
V.4 Modèle basé sur la méthode 3D-FDTD	166
V.5 Calculs des tensions induites par foudre sur ligne aérienne	167
V.5.1 Comparaison et validation.....	167
a / Géométrie du problème	167

b / Représentation de la source de courant	168
c / Comparaison avec la formule de Rusck	169
V.5.2 Calcules des tensions induites par foudre sur ligne aérienne à la présence d'une tour avec le modèle EM à l'aide de la méthode (3D-FDTD)	171
V.5.2.1 Configuration du problème	171
V.5.2.2 Représentation de la tour et du canal de foudre	174
V.5.2.3 Expression du courant au sommet de la tour	174
V.5.2.4 Distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal	175
V.5.2.5 Calcul des tensions induites au niveau du centre et d'extrémité de la ligne.	176
V.5.2.6 Effet de la distance entre la tour et la ligne aérienne sur les tensions induites .	179
V.5.2.7 Effet de la conductivité du sol sur les tensions induites.....	181
V.6 Conclusion.....	184

Liste des figures

Figure I-1 Différents types de nuages.	6
Figure I-2 Traceur ascendant et descendant	7
Figure I-3 Distribution de charge à l'intérieur d'un cumulonimbus dans l'imminence d'une décharge nuage-sol et le champ électrostatique correspondant au sol	9
Figure I-4 Les différents traceurs de foudre classifiés selon Berger	9
Figure I-5 Système de déclenchement artificiel de la foudre.....	12
Figure I-6 Déroulement d'un tir.....	15
Figure I-7 Site de lancement de fusées à Shandong « Artificially Triggered Lightning Experiment (SHATLE), Chine. »	16
Figure I-8 Vue d'ensemble du Centre international de recherche et d'essais sur la foudre (ICLRT) en Floride, en Amérique.....	17
Figure I-9 Photographies d'un coup de foudre déclenché artificiellement par des fusées.....	18
Figure I-10 Processus schématisés de la foudre déclenchée depuis l'ascension des fusées, sous des nuages chargés négativement.....	20
Figure I-11 Distribution du courant à la base du canal de foudre.	21
Figure I-12 Forme moyenne normalisée du courant des arcs en retour premier et subséquent	22
Figure I-13 Forme d'onde du courant d'arc en retour d'une foudre négative ascendante, enregistré à trois emplacements différents sur la tour Ostankino à Moscou.....	23
Figure I-14 Exemple de mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée. Tour CN à Toronto au Canada	24
Figure I-15 Courant d'arc en retour observé à (a) 509 m (b) 474 m de hauteur sur la tour CN Toronto, Canada	25
Figure I-16 Dérivé du courant d'arc en retour observé à 509 m de hauteur de la tour CN Canada, Toronto.	25
Figure I-17 (a) La tour Peissenberg, (b) Courant mesuré au sommet et à la base de la tour	26
Figure I-18 Intensité du champ électrique vertical et densité de flux magnétique azimuthal pour le premier arc en retour (ligne solide) et l'arc en retour subséquent (ligne pointillée) à des distances de 1, 2 et 5 km	28

Figure I-19 Intensité du champ électrique vertical et densité de flux magnétique horizontal pour le premier arc en retour (ligne solide) et l'arc en retour subséquent (ligne pointillée) à des distances de 10, 15, 50 et 200 km	29
Figure I-20 Sites expérimentaux pour les mesures électriques verticales à (a) 500 m en 1986 et (b) 30 m en 1991	30
Figure I-21 Champs électriques verticaux pour les séquences d'arc en retour mesurés à 500 m en 1986. Les flèches marquent le début supposé d'arc en retour	30
Figure I-22 Champs électriques verticaux pour les séquences d'arc en retour mesurés à 30 m en 1991. Les flèches marquent le début supposé d'arc en retour	31
Figure I-23 Coup de foudre direct sur un conducteur de phase d'une ligne électrique	32
Figure I-24 coupe de foudre direct sur un câble de garde d'une ligne électrique	33
Figure I-25 Exemple surtension typique due à un arc de foudre direct sur une ligne MT	34
Figure I-26 courant mesuré à la base du canal de foudre	35
Figure II-1 Formes d'onde des variations temporelles du courant à la base du canal selon le modèle bi-exponentiel	39
Figure II-2 Variations temporelles du courant à la base du canal selon le modèle	42
Figure II-3 Variations temporelles du courant à la base du canal selon le modèle Hybride pour un arc en retour subséquent.....	43
Figure II-4 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle BG...	46
Figure II-5 Courant à la base du canal de foudre.	46
Figure II-6 Distribution du courant le long du canal de foudre selon le model BG	47
Figure II-7 Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle BG.....	48
Figure II-8 Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle TL ...	49
Figure II-9 Courant à la base du canal de foudre.	49
Figure II-10 Distribution du courant le long du canal de foudre selon le model TL	50
Figure II-11 Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TL.	51
Figure II-12 Courant à la base du canal de foudre.	52
Figure II-13 Distribution du courant le long du canal de foudre selon le model MTLL	53
Figure II-14 Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLL.	54
Figure II-15 Distribution du courant le long du canal de foudre selon le model MTLE	55

Figure II-16 Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLE.	56
Figure II-17 Distribution du courant le long du canal de foudre selon le model TCS	57
Figure II-18 Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TCS.....	58
Figure II-19 Propagation du courant le long du canal de foudre et le long de la tour	61
Figure II-20 Distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour	64
Figure II-21 Distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre	64
Figure II-22 Les sept représentations schématiques du canal de foudre dans les modèles électromagnétiques.....	66
Figure II-23 Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N ²	73
Figure II-24 Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N ² en présence des résistances.	74
Figure II-25 Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N ³	75
Figure II-26 Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N ⁴	76
Figure II-27 Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N ⁵	77
 Figure III-1 Géométrie utilisé pour calculer le champ électromagnétique	80
Figure III-2 Grandeurs géométriques intervenant dans les équations du champ électromagnétique	82
Figure III-3 Géométrie du problème utilisée pour calculer le champ électromagnétique sous la surface du sol.....	85
Figure III-4 Configuration géométrique utilisée pour évaluer le champ électromagnétique émis par un éclair en présence d'un sol stratifié et d'une tour élevée.....	89
Figure III-5 Emplacement des composantes de champ électrique et magnétique sur ou dans la cellule de discrétisation	94
Figure III-6 Position du champ électrique Ex et de la boucle des champs magnétiques.....	95
Figure III-7 Position du champ magnétique Hx et de la boucle des champs électriques	98
Figure III-8 Diagramme montre comment les composantes Ez du champ électrique se propagent et pénètrent dans la limite absorbante en $x = x_1$	105

Figure III-9 Points de calcul du champ électrique situés à proximité de la limite absorbante	105
Figure III-10 Représentation d'un fil mince placé le long de l'axe des z avec un rayon a impliquant la configuration des composantes du champ électrique et magnétique qui bouclent autour du fil	116
Figure IV-1 Géométrie du problème	119
Figure IV -2 Courant à la base du canal de la foudre.....	120
Figure IV -3 Distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la foudre.	121
Figure IV -4 Distribution du champ électrique vertical à des distances horizontal	122
Figure IV -5 Distribution du champ magnétique azimutal à des distances horizontales	122
Figure IV -6 Géométrie du problème.....	123
Figure IV -7 Courant non-contaminé injecté au sommet de la tour.....	126
Figure IV -8 Distribution du courant le long de la tour et le long du canal de la foudre	126
Figure IV -9 Champ électrique vertical calculées à diverses distances par rapport à la tour (170 m, 320 m, 570 m, 1000 m).	127
Figure IV -10 Champ magnétique azimutal calculées à diverses distances par rapport à la tour (170 m, 320 m, 570 m, 1000 m).....	127
Figure IV-11 Géométrie adoptée pour le calcul du courant et du champ électromagnétique de la foudre.....	129
Figure IV-12 Représentation schématique du canal de foudre et de la tour	130
Figure IV-13 Forme d'onde du courant non-contaminé calculée par l'équation de Heidler. 132	
Figure IV-14 Formes d'onde du courant contaminé obtenu au sommet de la tour de Peissenber	133
Figure IV-15 Formes d'onde des champs électriques verticaux.....	135
Figure IV-16 Formes d'onde des champs magnétiques azimutaux.....	136
Figure IV-17 Formes d'onde du courant de la foudre calculées à la base de la tour ($h = 0$). 140	
Figure IV-18 Formes d'onde du courant de la foudre calculées à 250 mètres du sommet de la tour.	140
Figure IV-19 Formes d'onde du courant de la foudre calculées à 500 mètres du sommet de la tour.	141
Figure IV-20 Formes d'onde du courant de la foudre calculées à 750 mètres du sommet de la tour.	141

Figure IV-21 Formes d'onde du courant calculées à différents points en considérant valeur infini pour la conductivité du sol $\sigma=\infty$,	143
Figure IV-22 Formes d'onde du courant calculées à différents points en considérant valeur de conductivité du sol finit $\sigma=10$ mS/m,.....	143
Figure IV-23 Formes d'onde du courant calculées à différents points en considérant valeur de conductivité du sol finit $\sigma=1$ mS/m,.....	144
Figure IV-24 Formes d'onde du courant calculées à différents points en considérant valeur de conductivité du sol finit $\sigma=0.1$ mS/m,.....	144
Figure IV-25 Distribution spatiotemporelle du champ électrique vertical calculé à 15, 30, 60 et 80 m de la base de la tour de Peissenberg	146
Figure IV-26 Forme d'onde du champ électrique vertical calculée à 15 m de la base de la tour.	147
Figure IV-27 Forme d'onde du champ électrique vertical calculée à 30 m de la base de la tour	147
Figure IV-28 Forme d'onde du champ électrique vertical calculée à 60 m de la base de la tour	148
Figure IV-29 Forme d'onde du champ électrique vertical calculée à 80 m de la base de la tour	148
Figure IV-30 Formes d'onde du champ électrique vertical calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = \infty$ mS/m	150
Figure IV-31 Formes d'ondes du champ électrique vertical calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 10$ mS/m.....	151
Figure IV-32 Formes d'onde du champ électrique vertical calculé à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 1$ mS/m	151
Figure IV-33 Formes d'onde du champ électrique vertical calculé à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 0,1$ mS/m	152
Figure IV-34 Formes d'onde du champ électrique horizontal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 10$ mS/m.....	153
Figure IV-35 Formes d'onde du champ électrique horizontal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 1$ mS/m.	154
Figure IV-36 Formes d'onde du champ électrique horizontal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 0.1$ mS/m.....	154
Figure IV-37 Formes d'onde du champ magnétique azimuthal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = \infty$	156

Figure IV-38 Formes d'onde du champ magnétique azimuthal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 10$ mS/m.....	156
Figure IV-39 Formes d'onde du champ magnétique azimuthal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 1$ mS/m	157
Figure IV-40 Formes d'onde du champ magnétique azimuthal calculé à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 0,1$ mS/m.....	157
Figure V-1 Configuration adoptée pour dériver les équations de couplage entre une ligne aérienne et un champ EM excitateur	161
Figure V-2 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle de Rusck.....	162
Figure V-3 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle de Taylor et al.	163
Figure V-4 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle de Taylor et al.	164
Figure V-5 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle d'Agrawel et al.....	165
Figure V-6 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle de Rachidi.	165
Figure V-7 Fil horizontal avec un rayon a vu en coupe transversale	166
Figure V-8 Géométrie du problème	168
Figure V-9 Vue de dessus de la géométrie du problème.....	168
Figure V-10 Courant à la base du canal de foudre.	169
Figure V-11 Géométrie adopté.....	172
Figure V-12 Position de la tour et du fil électrique aérien	173
Figure V-13 Distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal	176
Figure V-14 Variations temporelles des tensions induites calculées pour un sol parfaitement conducteur.	177
Figure V-15 Variations temporelles des tensions induites calculé pour un sol avec conductivité finie ($\sigma=0.001$ S/m)	178
Figure V-16 Variations temporelles des tensions induites calculé au centre de la ligne pour trois distances par rapport à la tour.	180
Figure V-17 Variations temporelles des tensions induites calculé à l'extrémité de la ligne pour trois distances par rapport à la tour.	181
Figure V-18 Variations temporelles des tensions induites calculé au centre de la ligne pour trois cas de la conductivité du sol.....	182
Figure V-19 Variations temporelles des tensions induites calculé à l'extrémité de la ligne pour trois cas de la conductivité du sol.....	184

Liste des tableaux

Tableau II-1 Paramètres des fonctions exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal	38
Tableau II-2 Paramètres du courant à la base du canal de foudre pour le modèle des deux fonctions d'Heidler.....	41
Tableau II-3 Paramètres du courant à la base du canal de foudre correspondant au modèle Hybride.....	43
Tableau II-4 Paramètres pour les cinq modèles d'ingénieur	59
Tableau II-5 Paramètres utilisés pour la simulation du courant à la base du canal	63
Tableau II-6 Paramètres du courant à la base du canal de foudre	72
Tableau IV -1 Paramètre utilisée pour calculer le courant à la base du canal de foudre	120
Tableau IV -2 Constantes utilisées pour calculer le courant au point de contact entre la foudre et la tour.....	125
Tableau IV-3 Valeur utilisée pour calculer le courant non-contaminé.....	132
Tableau IV-4 Valeurs de conductivité du sol, les coefficients de réflexion et d'impédance du sol.	134
Tableau IV-5 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude, le temps de montée et le début du deuxième pic de Ez.	137
Tableau IV-6 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude, le temps de montée et le début du deuxième pic de Hx.....	137
Tableau IV-7 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude du courant	145
Tableau IV-8 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude maximale du pic initial de Ez	150
Tableau IV-9 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude maximale du pic initial de Ey.	153
Tableau IV-10 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude maximale du pic initial de Hx.	155
Tableau V-1 Paramètres utilisés pour la simulation du courant à la base du canal	169
Tableau V-2 Comparaison entre les trois méthodes utilisées pour la validation	170

Tableau V-3 Amplitudes maximales des tensions induites obtenues pour deux différentes distances par rapport au canal de foudre et en adoptant trois approches.	171
Tableau V-4 Valeur utilisée pour calculer le courant non-contaminé	175
Tableau V-5 Comparaison entre les amplitudes des tensions obtenues pour les trois cas de la conductivité du sol au centre de la ligne.	183
Tableau V-6 Comparaison entre les amplitudes des tensions obtenues pour les trois cas de la conductivité du sol à l'extrémité de la ligne.	184

Introduction générale

Introduction générale

Les perturbations électromagnétiques sur les systèmes électriques, électroniques et de télécommunication dans le voisinage se réfèrent à toute interférence indésirable dans le fonctionnement normal de ces systèmes due à des champs électromagnétiques externes. Ces perturbations peuvent être causées par diverses sources, telles que des équipements électriques, des transmissions de signaux radiofréquences, des décharges électrostatiques, des orages, des ondes électromagnétiques provenant de dispositifs de communication, etc. Les perturbations électromagnétiques peuvent se manifester sous forme de bruits, de distorsions de signaux, de chutes de tension, de dysfonctionnements ou de dommages matériels.

Les perturbations électromagnétiques générées par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé, tel qu'une tour, font référence aux altérations temporaires et parfois permanentes des champs électriques et magnétiques dans l'environnement immédiat de cet objet élevé. Lorsqu'un coup de foudre frappe une tour ou un autre objet élevé, il crée un intense champ électromagnétique à proximité de l'impact. Ces champs électromagnétiques peuvent se coupler avec les structures métalliques, les câbles électriques et les systèmes de communication, induisant ainsi des courants et des tensions électriques indésirables dans ces équipements. Ces courants induits et tensions induites peuvent endommager ou perturber le fonctionnement normal des systèmes électriques et électroniques, provoquant des surtensions, des surintensités, des interférences et même des pannes.

La compréhension et la modélisation des perturbations électromagnétiques générées par la foudre, comme évoqué dans le contexte de cette thèse, sont essentielles pour aider les autres chercheurs à développer des stratégies de protection adéquates et garantir la fiabilité des infrastructures en cas d'orages et de coups de foudre.

De plus, la stratégie couramment adoptée dans les études relatives aux rayonnements provoqués par la foudre repose sur des approches expérimentales ainsi que sur l'application de méthodes de calcul du champ électromagnétique rayonné particulièrement puissantes. En effet, l'utilisation d'outils numériques pour analyser de tels problèmes a gagné une importance considérable au sein des laboratoires de recherche à l'échelle mondiale. Dans ce contexte, le laboratoire de développement des entraînements électriques (LDEE) de l'USTO-MB d'Oran, par l'intermédiaire de son équipe "CEM," a consacré plus de vingt années à travailler sur cette

thématique. L'équipe a exploré diverses méthodes de calcul en deux et trois dimensions pour évaluer le champ électromagnétique généré par la foudre.

Dans notre laboratoire (LGE) de l'UTM de Saida, nous avons entrepris, pour la première fois, des recherches dans le domaine du calcul des perturbations électromagnétiques générées par la foudre. Nous avons examiné des aspects tels que la distribution spatiale et temporelle du champ électrique et du champ magnétique, ainsi que le calcul du courant réparti dans le canal de la foudre et dans la tour et les tensions induites sur les lignes aériennes.

De plus, dans le cadre de cette recherche, notre objectif principal est de déterminer la distribution spatiotemporelle du courant de foudre le long d'une tour élevée et le long du canal de la foudre, le champ électromagnétique généré lorsqu'un coup de foudre frappe une tour, ainsi que le couplage de ce champ avec une ligne aérienne. Afin d'atteindre cette objective, nous exploitons la méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (FDTD-3D). Cette approche se base sur la formulation de *Taflove* et implique l'application de conditions aux limites de type UPML « Uniaxial Perfectly Matched Layers » associée aux modèles électromagnétiques. Ce qui fait l'originalité de notre démarche. De plus, les modèles de courant de foudre de type électromagnétique utilisés dans notre étude ont l'avantage du rapprochement de la réalité physique du phénomène de la foudre. À cet effet, nous prévoyons de développer un code de calcul spécifique en utilisant l'environnement Matlab, qui viendra compléter le code général développé au sein de l'équipe CEM du Laboratoire LDEE. Pour le but de la validation du code développé, les résultats issus des simulations seront comparés avec des données expérimentales disponibles dans la littérature spécialisée. En outre, ce travail comprendra une évaluation de l'efficacité des modèles électromagnétiques par rapport aux modèles d'ingénieurs, ainsi qu'une analyse de l'impact de la conductivité du sol sur les résultats obtenus.

Le mémoire de cette thèse est structuré en cinq chapitres distincts. Le premier chapitre s'attarde sur la phénoménologie de la foudre, en mettant particulièrement l'accent sur la phase délicate connue sous le nom d'arc en retour. Il explore également les aspects expérimentaux liés à ce phénomène, notamment les mesures obtenues à la suite de déclenchements artificiels de la foudre sur divers sites. De plus, il présente les résultats issus d'observations expérimentales portant sur le déclenchement artificiel, la caractérisation du courant de l'arc en retour et du champ électromagnétique émis par la foudre, tant sur des terrains plats que sur des tours.

Le deuxième chapitre se consacre à l'analyse de la représentation analytique du courant à la base du canal de la foudre. De plus, il examine les diverses catégories de modèles d'ingénieur conçus pour étudier la répartition spatiotemporelle du courant de l'arc en retour d'un coup de foudre, à la fois sur un terrain plat et en présence d'objets élevés. Par la suite, dans ce même chapitre, les différents modèles électromagnétiques seront présentés. Ce chapitre inclut également des simulations liées à ces deux catégories de modèles du courant de l'arc en retour.

Le troisième chapitre présente une revue détaillée des différentes approches exploitées pour calculer le champ électromagnétique généré par un coup de foudre pour des différentes configurations du sol. À la fin de ce même chapitre, nous présenterons une description détaillée de la méthode FDTD-3D (*Finite-Difference Time-Domain* en trois dimensions). Cette méthode est essentielle pour notre étude et joue un rôle crucial dans la simulation des différentes grandeurs liées à notre étude (courant, champ et tensions induites).

Le quatrième chapitre de notre travail se focalise sur la mise en pratique de la méthode FDTD en trois dimensions associées aux modèles électromagnétiques et aux modèles d'ingénieurs (qui décrivent le courant de l'arc en retour) pour calculer, évaluer et analyser les composantes du champ électromagnétique généré par la foudre. Par ailleurs, nous procéderons à une analyse approfondie de l'influence de la conductivité du sol sur les caractéristiques des ondes de courants qui se propagent le long du canal de la foudre et le long de l'objet élevé frappé par la foudre, ainsi que les caractéristiques des composantes du champ électromagnétique généré par la foudre.

Le cinquième et dernier chapitre de notre étude consistera en une revue détaillée des divers modèles de couplage entre une ligne aérienne de transmission et le champ électromagnétique produit par un coup de foudre. Par la suite, nous examinerons le couplage d'une ligne aérienne avec les perturbations électromagnétiques rayonnées par la foudre en utilisant la technique 3D-FDTD et en exploitant les modèles « d'ingénieur » et « électromagnétiques », pour une compréhension approfondie des mécanismes de couplage.

Cette thèse s'achève par une conclusion globale qui abordera les perspectives découlant de cette étude.

Phénoménologie de la foudre

I.1 Introduction

La foudre est un phénomène naturel qui résulte de la décharge électrique entre les nuages et la terre ou entre les nuages eux-mêmes. Ce phénomène peut avoir des impacts importants sur les réseaux électriques, notamment en raison de la surtension qu'il peut générer.

La surtension est un pic de tension électrique qui peut endommager les équipements électriques, les lignes de transmission et les transformateurs. Lorsque la foudre frappe une ligne électrique ou un transformateur, elle peut créer une onde de surtension qui peut dépasser les niveaux de tension normale des différents systèmes électriques et/ou électroniques placés sur le réseau électrique, ce qui peut causer des perturbations, des interruptions de service ou même des détériorations des matériels.

Les conséquences de la foudre sur les systèmes électriques, électroniques et de télécommunication sont graves et indésirables. Les opérateurs de ses systèmes doivent donc prendre des mesures pour minimiser les risques d'impact de la foudre qui provient sur les différents éléments de ses systèmes. Des techniques telles que la mise à la terre des équipements électriques, l'installation de parafoudres et la surveillance de la qualité de l'énergie électrique peuvent aider à réduire les effets indésirables de la foudre.

Dans ce premier chapitre, nous explorerons la phénoménologie de la foudre, en commençant par sa formation, puis nous aborderons le principe du déclenchement artificiel de la foudre, qui permet d'obtenir des données de mesure expérimentales nécessaires pour caractériser ce phénomène. Nous présenterons ensuite quelques résultats expérimentaux obtenus à partir d'enregistrements de la foudre naturelle, notamment les caractéristiques des courants de foudre et des composantes des champs électromagnétiques associés. Puis, nous terminons ce chapitre par une présentation des effets directs et indirects de la foudre sur les lignes aériennes d'énergie électrique.

I.2 Description du phénomène de la foudre

I.2.1 Formation des orages et des éclairs

Les orages et les éclairs de la foudre sont généralement associés aux zones de basse pression atmosphérique qui se produisent lorsque l'air chaud et humide monte et rencontre de l'air plus froid dans l'atmosphère. Lorsque cela se produit, l'air chaud et humide commence à se condenser en nuages, et la friction entre les particules d'eau et de glace peut générer des charges électriques.

Au fil du temps, ces charges électriques peuvent devenir assez fortes pour générer un coup de foudre. Les coups de foudre se produisent lorsque les charges électriques se déplacent rapidement dans l'atmosphère, créant ainsi une décharge électrique spectaculaire [1].

Le processus de formation des coups de foudre commence par la création d'une différence de potentiel électrique entre le sol et les nuages. Cette différence de potentiel peut être causée par les charges électriques générées par les particules d'eau et de glace dans les nuages, ainsi que par les charges générées par le sol [1].

Lorsque la différence de potentiel devient suffisamment importante, une décharge électrique se produit. Cette décharge peut se produire entre les nuages, créant ainsi un éclair intra-nuageux, ou entre les nuages et le sol, créant ainsi un éclair nuage-sol. Le processus de formation d'un éclair de foudre peut être très rapide, ne prenant que quelques millisecondes. Les coups de foudre peuvent également générer des ondes sonores de haute intensité, connues sous le nom de tonnerre, qui sont souvent entendues en même temps que le coup de foudre et la cause de cette onde sonore est le claquage de l'air [1].

La figure I.1 montre les différents types de nuages [2][3], qui se résument comme suit :

a/Cirrostratus : Il s'agit d'un nuage mince et blanc qui peut couvrir tout le ciel, formant un voile blanc ou grisâtre qui peut obscurcir légèrement le soleil ou la lune.

b/ Cirrocumulus : Il s'agit de petits nuages blancs en forme de galets qui se trouvent à une altitude très élevée, souvent en groupes ou en rangées. Ces nuages sont souvent appelés "nuages moutonnants" en raison de leur ressemblance à de petits moutons. Les cirrocumulus peuvent indiquer un changement de temps à venir, car ils se forment souvent avant les fronts froids et les perturbations atmosphériques.

c/ Cumulus : des nuages blancs et gonflés avec des bases plates et des sommets arrondis qui se forment à moyenne ou basse altitude.

d/ Stratus : des nuages bas et étalés qui peuvent couvrir tout le ciel et peuvent entraîner de la bruine ou de la neige légère.

e/Cumulonimbus : des nuages de forte verticalité qui produisent des orages et peuvent causer des averses, des éclairs et du tonnerre.

f/ Altostratus : des nuages gris-blancs qui se forment à moyenne altitude et peuvent couvrir tout le ciel, réduisant la visibilité.

g/Alto cumulus : des nuages blancs ou gris-blancs en forme de rouleaux ou de galets qui se forment à moyenne altitude et sont souvent associés à un temps calme.

h/ Stratocumulus : des nuages bas et étalés en forme de petits rouleaux qui peuvent produire de la bruine légère.

i// Nimbostratus : des nuages gris foncé et bas qui sont associés à des précipitations continues et modérées.

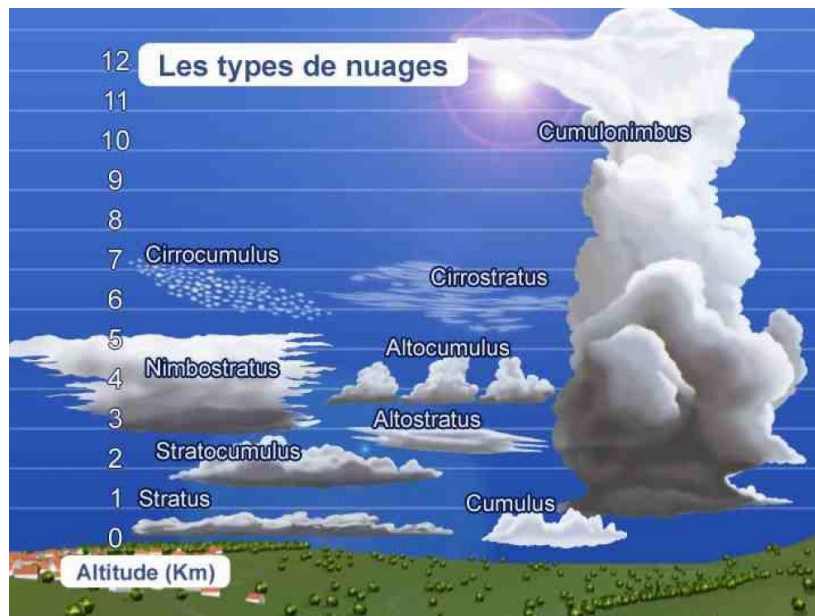


Figure I.1 Différents types de nuages.[4]

I.2.2 Différents types de décharges électriques

Il existe plusieurs types de décharges électriques qui peuvent se produire dans l'atmosphère et qui sont associées à des phénomènes météorologiques différents. Voici quelques-uns des types de décharges électriques les plus courants :

a/Eclairs intra-nuages: Il s'agit du type le plus courant de décharge électrique dans l'atmosphère. Ces décharges se produisent à l'intérieur d'un nuage et ne sont pas visibles depuis le sol. Ils peuvent cependant produire des tonnerres sourds ou des grondements. Les décharges intra-nuage sont constituées d'arcs électriques ramifiés d'une durée de 1ms.

b/ Eclairs inter-nuages : Cette décharge de foudre peut prendre place entre deux nuages proches. Ce genre de décharges a des effets indésirables sur les engins aéronautiques ainsi que sur les systèmes de transmission par satellite.

b/ Eclairs nuage-sol : Ces éclairs se produisent lorsque la charge électrique dans un nuage est suffisamment grande pour ioniser l'air entre le nuage et le sol, créant ainsi un canal de décharge électrique. Le courant électrique se déplace alors du nuage vers le sol ou vice versa. Les éclairs nuage-sol peuvent être très puissants et produire des éclairs lumineux et des coups de tonnerre forts. En 1975, Berger [5] a proposé une classification de la décharge nuage-sol en quatre catégories, basée sur deux critères : la direction initiale du traceur (ascendant ou descendant, voir Figure I.2) et le signe de la charge déposée le long du canal de foudre par ce traceur (positive ou négative). Cette classification est représentée sur la Figure I-3.



Figure I.2 Traceur ascendant et descendant [6].

I.2.3 Décharge électrique entre les nuages et le sol

Les décharges électriques qui se produisent entre les nuages et le sol sont l'une des formes les plus courantes de phénomènes électriques dans l'atmosphère. Ces décharges peuvent être très puissantes et ont souvent des effets importants sur les différents systèmes électriques, électroniques et de télécommunication notamment les réseaux électriques et les équipements électroniques de commande et de control installés sur ces réseaux [7][8]. Pour toutes ces raisons, une attention particulière sera réservée, dans cette thèse, à ce type de décharge.

La décharge électrique entre les nuages et le sol se produit lorsque la différence de potentiel électrique entre la terre et les nuages devient suffisamment grande pour que l'électricité soit capable de traverser l'air. Cette différence de potentiel est créée par la séparation des charges électriques dans l'atmosphère. Les nuages sont souvent chargés négativement, tandis que le sol est chargé positivement. Lorsque la charge négative du nuage devient suffisamment grande, elle attire les charges positives du sol et une différence de potentiel se crée. Cette distribution des charges électriques est montrée dans la figure I.3 [6].

Lorsque la différence de potentiel est suffisamment grande, elle peut ioniser l'air entre les nuages et le sol, créant ainsi un canal de décharge électrique. Ce canal est connu sous le nom de trajectoire de foudre. Lorsque la décharge électrique se produit, elle peut être extrêmement puissante et produire de la lumière (éclair) et du son (tonnerre) qui sont visibles et audibles à des kilomètres de distance. La décharge électrique entre les nuages et le sol peut avoir des effets dévastateurs sur les équipements électroniques et les réseaux électriques. Elle peut causer des coupures de courant, des dommages aux transformateurs et aux autres équipements, ainsi que des surtensions qui peuvent endommager les appareils électroniques. C'est pourquoi il est important de prendre des mesures de protection pour réduire les risques associés aux décharges électriques de la foudre [6].

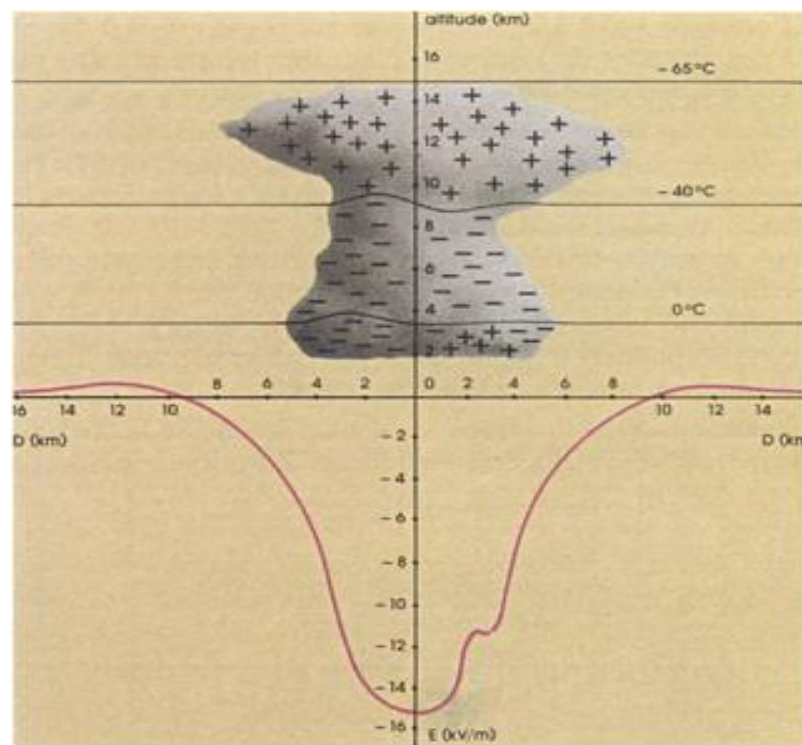


Figure I.3 Distribution de charge à l'intérieur d'un cumulonimbus dans l'imminence d'une décharge nuage-sol et le champ électrostatique correspondant au sol [9].

La figure I.3 présente la distribution des charges électriques dans un nuage orageux dit « cumulonimbus », ainsi que l'évolution du champ électrique au niveau du sol. Un nuage orageux est constitué d'une partie supérieure chargée positivement et une partie inférieure chargée négativement avec l'existence des poches positive dans cette partie inférieure (ces poches des charges positives sont les responsables des décharges électriques intra-nuages) [9].

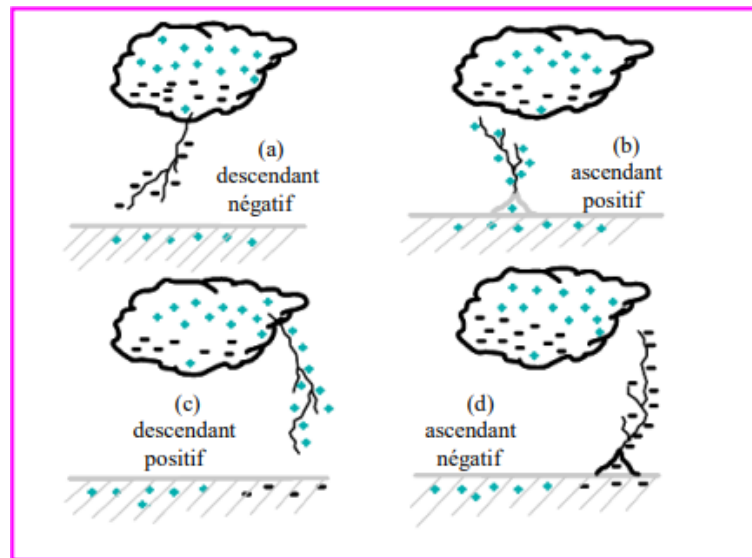


Figure I.4 Différents traceurs de foudre classifiés selon Berger [8][10][11].

La figure I.4 présente la classification effectuée par *Berger* des différents types des traceurs causés par une décharge nuage-sol. Ces traceurs ont été classifiés en quatre types à savoir [8] [10] :

- Décharge **nuage-sol de polarité négative** est la plus fréquente, représentant environ 90% des décharges nuage-sol. Elle se caractérise par un courant électrique descendant de nuage vers le sol.
- Décharge **nuage-sol de polarité positive** se produit moins fréquemment et implique un courant électrique descendant de nuage vers le sol, mais avec une polarité positive.
- Décharge **sol-nuage de polarité négative** est une décharge plus rare où le courant électrique circule ascendant, du sol vers le nuage, avec une polarité négative.
- Décharge **sol-nuage de polarité positive** est également une décharge moins fréquente, avec un courant électrique ascendant du sol vers le nuage, mais cette fois-ci avec une polarité positive.[1] [8][10][12] [13].

I.2.4 Types des éclairs de foudre

a/ Eclairs en chaîne : Les éclairs en chaîne sont une série d'éclairs qui se produisent rapidement l'un après l'autre. Ils peuvent se produire à l'intérieur d'un nuage ou entre un nuage et le sol.

b/ Eclairs en boule : Les éclairs en boule sont une forme rare de décharge électrique qui se produit lorsque l'air est chargé électriquement. Ils peuvent avoir une apparence sphérique et sont souvent associés à des tempêtes électriques [4].

c/ Eclairs en forme de ruban : Les éclairs en forme de ruban se produisent lorsqu'il y a des différences de potentiel dans les couches d'air adjacentes. Ils peuvent apparaître sous forme de rubans lumineux et peuvent durer plusieurs secondes.

d/ Eclairs sprites et les éclairs jets : Les éclairs sprites et les éclairs jets sont des phénomènes électriques qui se produisent en haute altitude et sont associés aux orages. Voici des explications sur chacun d'entre eux [4]:

- **Eclairs sprites :** Les sprites sont des décharges électriques lumineuses qui se produisent dans la haute atmosphère, généralement au-dessus des nuages d'orage. Ils se présentent sous la forme de flashes lumineux de grande envergure, qui peuvent s'étendre sur plusieurs dizaines de kilomètres dans la haute atmosphère. Les sprites se forment généralement en réponse aux éclairs intenses qui se produisent dans les nuages d'orage en dessous. Ils sont souvent observés sous la forme de structures lumineuses de forme allongée ou en forme de colonnes.
- **Eclairs jets :** Les éclairs jets sont des décharges électriques ascendantes qui se propagent vers la haute atmosphère depuis le sommet des nuages d'orage. Ils se produisent généralement à des altitudes supérieures à celles des éclairs intra-nuage ou nuage-sol typiques. Les éclairs jets peuvent atteindre des altitudes de plusieurs dizaines de kilomètres. Ils sont caractérisés par leur apparence fine et étroite, et ils peuvent être observés comme des émissions lumineuses ascendantes.

I.3 Décharges artificielle de la foudre

Le déclenchement artificiel de la foudre, également appelé déclenchement dirigé ou déclenchement de la foudre artificielle, est une technique utilisée pour provoquer ou contrôler la formation de la foudre dans des conditions spécifiques. Cette approche est souvent utilisée à des

fins de recherche scientifique ou pour la protection contre la foudre. Il existe différentes méthodes de déclenchement artificiel de la foudre. La méthode consiste à utiliser une fusée munie d'un fil métallique attaché à un point de mesure, créant ainsi un chemin préférentiel pour la décharge de foudre vers la terre (Figure I.5). En outre, le potentiel de la terre est conduit jusqu'au sommet de la fusée, qui agit comme une pointe initiant une décharge ascendante [12].

À l'origine, la technique de tir utilisée en mer à partir d'un bateau avec des équipements spéciaux a été développée par *Newman*. Après des échecs lors des tentatives de tir en *Oural* et en *Arizona*. Des essais réalisés en 1972 par le Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA/CENG) en France, en utilisant le matériel disponible, ont permis d'améliorer les composants du système de déclenchement. La station expérimentale de Saint Privat D'Allier (Haute Loire) a été la première au monde qui a réussi le déclenchement de la foudre au-dessus du sol [12]. La fusée utilisée est de type paragrêle et est composée de matière plastique, avec un diamètre de 70 mm, une longueur de 847 mm et un poids initial de 2,7 kg. Le fil métallique en cuivre (diamètre de 0,2 mm) est enroulé à l'arrière de la fusée et est relié au pas de tir et au point de mesure (fig. I-5). Le moment de tir d'une fusée est déterminé par la valeur du champ électrique au sol. Un champ électrique d'environ 6 à 10 kV/m est considéré comme un bon critère de réussite du tir [12].

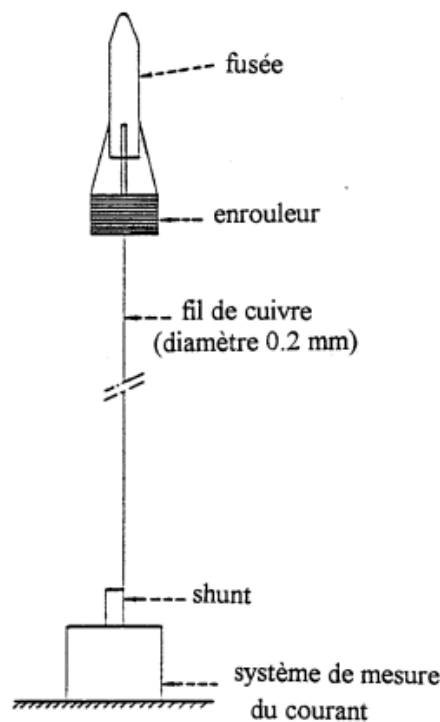


Figure I.5 Système de déclenchement artificiel de la foudre [14].

Ces techniques sont souvent utilisées dans des environnements contrôlés et pour des objectifs spécifiques, tels que l'étude du comportement de la foudre, l'évaluation de l'efficacité des systèmes de protection contre la foudre ou la recherche sur les processus atmosphériques.

I.3.1 Caractéristiques de trois sites de déclenchement artificielle

a/ Site du «*centre spatial de Kennedy*» en Florida

La fonction d'aire de lancement d'engins spatiaux du *centre spatial de Kennedy* a exigé une étude précise et continue de la foudre et de ses effets sur cette installation spécifique. Ainsi, des mesures ont été effectuées sur site pour étudier la foudre naturelle. Dès 1979, C. Weidman et P. Krider ont entrepris une analyse approfondie de la structure sub-microseconde du champ électromagnétique rayonné. Les réussites des déclenchements artificiels de la foudre ont permis une nouvelle approche de ce phénomène sur le site. En 1985, le Rocket Triggered Lightning Program (RTLTP) a été lancé grâce à la collaboration entre la NASA et les équipes françaises de l'ONERA et du CEA/CENG [14][15][16][17][18][19].

Le site du *centre spatial de Kennedy* est situé en Floride, à l'extrémité du cap Canaveral, entre le Mosquito Lagoon et l'océan Atlantique, au niveau de la mer. La région présente un terrain plat et le sol a une conductivité similaire à celle de l'eau de mer, soit environ (5 S/m). Cela signifie que le champ électromagnétique rayonné à différentes distances du point d'impact subit peu de distorsions. De plus, le niveau de foudrolement de la région est élevé, atteignant 90. Les fronts orageux se forment généralement sur le continent et se déplacent vers la côte. [14][15][16][17][18][19].

En plus des mesures traditionnelles du champ électromagnétique rayonné et du courant de foudre, une expérience originale a été réalisée sur ce site : le foudrolement d'une structure isolée située à 150 mètres du sol. Cette structure, composée d'un cylindre métallique suspendu à un ballon captif maintenu à une altitude de 500 mètres, simule le comportement d'un avion ou d'une fusée exposée à la foudre. L'instrumentation de cette structure permettait la mesure du champ électrique et du courant. De plus, la fréquence élevée des orages dans cette région permet aux équipes du CEA/CENG d'améliorer la technique de déclenchement en étudiant, par exemple, l'effet de l'introduction d'une partie isolante dans le fil déroulé par la fusée pour mieux reproduire le phénomène naturel. Des fusées instrumentées pour la mesure du champ électrique en altitude sont également testées [14][15][16][17][18][19].

b/ Site de Saint Privat d'Allier en Haute Loire

La station expérimentale de *Saint Privat d'Allier* a été établie en 1973 avec la responsabilité de son exploitation confiée exclusivement à Electricité de France et au Commissariat à l'Energie Atomique, les deux organismes qui ont contribué à sa création. Depuis lors, de nombreuses autres équipes ont rejoint les campagnes expérimentales organisées sur le site [15] [16][20][21][22].

Le site a été choisi en prenant en compte plusieurs contraintes : il est situé dans une région où les phénomènes de foudre sont fréquents, et il est implanté à une distance minimale de 500 mètres de toute habitation, route, ligne électrique basse et haute tension, ainsi que ligne téléphonique. De plus, toutes les autorisations officielles nécessaires ont été obtenues. Le site se trouve à environ 20 kilomètres à l'ouest du *Puy-en-Velay*, sur un plateau granitique à une altitude d'environ 1100 mètres, où le niveau kéraunique dépasse 30 [15] [16][20][21][22].

En raison de la topographie accidentée du sol et de sa faible conductivité ($\sigma = 10^{-2}$ S/m), le site de déclenchement est composé d'un pas de tir au sol avec douze rampes de lancement. Une centrale de commande, équipée d'une double cage de *Faraday* pour assurer la protection du personnel, est également présente, ainsi qu'un pylône hertzien équipé de six rampes de lancement. De plus, un central téléphonique électronique de type classe IV est installé pour les tests. Une station supplémentaire située à *Mercoeur*, à trois kilomètres du site, est dédiée à la surveillance des systèmes de télécommunication [15] [16][20][21][22].

Pour mesurer le courant de foudre, un shunt coaxial résistif est utilisé, permettant de déterminer sa dérivée temporelle à l'aide d'un anneau inductif. Un moulin à champ est utilisé pour mesurer les variations lentes (supérieures à 15 millisecondes) du champ électrostatique généré par la décharge, tandis que les variations rapides sont capturées par une antenne capacitive à temps de réponse court, couvrant une bande passante allant de quelques Hertz à 100 kilohertz. En ce qui concerne le champ électromagnétique rayonné, les mesures sont effectuées à l'aide d'antennes capacitatives pour le champ électrique et de bobinages placés sur un barreau de ferrite pour l'induction magnétique, ou bien à l'aide de capteurs adaptés. Les chaînes de mesure associées ont des bandes passantes comprises entre 300 Hertz et 20 Méga Hertz [15][16].

Pour déclencher un déclenchement artificiel [18], la centrale de commande de *Saint Privat d'Allier* est gérée par un ingénieur responsable de la station et un directeur de tir. Le directeur de tir effectue quotidiennement une analyse météorologique à 8h30 et 18h en se basant sur les

informations fournies par la météo du *Puy-en-Velay*. En fonction des prévisions d'orage ou de l'absence de risque, le personnel chargé des mesures est mis en disponibilité ou non.

La procédure de lancement est la suivante : Environ cinq secondes avant le lancement, le directeur de tir avertit le personnel en disant : "attention pour le lancement". Le compte à rebours commence alors. À $t = -2$ secondes, la clé de lancement est activée, ce qui déclenche pneumatiquement le lancement de la fusée. À partir de ce moment, il n'est plus possible d'arrêter le lancement de la fusée. À $t = -0,5$ seconde, la mise à feu est effectuée et la fusée décolle à $t = 0$ seconde, marquant le temps d'allumage de la fusée. Entre les instants $t = +1$ et $t = +7$ secondes, l'éclair peut atteindre la fusée. Si aucun déclenchement n'a eu lieu à $t = +8$ secondes, le déclenchement est annulé et la clé de lancement est remise sur la position d'arrêt, prête pour une nouvelle procédure éventuelle (Figure I.6).

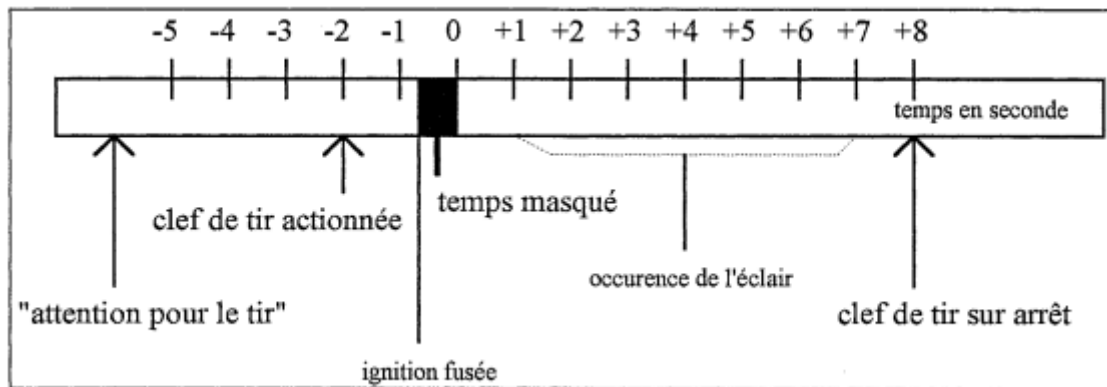


Figure I.6 Déroulement d'un tir[18].

c/ Site de Shandong (SHATLE) en Chine

La première décharge de foudre déclenchée avec succès par des moyens artificiels a été réalisée sur un navire de recherche en mer près de St. Petersburg, en Floride [23]. Ensuite, la technique de déclenchement a été améliorée et mise en œuvre à *Saint-Privat d'Allier*, en France, ce qui a été la première décharge de foudre déclenchée avec succès sur terre [24]. Depuis lors, des expériences de déclenchement artificiel de la foudre sur terre sont régulièrement réalisées dans différents pays, notamment aux États-Unis d'Amérique [25][26][27][28], en France [15], en Chine [29][30][31][32], au Japon [33][34][35] et au Brésil [36][37].

Dans l'expérience de déclenchement de la foudre par fusée, les fusées sont généralement installées sur un site de lancement, avec la capacité de lancer plusieurs fusées pendant un événement d'orage. La Figure I.7 montre une photo du lanceur de fusée pour l'expérience de

déclenchement artificiel de *Shandong (SHATLE)*, en Chine. La vitesse d'ascension de la fusée est généralement d'environ 200 m/s après l'allumage [10][38]. Cette vitesse garantit une extension relativement rapide du fil de déclenchement qui est traîné par la fusée, tandis que la force de traction associée ne sera pas trop importante pour rompre le fil. Les fils de déclenchement (en acier en Chine ou en cuivre aux États-Unis) d'un diamètre d'environ 0,2 mm sont enroulés sur une bobine qui est soit fixée dans la fusée, soit simplement installée sur le sol. Peu importe où la bobine est installée, une extrémité du fil de déclenchement montera avec la fusée. En raison des différents modes de mise à la terre des fils de déclenchement, les techniques de déclenchement de la foudre sont divisées en déclenchement conventionnel et déclenchement en altitude. Pour le déclenchement conventionnel, le fil est bien mis à la terre, tandis que pour le déclenchement en altitude, la fusée déroule généralement 50 à 100 m de nylon isolant suivi de plusieurs centaines de mètres de fil conducteur, de sorte que le fil de déclenchement n'est pas directement attaché au sol.



Figure I.7 Site de lancement de fusées à Shandong « Artificially Triggered Lightning Experiment (SHATLE), Chine. » [50].

Différentes approches pour l'observation de la foudre artificielle peuvent être préconçues et réalisées à proximité du lanceur de fusée. La figure I.8 montre une vue d'ensemble du Centre international de recherche et de test sur la foudre (ICLRT) en Floride, aux États-Unis. Pour mesurer le courant de décharge de la foudre déclenchée, des capteurs de courant sont installés

sur le site de lancement de la fusée, qui a été connu pour être frappé par la foudre déclenchée conventionnelle. Généralement, les signaux de courant sont transmis par un système de liaison en fibre optique à une salle de contrôle (à des dizaines ou des centaines de mètres de distance) pour l'enregistrement des données. Des instruments pour détecter les champs EM de la foudre déclenchée peuvent être installés à différentes distances déterminées du lanceur de fusée. Les observations optiques, par caméra à stries dans les premières années ou par caméra vidéo haute vitesse ces dernières années, sont utilisées pour observer l'évolution du canal lumineux de la foudre. De plus, certaines observations particulières peuvent également être réalisées à l'aide d'instruments spécialement conçus, tels que le capteur de Pockels pour détecter le champ électrique très proche du canal de la foudre [39]. Dans l'ensemble, grâce à la certitude de l'occurrence de la foudre artificielle à la fois dans le temps et dans l'espace, une observation synthétique par différents moyens peut être conçue et réalisée, alors que cela n'est pas réalisable pour la foudre naturelle.

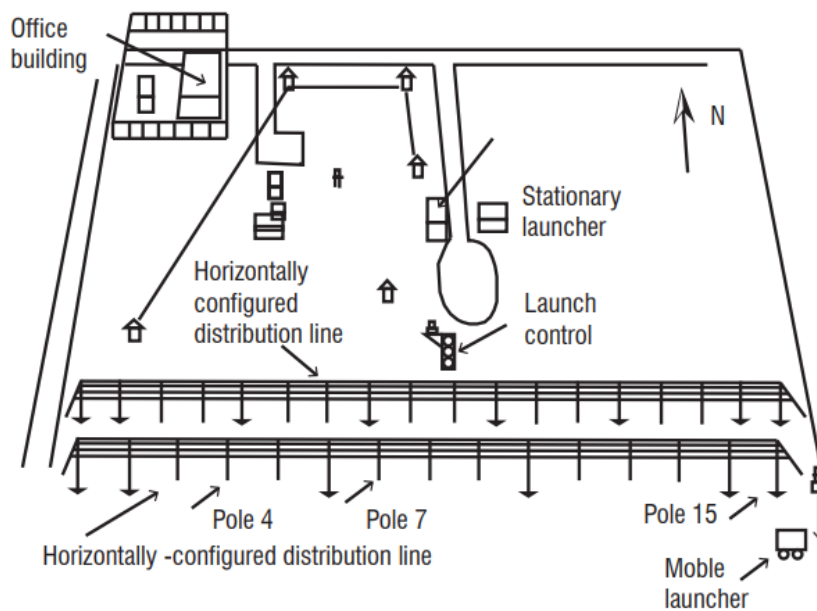


Figure I.8 Vue d'ensemble du Centre international de recherche et d'essais sur la foudre (ICLRT) en Floride, en Amérique [40].

Le champ électrique au niveau du sol est généralement utilisé comme référence pour lancer une fusée afin de déclencher la foudre, bien que le champ électrique en altitude soit plus indicatif [41] mais difficile à mesurer. Le champ électrique en surface est généralement de 5 à 10 kV/m lorsque la foudre est déclenchée avec succès. La Figure I.9 montre deux photographies de la foudre déclenchée à l'aide de la technique conventionnelle (avec le fil à la terre) et de la

technique en altitude (avec le fil non relié à la terre), respectivement. La luminosité des canaux est due au processus de décharge et la portion verticale droite correspond au canal vaporisé par le fil. La Figure I.10 montre les processus schématiques de la foudre déclenchée à partir de l'ascension des fusées sous des nuages à charge négative, pour la technique de déclenchement conventionnelle et la technique de déclenchement en altitude, respectivement.

➤ **Le déclenchement conventionnelle** [42] : Le fil de déclenchement atteint rapidement une altitude de 200 à 400 mètres après l'allumage de la fusée, créant un leader positif qui se propage vers le nuage sous un champ électrique renforcé. Ce leader positif génère un courant continu initial (ICC) qui vaporise le fil de déclenchement. Le canal de décharge formé par le leader positif et le canal de trace du fil permet le passage du courant de décharge mesurable. L'ICC a une durée de plusieurs centaines de millisecondes, avec des impulsions de courant éventuelles. Une phase sans courant suit le courant continu initial, suivie de retours d'éclairs par leaders qui traversent généralement le canal initial. Ces séquences de retours d'éclairs par leaders dans la foudre déclenchée sont similaires à celles observées dans la foudre naturelle descendante. La foudre déclenchée avec la technique conventionnelle a joué un rôle central dans les découvertes de l'expérience de déclenchement de la foudre.

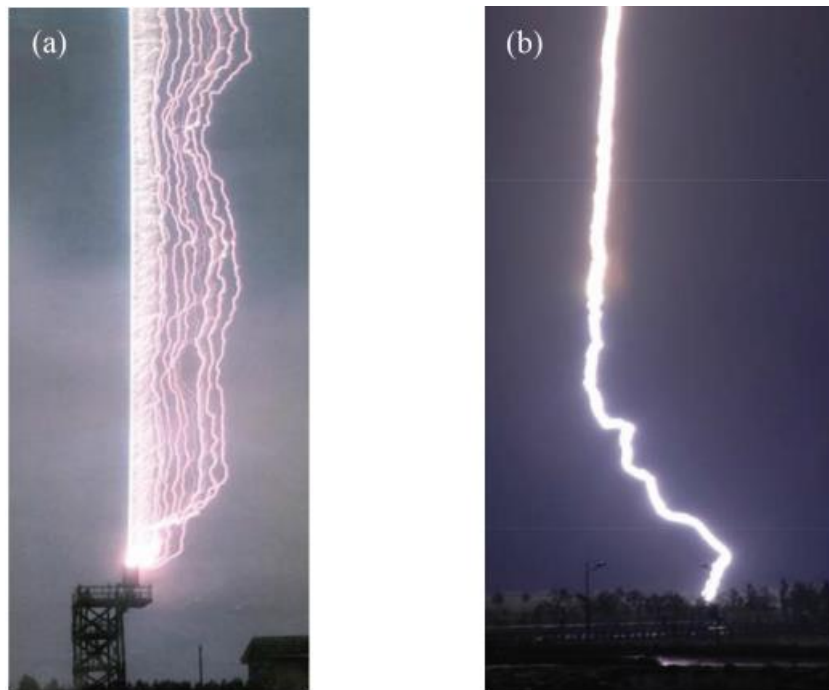
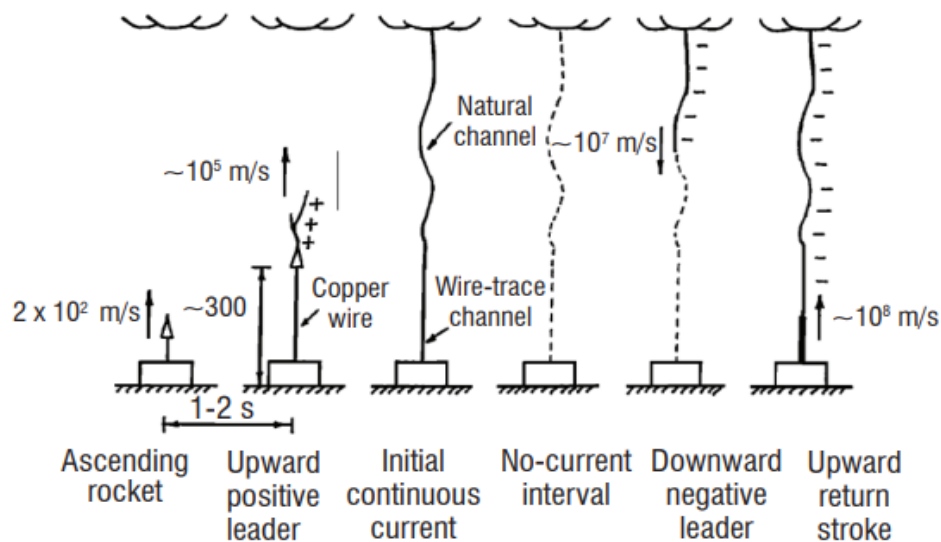


Figure I.9 Photographies d'un coup de foudre déclenché artificiellement par des fusées. **(a)** avec technique conventionnelle, Floride Amérique, [28], **(b)** avec technique d'altitude, dans SHATLE, Shandong Chine, [31].

➤ **Le déclenchement en altitude** [42] : Lorsque le fil atteint une altitude de plusieurs centaines de mètres, un processus de leader bidirectionnel se produit, impliquant un leader positif ascendant à l'extrémité du fil et un leader négatif descendant à la base du fil avec un léger décalage temporel. Lorsque le leader négatif se rapproche du sol, un leader positif de connexion se forme, provenant parfois des installations de déclenchement ou d'un court fil relié à la base du câble en Kevlar. La jonction de ces deux leaders donne lieu à un mini-retour d'éclair ou à un premier retour d'éclair, qui est généralement plus faible que les éclairs normaux en raison de sa courte distance de décharge et de sa source de charge différente. Ce mini-retour d'éclair ou premier retour d'éclair rattrape rapidement et renforce le leader positif ascendant. Les processus ultérieurs sont considérés comme analogues à ceux de la foudre déclenchée conventionnelle. La foudre déclenchée par la technique d'altitude a fourni des preuves optiques claires du développement du leader bidirectionnel. Les développements du leader ascendant et du leader descendant sont coordonnés en phase, émergeant respectivement des extrémités supérieure et inférieure du fil surélevé. La mesure du courant de la foudre déclenchée par altitude est généralement difficile en raison de l'indétermination de son point de mise à la terre. Dans ce cas, la mesure du champ magnétique à courte distance constitue une approche efficace pour récupérer le courant.



(a)

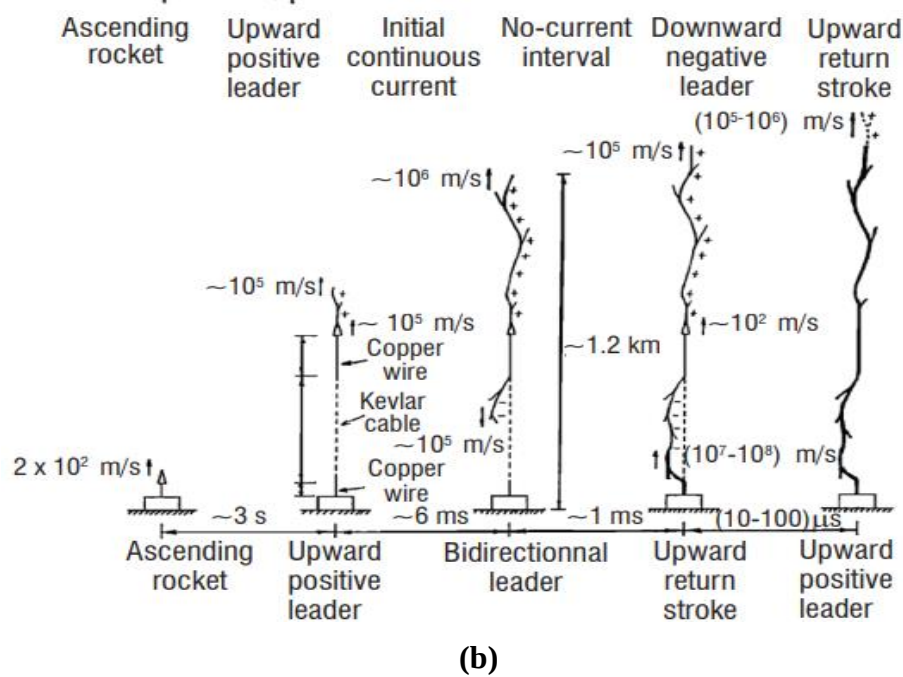


Figure I.10 Processus schématiques de la foudre déclenchée depuis l'ascension des fusées, sous des nuages chargés négativement : (a) technique de déclenchement conventionnelle, (b) technique de déclenchement par altitude [10].

I.4 Observations expérimentales concernant la décharge de la foudre

La décharge de la foudre présente plusieurs caractéristiques distinctives. Voici quelques-unes des principales caractéristiques de l'arc en retour :

I.4.1 Courant de l'arc en retour

Le courant d'arc en retour de la foudre, désigne le courant électrique qui circule dans le canal de foudre après le passage du courant principal lors d'une décharge de foudre. Il s'agit d'un courant transitoire qui peut présenter des caractéristiques variées en termes d'amplitude, de forme d'onde et de durée. Le courant d'arc en retour subséquent est généralement plus faible que le premier arc en retour, Il peut atteindre plusieurs milliers d'ampères, ce qui en fait un phénomène très puissant, mais avec temps de montée plus rapide. Il peut néanmoins causer des dommages aux équipements électriques et électroniques et représenter un risque pour la sécurité. La figure I.11 présente la distribution du courant à la base du canal de foudre. L'exploitation des tours élevées est parmi les techniques utilisées pour effectuer des mesures du courant de la foudre. La partie ci-dessous est consacrée à la présentation de quelques exemples de ces tours associées à la présentation des formes d'onde des courants obtenues.

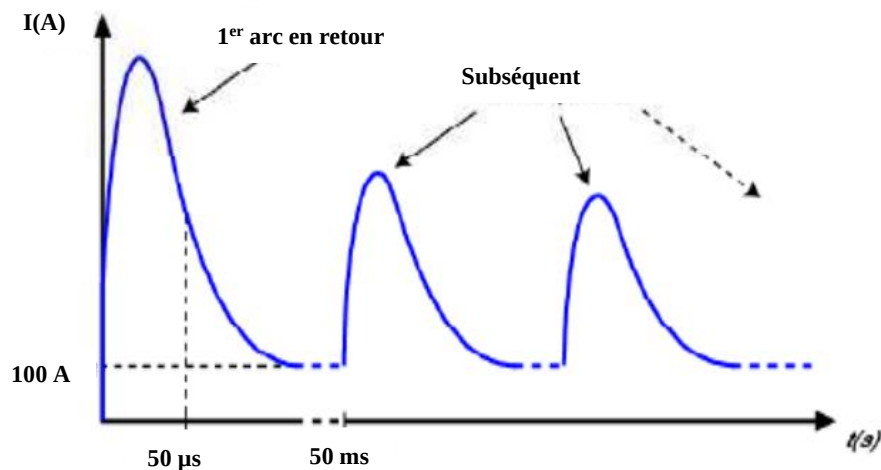


Figure I.11 Distribution du courant à la base du canal de foudre [43].

I.4.1.1 Petite tour (altitude inférieure à 100m)

La description la plus complète à ce jour des courants d'arc en retour de la foudre à la base du canal de foudre a été réalisée par *Berger* et ses collègues en Suisse à l'aide des tours instrumentées. Les courants ont été mesurés à l'aide de résistances placées au sommet de deux tours, mesurant respectivement 70 et 90 mètres de hauteur, au sommet du *Monte San Salvatore* à *Lugano*. Le sommet du *Monte San Salvatore* se situe à 914 mètres au-dessus du niveau de la mer et à 640 mètres au-dessus du niveau du lac de *Lugano*, situé à la base de la montagne. Les courants mesurés ont été enregistrés à l'aide d'oscilloscopes à cathode rayonique haute vitesse (installés en 1958) avec quatre faisceaux pour enregistrer les courants dans les deux tours, et deux déviations temporelles avec une résolution de 0,5 µs [44].

Résumé des données de Berger [5] : Les formes d'onde dans la figure I.12 correspondent à des arcs en retours typiques normalisés, tant pour les premiers arcs en retours que pour les arcs en retours subséquent, et sont présentées selon deux échelles de temps, pour les premiers arcs en retours et les arcs en retours subséquent. "a" correspond à une grande échelle (ligne solide) et "b" à une plus petite plage (lignes en pointillé). On peut observer, que le temps de montée le plus rapide est enregistré pour le courant d'arc en retour associé aux arcs subséquent.

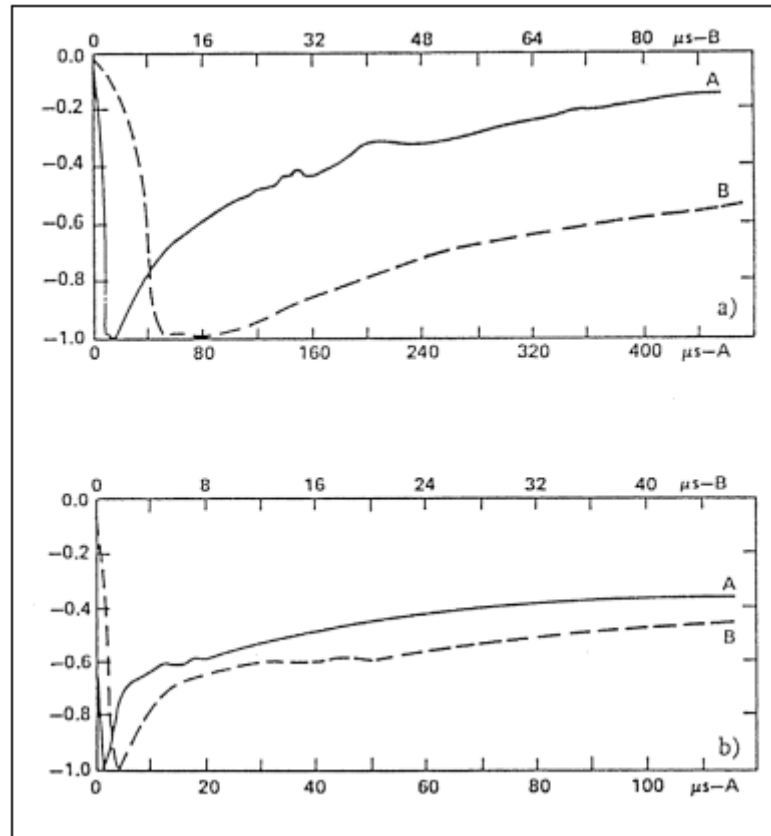


Figure I.12 Forme moyenne normalisée du courant des arcs en retour premier et subséquent
(a) premier arc en retour, (b) arc en retour subséquent [5].

I.4.1.2 Grande tour (altitude supérieure à 100m)

Les courants d'arc en retour de la foudre mesurés sur la tour *Ostankino* de *Moscou*, haute de 540 mètres, représentent les premières mesures de courants effectuées simultanément à trois emplacements différents de la tour. La tour était équipée de trois capteurs de courant à des altitudes de 533, 272 et 47 mètres au-dessus du niveau du sol, comme indiqué par [45]. Les observations des courants d'arc en retour de la foudre présentent des formes d'onde différentes aux trois points d'observation (Figure I.13). Les différences sont vraisemblablement dues aux réflexions produites aux discontinuités de la tour pendant la propagation initiale du courant de foudre.

Parmi les trois formes d'onde présentées dans la Figure I.13, nous pouvons observer que l'amplitude du courant la plus élevée apparaît au niveau du point d'observation le plus bas (environ 22 kA). Il semble qu'au niveau de la discontinuité entre le bas de la tour et l'impédance de mise à la terre, il y ait une réflexion positive du courant qui s'ajoute au premier arc en retour. Cette réflexion positive depuis le bas est clairement observable aux deux autres emplacements

quelques microsecondes plus tard. Le fait que l'amplitude maximale du courant mesuré à 533 m (8 kA) soit inférieure à celle mesurée 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 vers la terre.

Rakov [45] rapporte une valeur de crête médiane pour les courants mesurés à 47 et 533 m de 18 et 9 kA, respectivement. Il suggère que l'impédance effective de mise à la terre du pylône est bien inférieure à son impédance caractéristique et que celle-ci est sensiblement inférieure à l'impédance équivalente du canal de foudre [45].

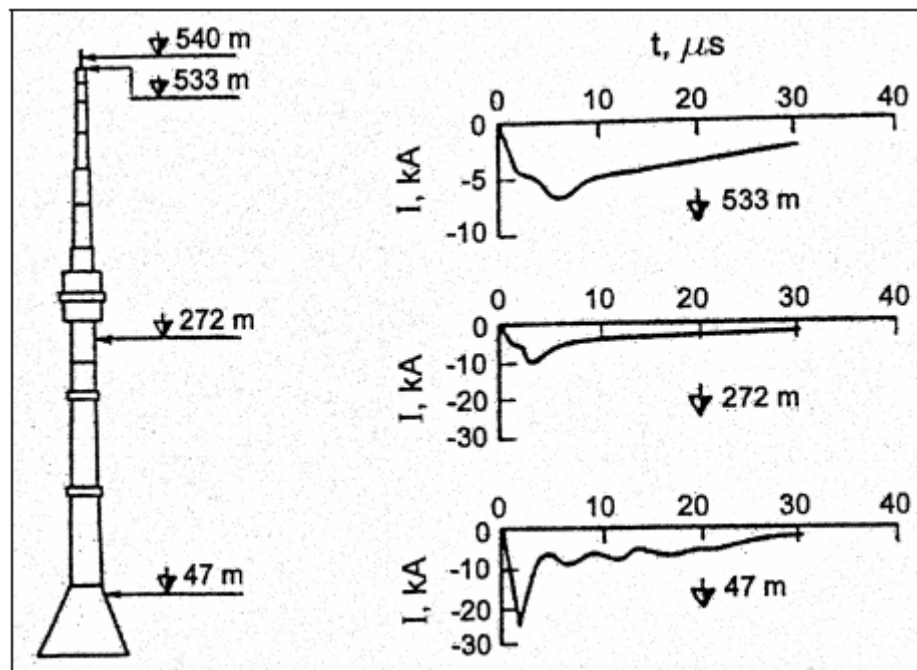


Figure I.13 Forme d'onde du courant d'arc en retour d'une foudre négative ascendante, enregistré à trois emplacements différents sur la tour Ostankino à Moscou [45].

Des études sur la foudre frappant la tour CN (haute de 553 mètres) à Toronto, au Canada, ont été réalisées et rapportées par le "Groupe d'études sur la foudre de la tour CN (CNTLSG)" depuis 1978 (par exemple : [46][47][48][49]. Les courants d'arc en retour de la foudre frappant la tour CN sont mesurés par deux bobines *Rogowski* inductives situées à 509 et 474 mètres de hauteur ; ainsi que leurs champs électriques verticaux et magnétiques horizontaux associés à une distance de 2 km. La figure I.14 montre l'emplacement des capteurs de courant dans la tour ainsi que la géométrie complexe de la tour.

Un exemple de courant d'arc en retour de la foudre observé à la tour CN en 1999 est présenté dans la figure I.15. Les courants d'arc en retour de la foudre et les dérivées de courant observés à

la tour CN ont été trouvés pour présenter des réflexions multiples produites aux discontinuités de la tour. Les courants et dérivées de courant observés sont donc "contaminés" par ces réflexions. Les réflexions aux bornes inférieure et supérieure de la tour CN sont clairement discernables dans la forme d'onde de la dérivée de courant présentée dans la figure I.16 pour un arc en retour de la foudre enregistré en 1999. Une étude plus complète des réflexions produites dans les données de la tour CN a été présentée par *Shostak* et ses collaborateurs (voir [51][52][53][54][55]).

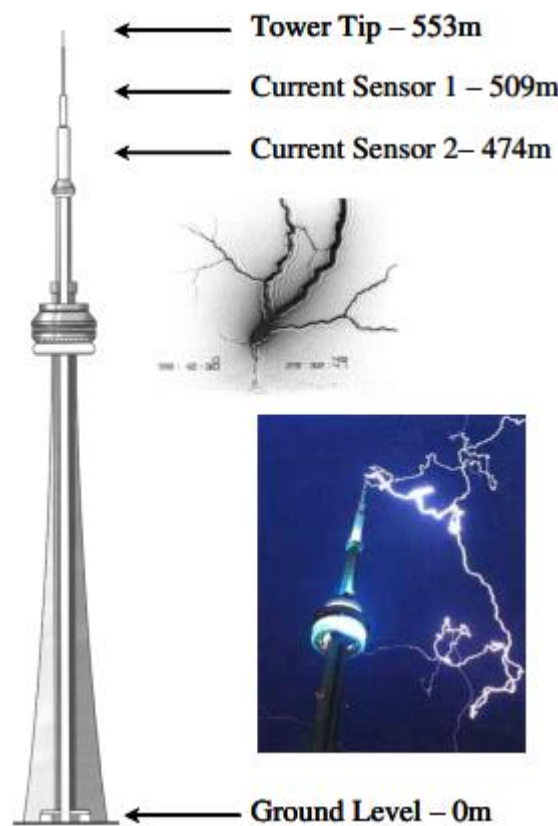


Figure I.14 Exemple de mesure de courant de foudre en utilisant une tour instrumentée. Tour CN à Toronto au Canada [50].

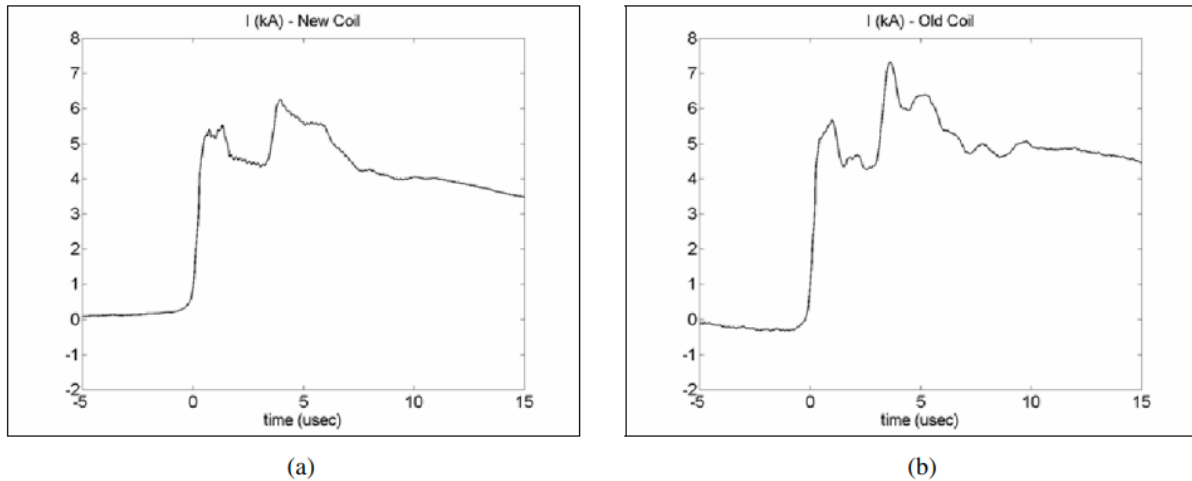


Figure I.15 Courant d'arc en retour observé à (a) 509 m (b) 474 m de hauteur sur la tour CN Toronto, Canada [56].

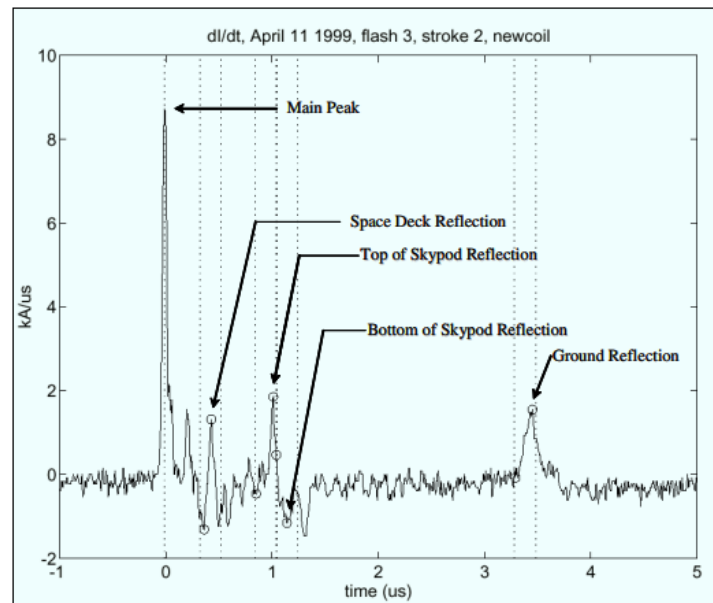


Figure I.16 Dérivé du courant d'arc en retour observé à 509 m de hauteur de la tour CN Canada, Toronto [56].

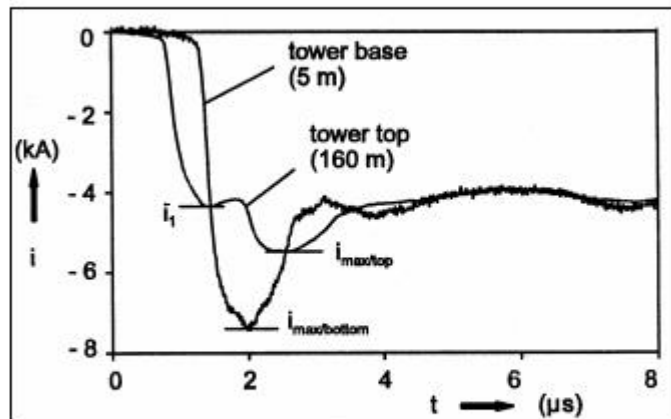
La tour de Peissenberg ayant une hauteur de 168 mètres, située sur une crête à 250 mètres au-dessus du terrain dégagé environnant et à 950 mètres au-dessus du niveau de la mer, près de Munich en Allemagne, a été utilisée de 1978 à 1999 pour étudier les courants de foudre et leurs champs électromagnétiques associés [57]. La tour était équipée de deux systèmes de mesure de courant installés à environ 167 mètres et 13 mètres de hauteur. Ces systèmes étaient capables de mesurer les courants d'arc en retour et leurs dérivées. Pendant la période d'exploitation de la tour, un seul éclair de type négatif descendant (foudre nuage-sol) a été enregistré par le système. La

majorité des éclairs enregistrés à la tour de Peissenberg étaient produits par des éclairs ascendants (foudre sol-nuage), de polarité négative ou positive. La figure I.17-a montre une photographie de la tour de Peissenberg et la figure I.17-b présente les courbes des courants d'arc en retour mesurés simultanément en bas et en haut de la tour, où l'on peut clairement distinguer la "contamination" du courant par les réflexions multiples du courant entre le sommet et la base de la tour.

Les formes d'ondes de courant présentées dans la figure I.17-b montrent une valeur du courant la plus élevée est observé à la base de la tour.



(a)



(b)

Figure I.17 (a) La tour Peissenberg, (b) Courant mesuré au sommet et à la base de la tour [50].

I.4.1.3 Durée de l'arc en retour

L'arc en retour est de courte durée, généralement de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes à quelques millisecondes. Cependant, il peut y avoir plusieurs arcs en retour successifs.

L'un des premiers efforts importants visant à caractériser les vitesses des arcs en retour de la foudre a été réalisé par *Idone et ses collègues* dans les années 1970 [58]. Ces chercheurs ont mesuré la vitesse des arcs en retour associée à 63 événements en utilisant des techniques photographiques bidimensionnelles à haute vitesse. Les conclusions les plus importantes de leurs observations sont les suivantes [58] :

- La vitesse des arcs en retour diminue avec l'altitude à l'échelle d'un kilomètre.
- Les arcs en retour subséquent se caractérisent par des valeurs de vitesse plus élevées par rapport aux premiers arcs en retour. Les valeurs moyennes pour les vitesses des 17 premiers arcs en retour et des 43 arcs en retour subséquent étaient respectivement de $9,6 \times 10^7$ m/s pour les premiers arcs en retour et de $1,2 \times 10^8$ m/s pour les arcs en retour subséquent.

I.4.2 Champ électromagnétique rayonné à distance

I.4.2.1 Mesures à des distances de 1 km et au-delà

De nombreux groupes de recherche ont rapporté des changements de champ électrique vertical et de la densité de flux magnétique horizontal sur une échelle de temps de la microseconde et de la sous-microseconde à des distances supérieures à 1 km. Les figures I.18 et I.19 présentent la caractérisation réalisée par [59], pour les formes d'onde du champ électrique (E-Field) et du champ magnétique (H-Field) en fonction de la distance, pour le premier arc en retour et l'arc en retour subséquent. Les formes d'onde présentées sur les figures I.18 et I.19 correspondent aux champs mesurés de 1 à 200 km.

Il est possible de constater que pour des distances de quelques kilomètres :

- L'intensité du champ électrique vertical est, après les premières dizaines de microsecondes, dominée par la composante électrostatique du champ électrique total, la seule composante du champ qui n'est pas nulle une fois que le courant de l'arc en retour a cessé de circuler.
- Le champ magnétique horizontal (azimutal), aux mêmes moments, est dominé par la composante magnétostatique du champ magnétique total, la composante qui produit les pics du champ magnétique (illustrés dans la figure I.18).

La valeur moyenne du pic initial du champ électrique, normalisée à 100 km, est généralement comprise entre 6 et 8 V/m pour les premiers arcs en retour et entre 4 et 6 V/m pour le courant d'arc en retour subséquent. Ces valeurs peuvent être utilisées comme indicateur pour l'étalonnage ou la sélection des niveaux de seuil dans les mesures de champ expérimentales. Cependant, des facteurs externes supplémentaires, tels que la conductivité du sol de la région, peuvent atténuer les champs en raison de la propagation le long d'une surface non parfaitement conductrice. La présence d'objets élevés peut également renforcer les champs électromagnétiques [59].

D'autres caractéristiques des champs électriques et magnétiques ont été étudiées et mesurées lors de différentes campagnes expérimentales à travers le monde. Pour plus de détails, veuillez-vous référer à [60]. Par exemple, le temps de passage par zéro des champs mesurés à distance (Figure I.19) semble varier de manière significative en fonction des conditions météorologiques, d'environ $50 \mu\text{s}$ pour les mesures des premiers arcs en retour réalisées en Floride et en Suède, et de $90 \mu\text{s}$ pour les mesures des premiers arcs en retour réalisées au Sri Lanka. Cependant, les arcs en retour subséquent présentent une valeur moyenne similaire d'environ $40 \mu\text{s}$ dans les trois régions [61].

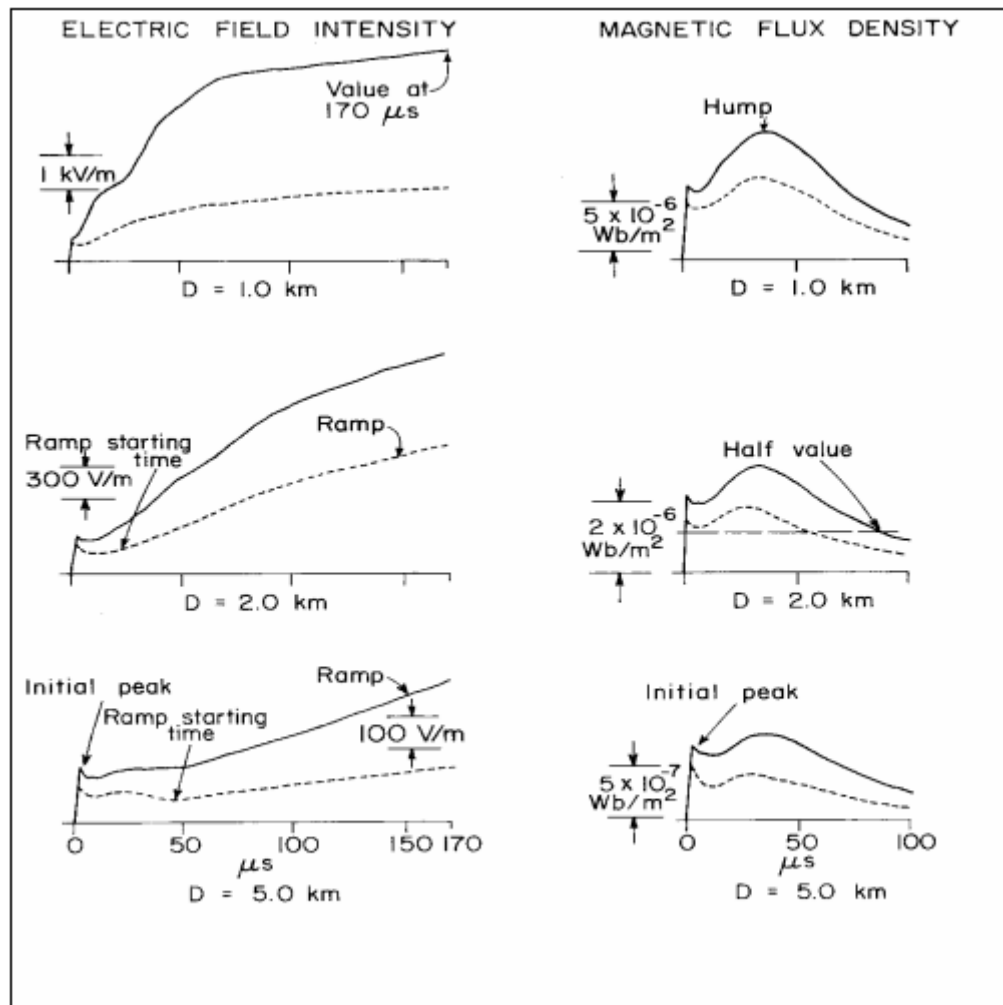


Figure I.18 Intensité du champ électrique vertical et densité de flux magnétique azimuthal pour le premier arc en retour (ligne solide) et l'arc en retour subséquent (ligne pointillée) à des distances de 1, 2 et 5 km [59].

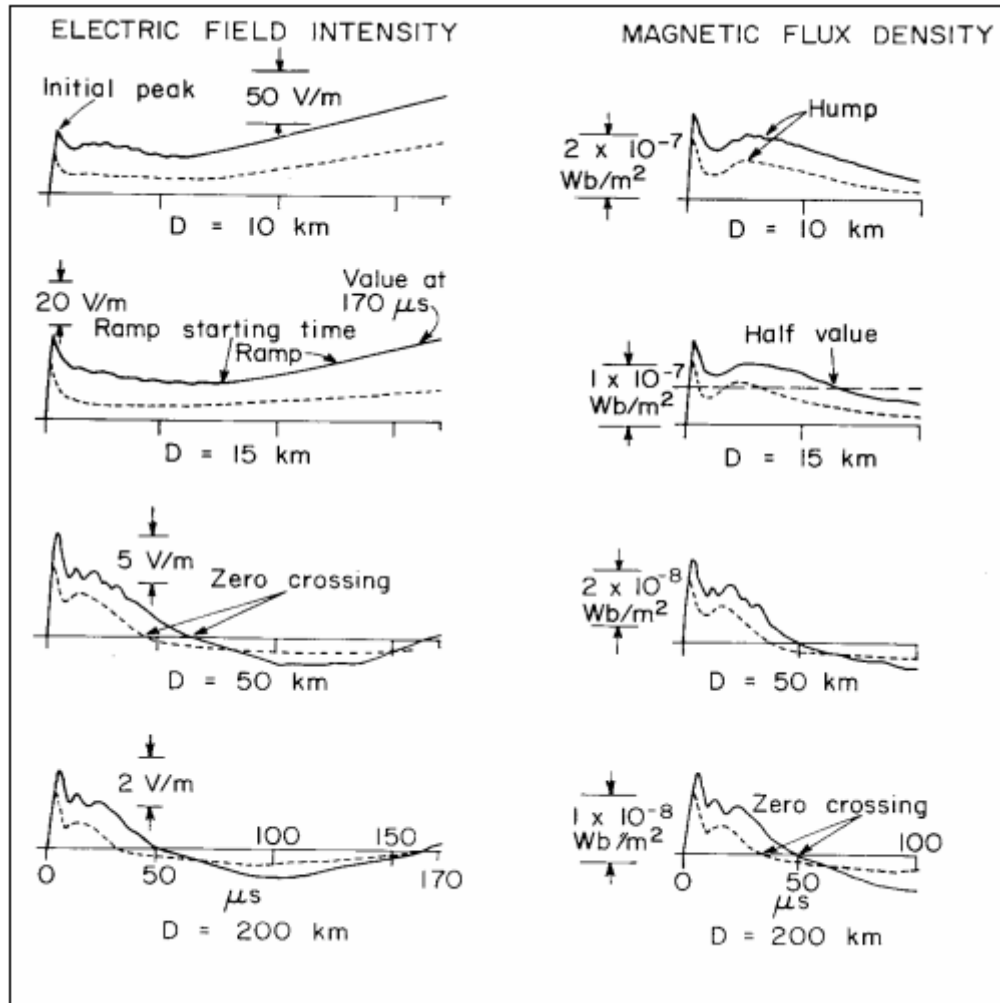


Figure I.19 Intensité du champ électrique vertical et densité de flux magnétique horizontal pour le premier arc en retour (ligne solide) et l'arc en retour subséquent (ligne pointillée) à des distances de 10, 15, 50 et 200 km (Adapté de [59]).

I.4.2.2 Mesures à des distances inférieures à 1 km

Des mesures de champ à courte distance (inférieure à 1 km) ont été réalisées à l'aide de la foudre déclenchée artificiellement. La forme d'onde du champ électrique à 30 m et 500 m de la foudre déclenchée en Floride a été caractérisée et présentée dans [62]. Sur la figure I.20, nous montrons une représentation schématique des campagnes expérimentales menées au Centre Spatial Kennedy de la NASA (KSC). Quelques échantillons de données enregistrées en 1986 (champ électrique à 500 m) et en 1991 (champ électrique à 30 m) sont présentés sur les figures I.21 et I.22, respectivement.

Rubinstein [62] a analysé 40 formes d'onde de champ électrique à 500 m et 8 formes d'onde de champ électrique à 30 m. Il a été constaté que les formes d'onde ayant des formes en V asymétriques, où le bas du V est associé à la transition entre le premier arc en retour (le front de l'impulsion) et l'arc en retour subséquent (le bord arrière de l'impulsion) [62] [63].

La figure I.21 présente une durée d'environ 800 μs pour inclure une partie du comportement du champ électrique produit par la foudre. Cette durée est plus longue que celle généralement utilisée pour représenter la combinaison de l'arc en retour de la foudre.

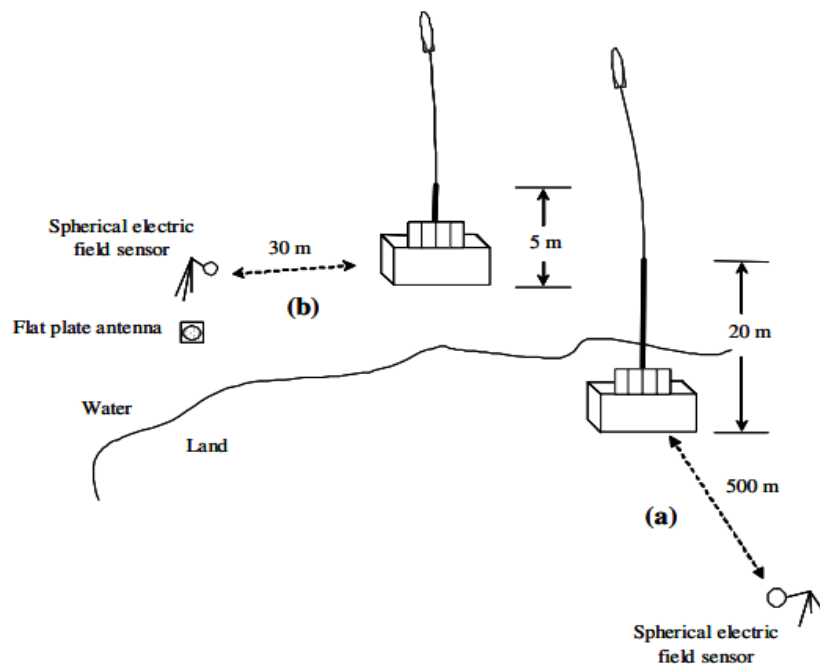


Figure I.20 Sites expérimentaux pour les mesures électriques verticales à (a) 500 m en 1986 et (b) 30 m en 1991 (Adapté de [62]).

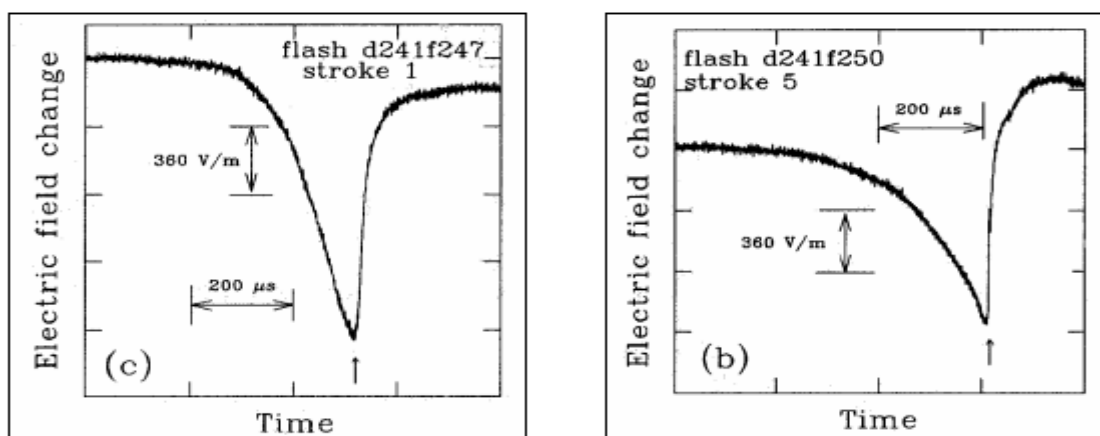


Figure I.21 Champs électriques verticaux pour les séquences d'arc en retour mesurés à 500 m en 1986. Les flèches marquent le début supposé d'arc en retour (Adapté de [62]).

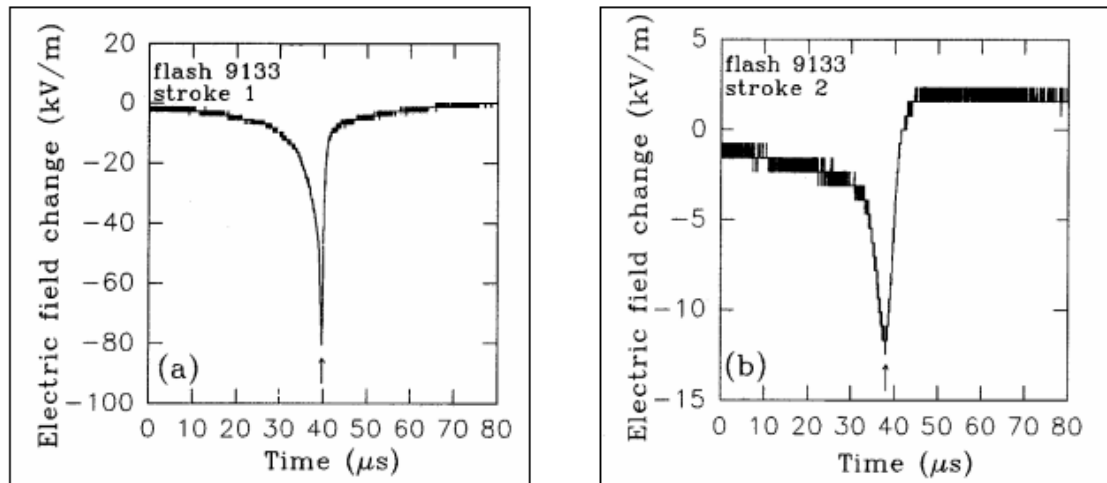


Figure I.22 Champs électriques verticaux pour les séquences d’arc en retour mesurés à 30 m en 1991. Les flèches marquent le début supposé d’arc en retour (Adapté de [62]).

I.5 Impact de la foudre sur les lignes aérienne

La foudre peut avoir plusieurs effets sur les lignes aériennes, notamment :

a/ Surtensions : Lorsqu'un éclair frappe une ligne aérienne, il peut créer des surtensions qui se propagent le long de la ligne. Ces surtensions peuvent endommager les équipements électriques connectés à la ligne, tels que les transformateurs, les disjoncteurs, les isolateurs, etc.

b/ Courants de foudre : Lorsqu'un éclair frappe une ligne aérienne, il peut induire des courants de foudre importants dans la ligne. Ces courants peuvent endommager les conducteurs de la ligne, provoquer des arcs électriques et causer des pannes du système électrique.

c/ Effets thermiques : Lorsque l'énergie de l'éclair est dissipée dans la ligne aérienne, elle peut générer une chaleur intense à cause de la circulation du courant élevé dans la ligne. Cette chaleur peut endommager les composants de la ligne, tels que les isolateurs, les supports de lignes, les câbles, etc.

d/ Effets électromagnétiques : L'éclair produit un champ électromagnétique intense qui peut induire des courants et des tensions dans les lignes aériennes voisines. Cela peut entraîner des surtensions induites à travers le couplage entre le champ EM et les lignes aériennes ou souterraines des perturbations électromagnétiques et des interférences avec d'autres équipements électriques.

Pour atténuer les effets de la foudre sur les lignes aériennes, plusieurs mesures de protection sont mises en place, telles que l'utilisation de parafoudres, de dispositifs de mise à la terre, d'isolateurs appropriés et de techniques de conception de lignes résistantes à la foudre.

I.5.1 Coup de foudre direct

Lorsqu'un conducteur d'une ligne aérienne est frappé par la foudre (Figure I.23), il se produit un phénomène similaire à l'injection d'un courant dans le conducteur, connu sous le nom d'arc en retour. Ce courant se propage dans les deux directions à partir du point d'impact le long du conducteur qui présente une impédance d'onde Z de valeur comprise entre 300 et 500 Ω . Selon les lois de propagation des ondes électromagnétiques, toute onde de courant est accompagnée d'une onde de tension, et vice versa [64][65].

Dans le cas d'une foudre directe sur un conducteur d'une ligne aérienne, les courants de foudre étant très intenses, l'onde de tension associée se caractérise par des amplitudes considérables, de l'ordre de plusieurs mégas de volts (MV).

$$U(t) = Z \frac{I(t)}{2} \quad (\text{I.1})$$

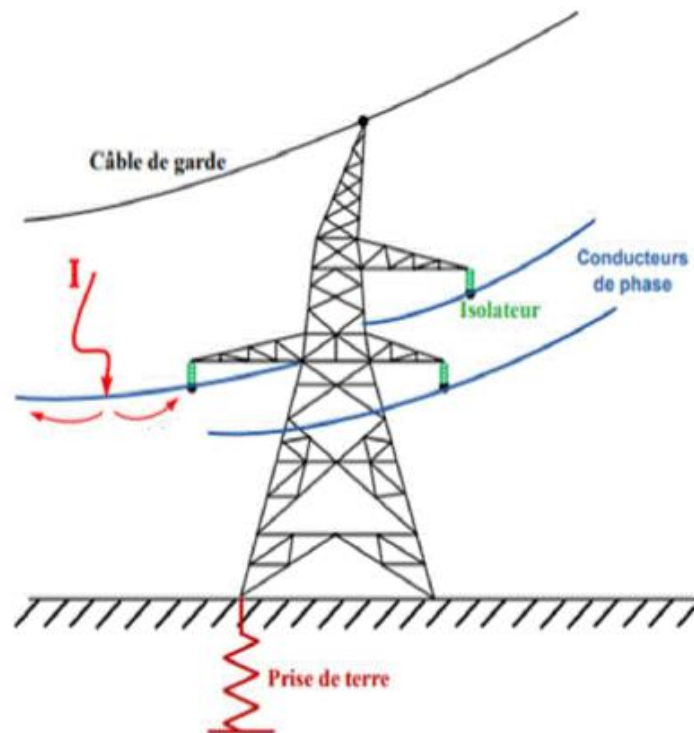


Figure I.23 Coup de foudre direct sur un conducteur de phase d'une ligne électrique

Au niveau des pylônes, la tension croît et se propage :

- **En onde pleine en atteignant sa valeur maximale :**

$$U_{MAX} = Z \frac{I_{MAX}}{2} \quad (I.2)$$

Lorsque :

$$Z \frac{I_{MAX}}{2} < U_a \quad (I.3)$$

Avec U_a est la tension d'amorçage à l'onde de choc de la chaîne d'isolateurs ou des éventuels éclateurs de protection, elle est sensiblement proportionnelle à la longueur de la distance dans l'air (500 KV par m), et doit tenir compte d'un retard à l'amorçage pour les fronts très raides.

- **En onde coupée à la tension d'amorçage lorsque :**

$$Z \frac{I_{MAX}}{2} > U_a \quad (I.4)$$

La valeur limite du courant de foudre au-delà de laquelle il y a amorçage, donc interruption de service, est appelée courant critique I_c dont la forme mathématique est la suivante :

$$I_c = \frac{2 * U_a}{Z} \quad (I.5)$$

Au cours des dernières années, la question de la protection des réseaux électriques contre la foudre a été examinée de manière approfondie en raison de la sensibilité des équipements et de la demande croissante des clients en matière de qualité de service fournie pour la clientèle.

La protection des lignes de transmission contre les coups de foudre directs est réalisée en utilisant des câbles de garde qui sont installés au-dessus des conducteurs de phase et reliés directement à la terre à chaque pylône.

Lorsqu'un coup de foudre frappe un pylône ou un câble de garde (Figure I.24), le courant s'écoule vers la terre à travers la structure métallique du pylône, ce qui entraîne une élévation de potentiel de celui-ci. L'ampleur de cette surtension dépend de la résistance de la mise à la terre du pylône.

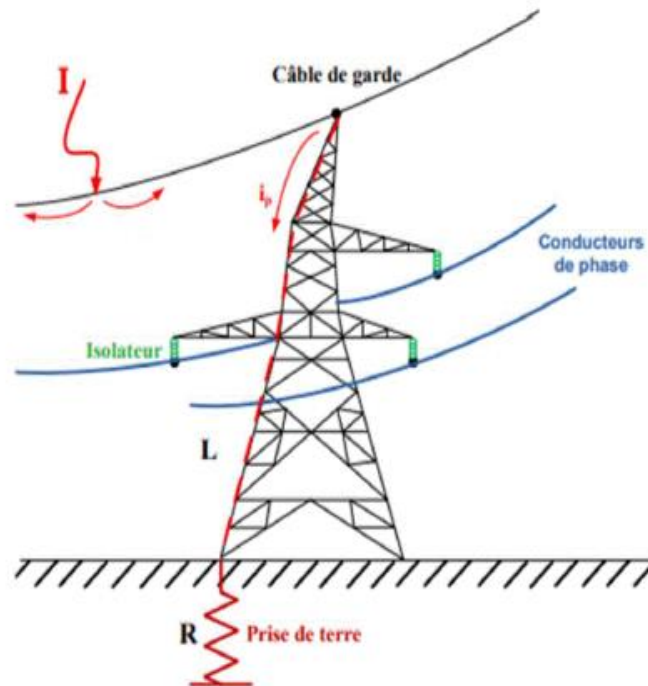


Figure I.24 coupe de foudre direct sur un câble de garde d'une ligne électrique

La figure I.25 illustre un exemple de surtension générée par un arc de foudre situé à une distance de 600 mètres de la ligne. Cet exemple met en évidence les caractéristiques générales des surtensions résultant d'un coup de foudre direct, avec la présence de plusieurs pics suivis d'une impulsion de tension de forme régulière.

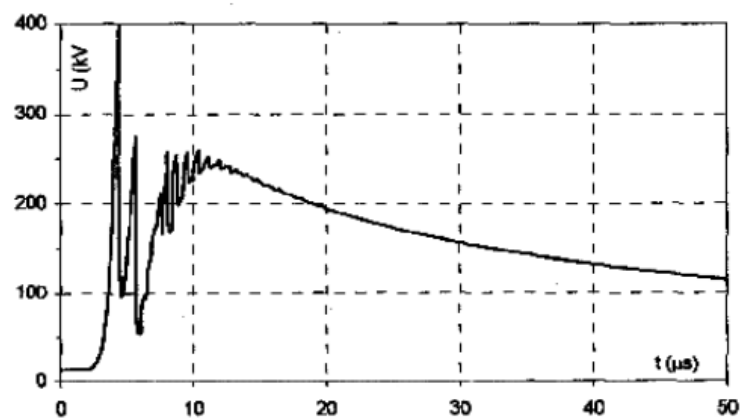


Figure I.25 Exemple surtension typique due à un arc de foudre direct sur une ligne MT [64]

Le processus de génération des surtensions sur les lignes aériennes basse tension diffère quelque peu de celui des lignes moyenne tension. En effet, les lignes basse tension sont souvent dotées de conducteurs neutres, reliés à la terre tous les 50 à 500 mètres. De plus, la tension de tenue face à

l'impulsion de foudre entre les phases ou entre la phase et le neutre est nettement inférieure à celle des lignes moyenne tension.

La surtension est approximativement égale au courant de foudre multiplié par l'impédance de la mise à la terre. Cela signifie que l'amplitude des surtensions résultant d'un coup de foudre direct sur les lignes basse tension est inférieure à celles observées sur les lignes moyenne tension.

La probabilité d'un coup de foudre direct sur les lignes basse tension est généralement faible. De plus, les amplitudes des surtensions produites sur ces lignes sont relativement faibles. Cela s'explique par la présence de bâtiments, de maisons, d'arbres, etc., qui protègent partiellement les lignes basse tension. Toutefois, ces surtensions restent nettement supérieures au niveau d'isolation des appareils connectés à la ligne, qui est généralement de l'ordre de quelques kilovolts pour les appareils domestiques.

I.5.2 Coup de foudre indirect

Un coup de foudre indirect se produit lorsqu'un arc frappe le sol ou une structure à proximité d'une ligne électrique, avec une amplitude pouvant dépasser la tension de tenue de l'isolation. Contrairement à un coup de foudre direct, la présence d'un conducteur neutre ou d'un câble de garde peut avoir une influence significative sur les surtensions induites qui en résultent [64] [65].

La coordination efficace de l'isolement repose sur une compréhension approfondie des paramètres des surtensions produites, tels que leur amplitude et leur énergie. Les surtensions générées par les coups de foudre directs et indirects se manifestent de manière différente et elles sont variables. Ainsi, il est essentiel de disposer d'une base de données solide sur les événements de foudre et les surtensions qui en résultent, afin de garantir une protection efficace contre les effets de ce phénomène.

Dans la figure I.26 nous présentons les formes d'onde du courant de foudre mesurées à la base du canal ainsi que des surtensions induites [64].

L'induction qui se produit dans les lignes BT suit le même mécanisme que celui observé dans les lignes MT. Cependant, en raison de la présence du conducteur neutre relié à la terre à des intervalles réguliers, les surtensions induites sur les lignes BT sont généralement plus faibles que celles observées dans les lignes MT [64].

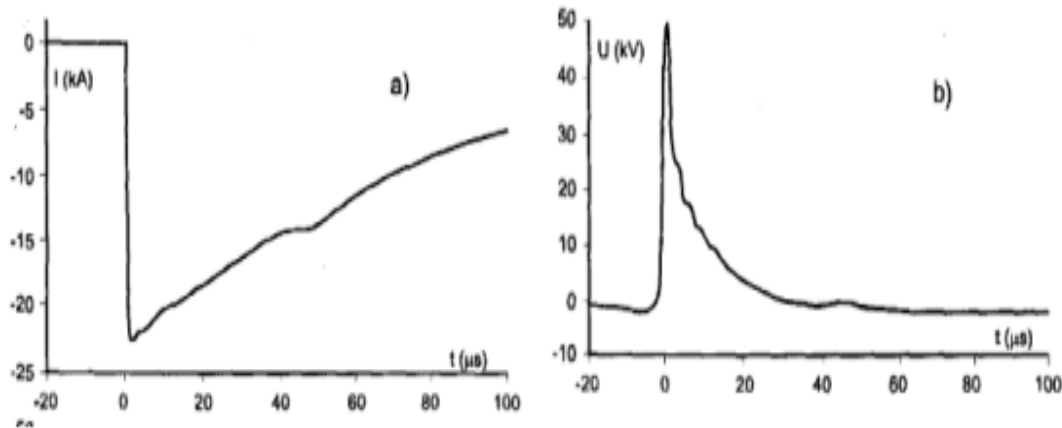


Figure I.26(a) courant mesuré à la base du canal de foudre [64].

(b) surtensions induites sur la ligne.

Les tensions induites sur les conducteurs reliés à la terre sont limitées par le réseau de mise à la terre. La valeur maximale de la tension induite se situe au milieu de la boucle (l'intervalle entre deux liaisons de terre) et diminue le long de la boucle (généralement d'une longueur comprise entre 50 et 500 m). Cela signifie que ces surtensions ont un impact presque négligeable sur l'isolation de la ligne BT, mais peuvent avoir un effet significatif sur les appareils domestiques connectés au réseau BT.

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une description de la phénoménologie de la foudre, suivie par les principales caractéristiques de trois sites qui déclenchaient la foudre artificiellement mettant en évidence les méthodes et les principes de déclenchement de foudre.

La présence de réflexions multiples au sommet et à la base des tours instrumentées entraîne une contamination du courant mesuré. Ces dernières années, les chercheurs se sont concentrés sur ce problème en vue d'extraire le courant réel qui est injecté à la fois dans le canal de foudre et au sommet de la tour, à partir du courant mesuré. Nous avons également présenté les formes d'ondes des courants obtenues à l'aide des mesures expérimentales et les composantes des champs électriques et magnétiques proches et lointains. En général, la foudre est un phénomène naturel qui peut avoir des impacts importants sur les réseaux électriques. Il est donc crucial de prendre des mesures pour minimiser les risques d'impact de la foudre sur les réseaux électriques afin d'assurer une alimentation électrique stable et fiable. L'objet du prochain chapitre est la modélisation de du courant à la base du canal de foudre et leur distribution sur un objet élevé.

Modélisation et simulation du courant de la foudre

II.1 Introduction

Dans les études consacrées au couplage des perturbations électromagnétiques émises par la foudre avec les divers systèmes électriques, électroniques et de télécommunication, il est essentiel d'analyser et d'évaluer la source de ces perturbations. Les signaux perturbateurs sont générés par la propagation du courant d'arc en retour le long du canal de la foudre. Dans ce chapitre, nous abordons la modélisation de ce phénomène, en nous basant sur la connaissance du courant à la base du canal de la foudre, ainsi que sa distribution spatiotemporelle le long du canal de la foudre.

L'interaction de la foudre avec des objets élevés, comme les tours, a été l'objet de nombreuses recherches. Ces objets élevés peuvent non seulement modifier le courant mesuré de l'arc en retour, mais aussi influencer les champs électromagnétiques associés à ce courant.

Nous commencerons par la présentation des différents modèles de courant à la base du canal de la foudre. Ensuite, nous aborderons les modèles du courant de foudre traversant le canal de la foudre, en mettant l'accent sur la phase d'arc en retour, qui est la phase la plus redoutable du processus de la foudre.

Nous étudierons également la distribution spatiotemporelle du courant en présence d'une tour et examinerons l'effet de cette dernière sur la forme et l'amplitude du courant. Enfin, nous conclurons ce chapitre par une présentation des modèles électromagnétiques dédiés à la représentation de la propagation du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre.

II.2 Modélisation du courant à la base du canal de foudre

La compréhension du phénomène physique de la foudre requiert la recherche d'un modèle mathématique capable de représenter les différentes facettes de l'onde de foudre. Ainsi, les chercheurs se sont intéressés à la phase de la modélisation, qui englobe la représentation mathématique du courant à la base du canal de la foudre, la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre et le long de l'objet élevé (tour, antenne de télécommunication, pylône de l'électricité ...) ainsi que la modélisation du champ électromagnétique généré par la foudre.

Différentes expressions analytiques sont utilisées dans la littérature pour simuler l'allure du courant à la base du canal de foudre. Dans ce qui suit, nous citons ses expressions.

II.2.1 Modèle bi-exponentiel

La formule bi-exponentiel est la plus utilisée dans la littérature [8] [66] à cause de sa simplicité et c'est la première expression adoptée. Ce modèle est utilisé pour représenter le premier arc en retour et l'arc en retour subséquent par les équations suivantes, respectivement :

Premier arc en retour :

$$i(0,t) = I_0 (\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)) \quad (\text{II.1})$$

Arc en retour subséquent :

$$i_s(0,t) = I_0/2 (\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)) \quad (\text{II.2})$$

Où :

I_0 : désigne l'amplitude du courant de foudre.

α : est l'inverse du temps de montée de l'impulsion du courant de foudre.

β : est l'inverse de la durée de l'impulsion du courant de foudre.

Dennis et *Pierce* ont proposé ces paramètres qui sont estimées à partir des mesures [67] :

 1^{er} arc en retour: $I_0 = 30\text{kA}$, $\alpha = 2.10^4\text{S}^{-1}$, $\beta = 2.10^5\text{S}^{-1}$

 Arc en retour subséquent : $I_0 = 10\text{kA}$, $\alpha = 1,4.10^4\text{S}^{-1}$, $\beta = 6.10^6\text{S}^{-1}$

Le modèle d'arc en retour subséquent a été modifié par *Cianos* et *Pierce* qui ont l'associé une 2^{ème} exponentiel [67]. Aussi ce modèle était utilisé par *Nucci et al.*[68]. La formule mathématique de cette expression est la suivante :

$$I(0,t) = i_1(0,t) + i_2(0,t) \quad (\text{II.3})$$

Avec :

$$i_1(0,t) = I_{01} * (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{II.4})$$

$$i_2(0,t) = I_{02} * (e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (\text{II.5})$$

I_{01} : Amplitude de courant i_1

α : Inverse du temps de montée de l'impulsion du courant i_1

β : Inverse de la durée de l'impulsion du courant i_1

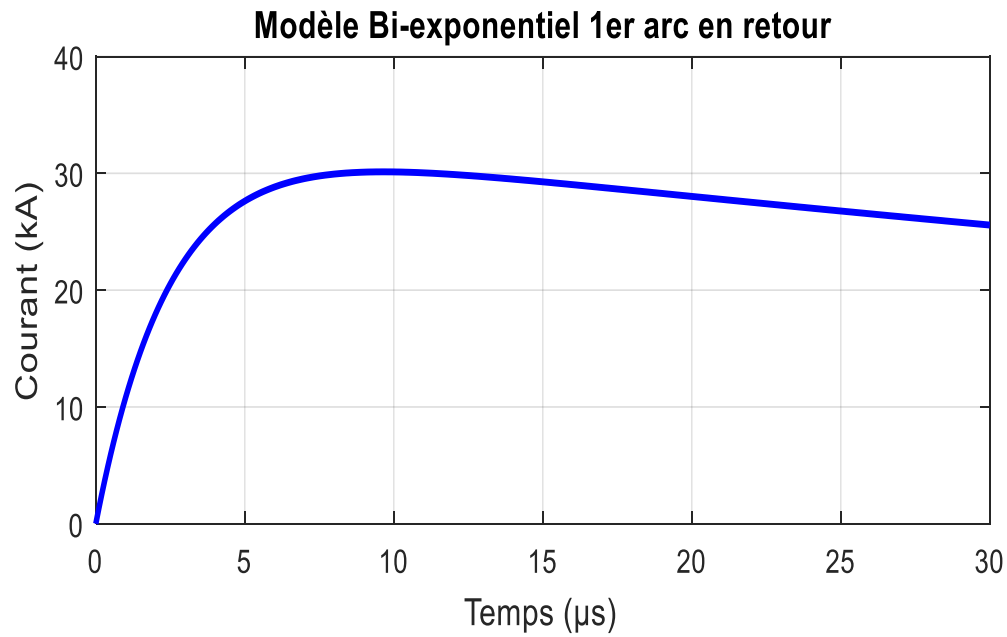
Les mêmes définitions pour les variables associées au courant i_2 .

Les paramètres ont été définis de manière à reproduire le plus proche possible les courbes expérimentales, ils sont présentés dans le tableau ci-dessous (Tableau II.1) et ils sont liés au temps de monter, la valeur crête et l'impulsion du courant. Ces derniers ont été utilisés par *Berger et al.* et publiés dans la référence [5].

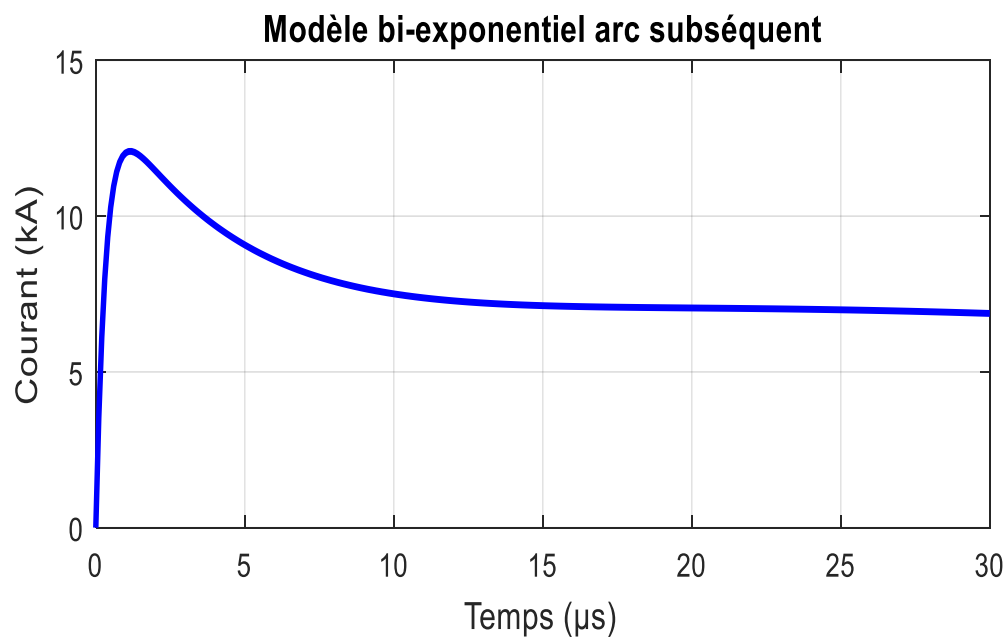
Tableau II.1 : Paramètres des fonctions exponentielles simulant le courant de foudre à la base du canal [68]

Type d'arc	I_{01} (kA)	α (s^{-1})	β (s^{-1})	I_{02} (kA)	γ (s^{-1})	δ (s^{-1})
Premier arc en retour	33.7	$9.2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$	-	-	-
Arc en retour subséquent	14.3	$18 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^6$	10	10^4	$9.4 \cdot 10^4$

La figure II-1 présente les formes d'ondes normalisées du courant à la base du canal de foudre obtenue par la mise en œuvre numérique de la formule bi-exponentielle. La figure II-1-(a) illustre les variations temporelles du courant à la base du canal pour le premier arc en retour obtenues en utilisant l'équation (II.4) associée aux paramètres signalés sur le tableau (II.1) en deuxième ligne. La forme d'onde des variations temporelle du courant de l'arc en retour subséquent calculé à la base du canal à l'aide de l'équation (II.3) et en utilisant les paramètres consignés dans la troisième ligne du tableau (II.1) est tracée sur la figure II-1-(b). Selon les résultats obtenus il est remarqué que les ondes de courant sont sous la forme d'une impulsion qui se progresse d'une valeur nulle jusqu'à une valeur maximale et puis elle s'atténue sous une forme exponentielle. En plus, le courant à la base du canal de la foudre pour l'arc en retour subséquent est caractérisé par un temps de montée plus petit que celui obtenu pour le premier arc en retour. Ainsi, l'amplitude maximale du courant de l'arc en retour subséquent est inférieure que celle obtenue pour le premier arc en retour.



(a)



(b)

Figure II-1 : Formes d'onde des variations temporelles du courant à la base du canal selon le modèle bi-exponentiel :

(a) Premier arc en retour

(b) Arc en retour subséquent

II.2.2 Modèle d'Heidler

Une autre expression pour obtenir le courant à la base du canal de foudre, proche de celle mesuré lors des campagnes expérimentales, a été présentée par *Heidler* en 1985. Cette expression est donnée par l'équation suivante [11][69] :

$$i_1(t) = \frac{I_{01}}{\eta} \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (\text{II.6})$$

Avec :

I_1 : Amplitude maximale du courant i_1 ;

τ_1 : Temps de montée du courant i_1 ;

τ_2 : Durée de l'impulsion de i_1 ;

n : Nombre entier compris dans l'intervalle [2.....10].

$$\eta = \exp\left[-\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) \left(n \cdot \frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{\frac{1}{n}}\right] \quad (\text{II.7})$$

D'après plusieurs travaux. Une somme de deux équations d'*Heidler* a été utilisée, pour obtenir une meilleure onde de courant à la base du canal de foudre. En effet, cette modélisation permet de bien représenter le pic de courant d'arc de retour subséquent.

L'équation ci-dessous montre la somme de deux équations :

$$I(0, t) = i_1(t) + i_2(t) \quad (\text{II.8})$$

Où :

$$i_1(t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{11}}\right)^{n_1}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{12}}\right) \quad (\text{II.9})$$

$$i_2(t) = \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{21}}\right)^{n_2}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{22}}\right) \quad (\text{II.10})$$

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

$$\eta_2 = \exp \left[- \left(\frac{\tau_{21}}{\tau_{22}} \right) \left(n_2 \cdot \frac{\tau_{22}}{\tau_{21}} \right)^{\frac{1}{n_2}} \right] \quad (\text{II.12})$$

La forme générale de la somme de deux équations s'écrit comme suite :

$$I(0, t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{11}} \right)^{n_1}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{11}} \right)^{n_1}} \exp \left(- \frac{t}{\tau_{12}} \right) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{\left(\frac{t}{\tau_{21}} \right)^{n_2}}{1 + \left(\frac{t}{\tau_{21}} \right)^{n_2}} \exp \left(- \frac{t}{\tau_{22}} \right) \quad (\text{II.13})$$

Avec :

I_{01} : Amplitude du courant i_1

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

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

η_1 : Facteur de correction de l'amplitude du courant i_1 ,

η_2 : Facteur de correction de l'amplitude du courant i_2 ,

n_1 : Nombre entier compris dans l'intervalle [2.....10].

Mêmes définitions pour les paramètres du courant i_2 .

Le tableau (II.2) présente les paramètres de la fonction d'*Heidler* pour simuler les courants des arcs en retour typique (premiers arcs en retour et arcs en retour subséquent)

Tableau II.2 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre pour le modèle des deux fonctions d'*Heidler* [8].

Type d'arc	$I_{01}(\text{kA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{02}(\text{kA})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_1
Premier arc en retour	28	1.8	95	2	-	-	-	-
Arc en retour subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

Dans la figure II-2, les variations temporelles du courant à la base du canal de foudre obtenues en mettant en œuvre le modèle d'*Heidler* et en adoptant les paramètres consignés dans le tableau II-2 sont présentées. La figure II-2-(a) illustre le courant du premier arc en retour et la forme d'onde du courant obtenue pour l'arc en retour subséquent est tracée sur figure II-2-(b). Sur les deux graphes de cette figure nous avons issus les mêmes remarques que ceux enregistrées pour le modèle bi-exponentiel (section II.2.1) concernant la comparaison entre les courants à la base du

canal obtenue pour les deux arcs du point de vue forme d'onde, amplitude maximale et temps de montée.

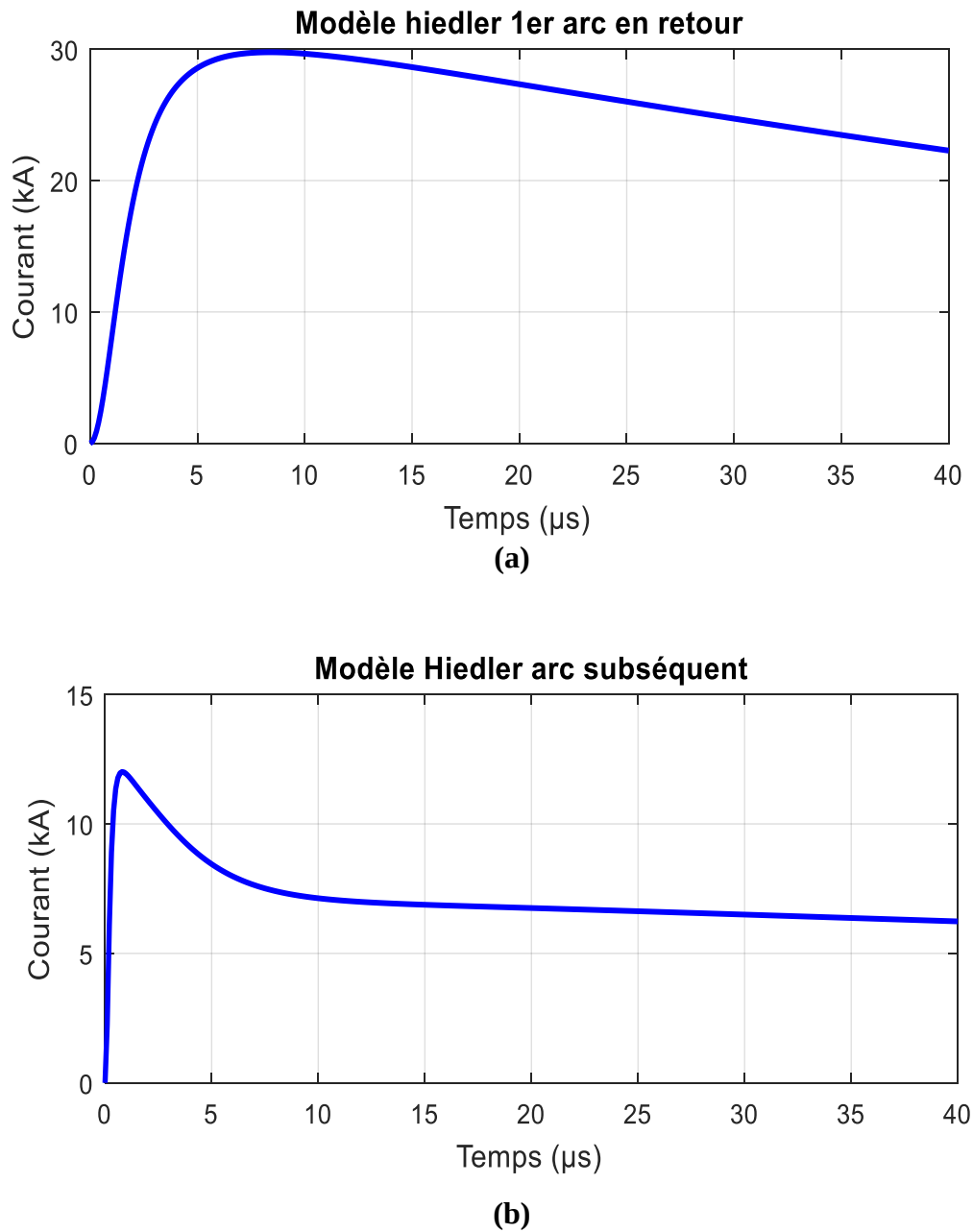


Figure II-2 : Variations temporelles du courant à la base du canal selon le modèle d'Heidler :

(a) Premier arc en retour

(b) Arc en retour subséquent

II.2.3 Modèle hybride (Bi-exponentielle et *Heidler*)

En 1990, *Nucci et al.* [70] ont proposé un autre modèle qui contient une sommation de deux équations en deux termes différents, le premier sous la forme d'une fonction d'*Heidler* et le deuxième sous la forme d'une équation bi-exponentielle. Ce modèle se traduit par l'expression mathématique suivante :

$$i(o, t) = \left(\frac{I_{01}}{\eta}\right) \cdot \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)}{\left(1 + \frac{t}{\tau_1}\right)} \cdot e^{\left(\frac{-t}{\tau_2}\right)} + I_{02} \left(e^{\frac{-t}{\tau_3}} - e^{\frac{-t}{\tau_4}}\right) \quad (\text{II.14})$$

Le tableau (II.3) contient les valeurs des paramètres qui intervenant dans l'expression mathématique (II.14) du courant à la base du canal de foudre. Ces valeurs ont été obtenues expérimentalement par *Leteinturier et al.* [71]. Il est à noter que les auteurs de la référence [70] ont développé ce modèle hybride pour améliorer la forme du courant à la base du canal de foudre.

Tableau II-3 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre correspondant au modèle Hybride [57].

$I_{01} \text{ (kA)}$	$\tau_1 \text{ (}\mu\text{s)}$	$\tau_2 \text{ (}\mu\text{s)}$	n	$I_{02} \text{ (kA)}$	$\tau_3 \text{ (}\mu\text{s)}$	$\tau_4 \text{ (}\mu\text{s)}$
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

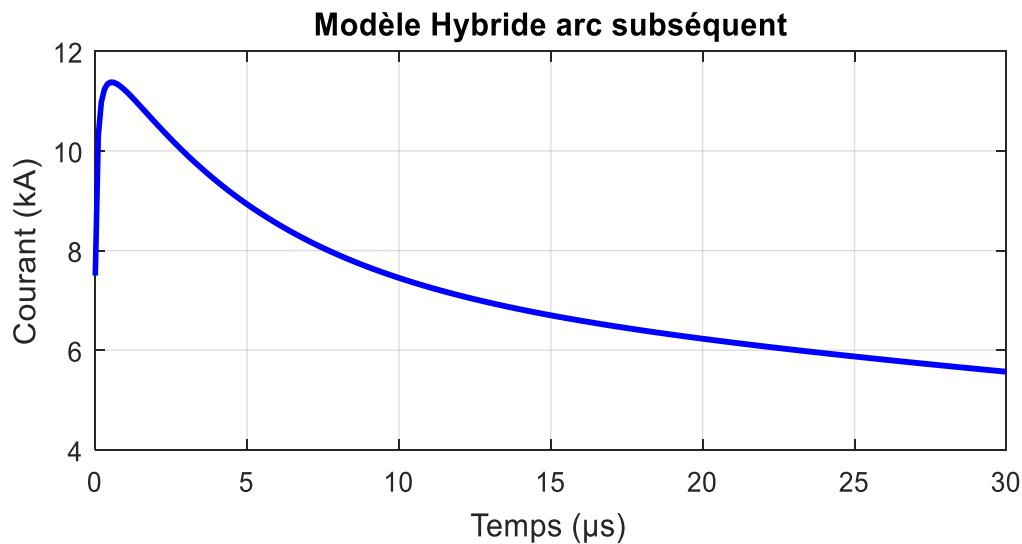


Fig. II-3 : Variations temporelles du courant à la base du canal selon le modèle Hybride pour un arc en retour subséquent.

Ainsi, la mise en œuvre de ce modèle associé aux paramètres consignés dans le tableau II.3, permet d'obtenir l'allure du courant à la base du canal d'un coup de foudre pour un arc en retour subséquent. Cette allure est représentée par la figure II-3. Nous remarquons que le pic initial du courant obtenu par la mise en œuvre du modèle Hybride est de 11kA avec un temps de montée égale à 0.7 μ s.

II.3 Modélisation de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre

Le calcul du champ électromagnétique généré par la foudre exige la connaissance de la distribution du courant le long du canal. Depuis 1941, les chercheurs ont développé toute une série de modèles pour calculer la distribution spatio-temporelle du courant de foudre [8].

La diversité des modèles d'arc en retour proposés dans la littérature s'explique par la complexité du phénomène de propagation du courant dans le canal de foudre.

Ces modèles d'arc en retour sont classés en quatre grandes catégories, à savoir [72] [73] [74] :

- 1) **Les modèles physiques** : Les modèles appartenant à cette classe sont basés sur une approche physico-chimique décrivant l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma contenu dans un volume cylindrique. Les sorties principales du modèle incluent la température, la pression, et la masse volumique en fonction du temps.
- 2) **Les modèles électromagnétiques** : dans ces modèles, le courant d'arc en retour est figuré en se basant sur la théorie des antennes. La distribution du courant le long du canal de la foudre est obtenue à l'aide du calcul du champ électrique et du champ magnétique, à des distances précisées par rapport au canal de foudre. Ces composantes du champ sont obtenues par solution numérique des équations de *Maxwell*. En utilisant la méthode des moments dans le domaine temporel et fréquentiel (*MoM* - « *Method Of Moments* ») et la méthode des différences finies dans le domaine temporel *FDTD* « *Finit Difference in Time Domain* ».
- 3) **Les modèles RLC** : ces modèles sont connus par le nom « modèles RLC » ou « modèles des lignes de transmission », dans lesquels la décharge électrique de la foudre est considérée comme un processus transitoire qui apparaît sur une ligne de transmission caractérisée par une résistance, une inductance et une capacité, tous par unité de longueur. Ces modèles sont exploités pour traiter le courant dans le canal de foudre en fonction du temps et de la hauteur et peuvent donc également être utilisés pour calculer le

champ électrique et le champ magnétique à des distances données par rapport aux canaux de foudre.

- 4) **Les modèles d'ingénieurs** : Ces modèles sont jugés les plus simples pour la mise en œuvre numérique, car ils sont basés sur des simples formules mathématiques en s'appuyant sur les formules du courant à la base du canal. Dans lesquels la distribution spatiale et temporelle du courant du canal de foudre est basée sur les caractéristiques observées de l'arc en retour, à savoir : le courant à la base du canal et la vitesse v de propagation de l'arc en retour le long du canal de foudre.

Les modèles d'ingénieurs les plus populaires sont [50][73] [74] [75] :

- Le modèle de Bruce et Gold (BG)
- Le modèle de la ligne de transmission (TL : Transmission Line)
- Le modèle des sources de courant mobiles (TCS ; Travelling Current Source)
- Le modèle de la ligne de transmission mobile (MTL : Modified Transmission Line)

II.3.1 Modèles d'ingénieurs

II.3.1.1 Modèle de Bruce et Gold (BG)

Selon ce modèle, le canal de foudre est modélisé par une antenne verticale de très faible section, parcourue par une impulsion de courant qui se propage à une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière. Cette propagation ne subit ni déformation ni atténuation. Le courant $i(z', t)$ à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour est identique à celui du courant à la base du canal, et à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour, le courant est nul. Mathématiquement, le modèle BG est représenté par le pair d'équations suivant :

$$i(z', t) = i(0, t) \quad \text{si} \quad z' \leq vt \quad (\text{II.15})$$

$$i(z', t) = 0 \quad \text{si} \quad z' > vt \quad (\text{II.16})$$

Où v est vitesse de propagation de l'onde de l'arc en retour.

La figure II-4 montre l'évolution du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre selon le modèle de Bruce et Gold (BG).

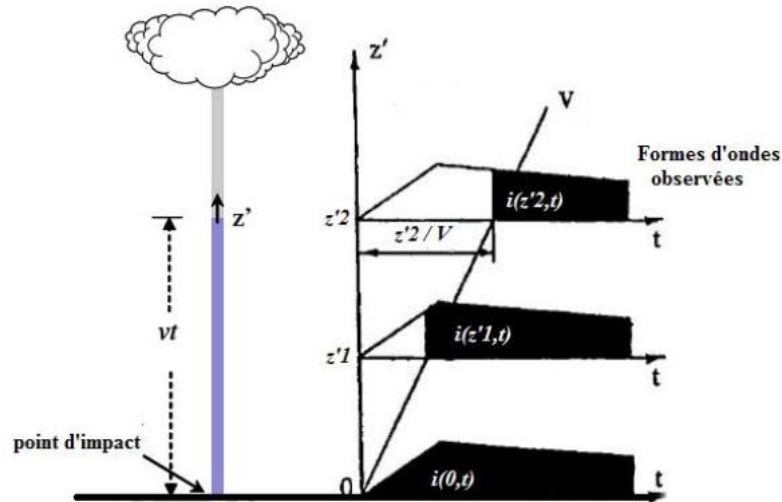


Figure II-4 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle BG [77].

Le modèle BG présente une discontinuité de la distribution du courant de foudre. Si la vitesse de propagation du courant est infinie, le courant en chaque point le long du canal qui s'aboute instantanément à la grandeur du courant à la base à cet instant figure II-5 [76].

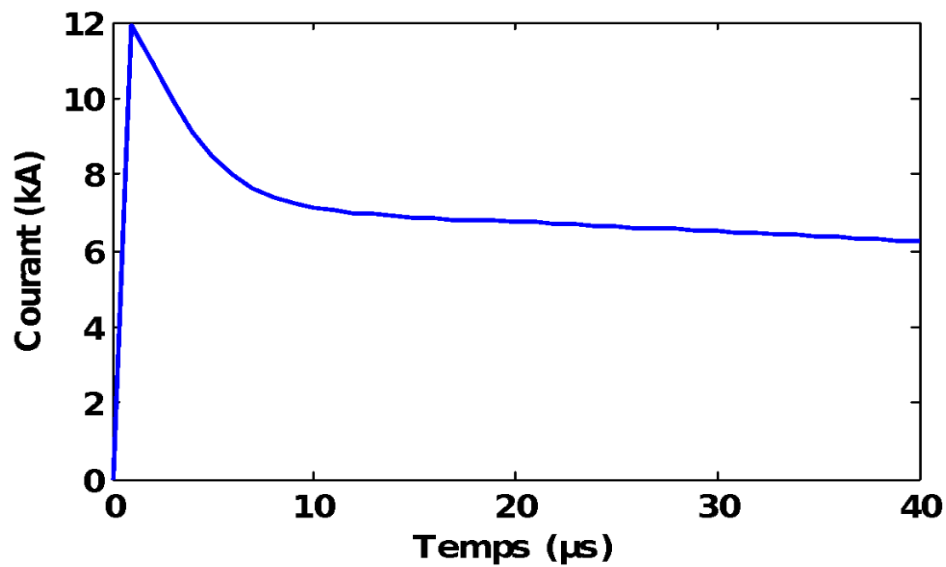
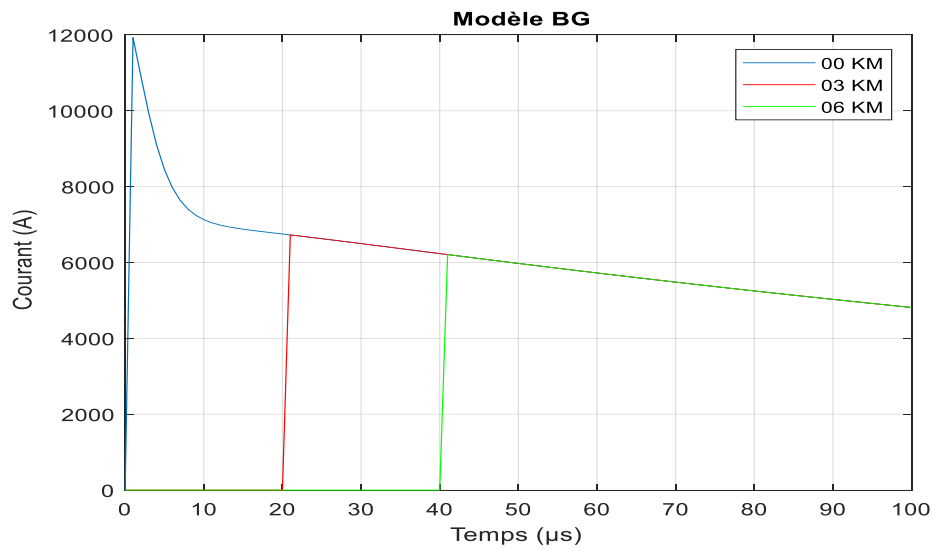
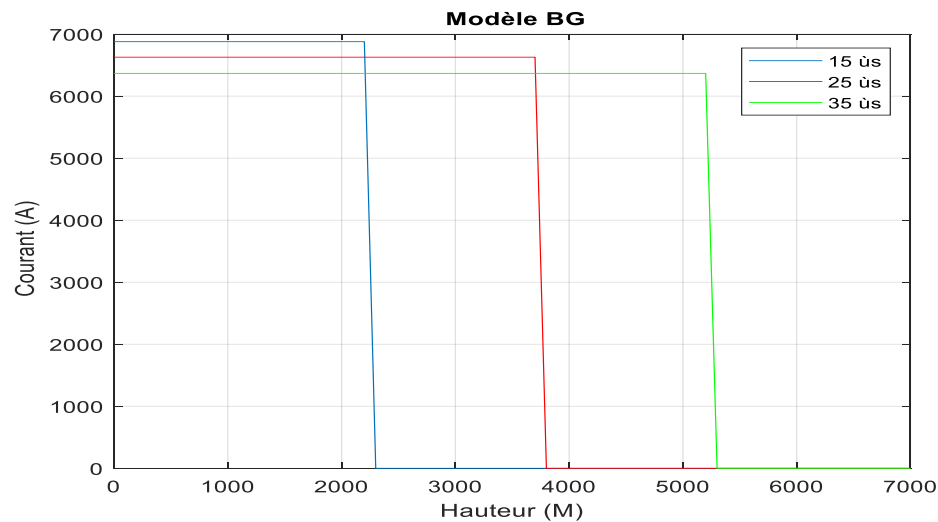


Figure II-5 : Courant à la base du canal de foudre.

La figure III-5 représente la forme d'onde du courant à la base du canal utilisée pour simuler la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour.



(a)



(b)

Figure II-6 Distribution du courant le long du canal de foudre selon le modèle BG :

a) Temporelle pour trois hauteurs

b) spatiale pour trois instants

Dans la figure II-6, nous montrons la distribution du courant de l'arc en retour le long du canal de foudre. La figure II-6-(a) présente la distribution temporelle à différentes hauteurs, à savoir : 0 km, 3 km et 6 km. Ainsi, la distribution spatiale de ce courant calculée pour trois différents instants (15 μs , 25 μs et 35 μs) est représentée par la figure II-6-(b). La représentation tridimensionnelle de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre obtenue à l'aide de la mise en œuvre de ce modèle est montrée dans la figure II-7. Nous avons remarqué que le courant ne subit aucune atténuation.

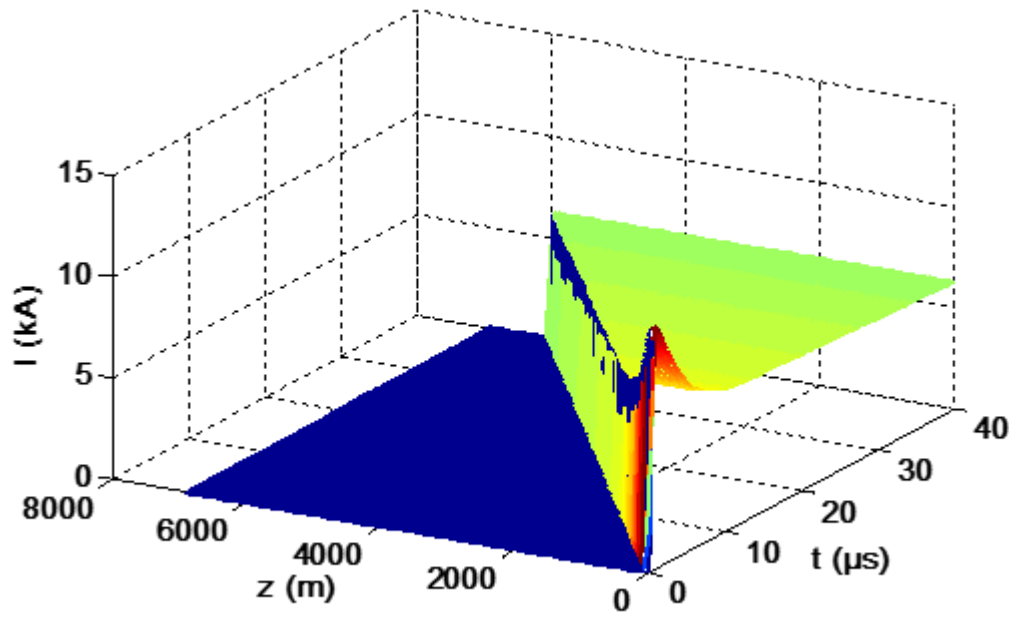


Figure II-7 Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle BG.

II.3.1.2 Modèle de la Ligne de Transmission TL (Transmission Line)

Ce modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes où une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour v . Ce modèle fut proposé par *Uman et Mc Lainen* 1969 et est largement utilisé jusqu'à ce jour. La distribution du courant le long du canal est définie par [73][78] :

$$i(z',t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \quad \text{si } z' \leq vt \quad (\text{II.17})$$

$$i(z',t) = 0 \quad \text{si } z' > vt \quad (\text{II.18})$$

Dans le modèle TL, il est supposé que le courant de foudre se propage sans aucune déformation sur toute la hauteur du canal de la foudre (figure II-8) avec une vitesse constante v . Cependant, ce modèle prédit d'une manière satisfaisante la valeur initiale de crête du champ électrique.

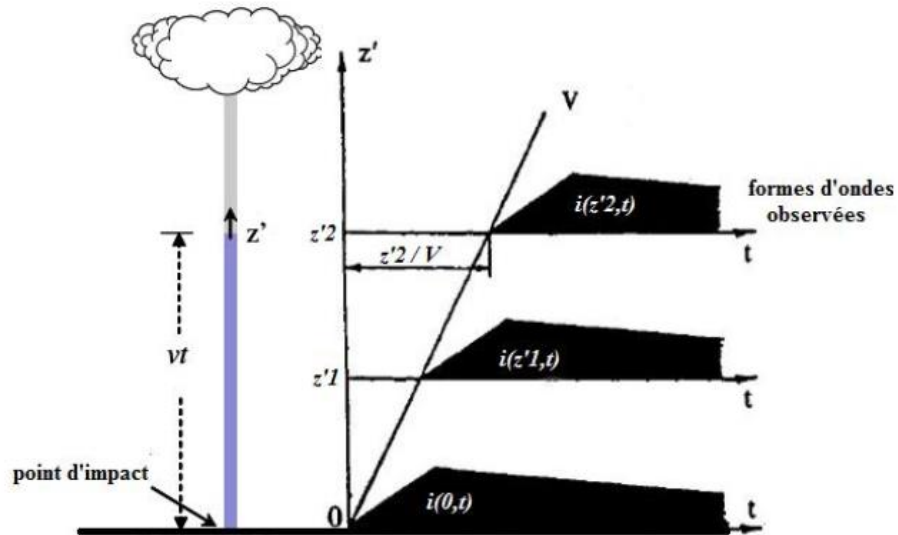


Figure II-8 : Distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour selon le modèle TL [77].

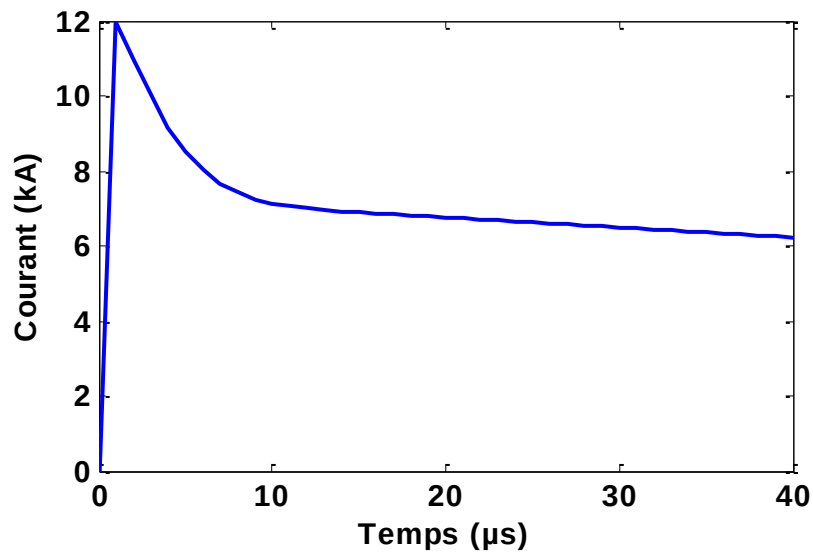
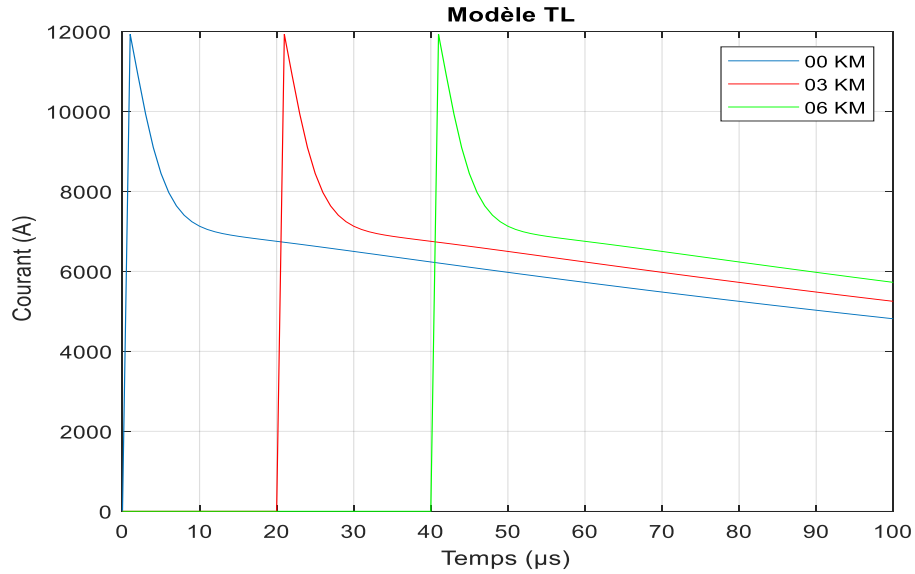
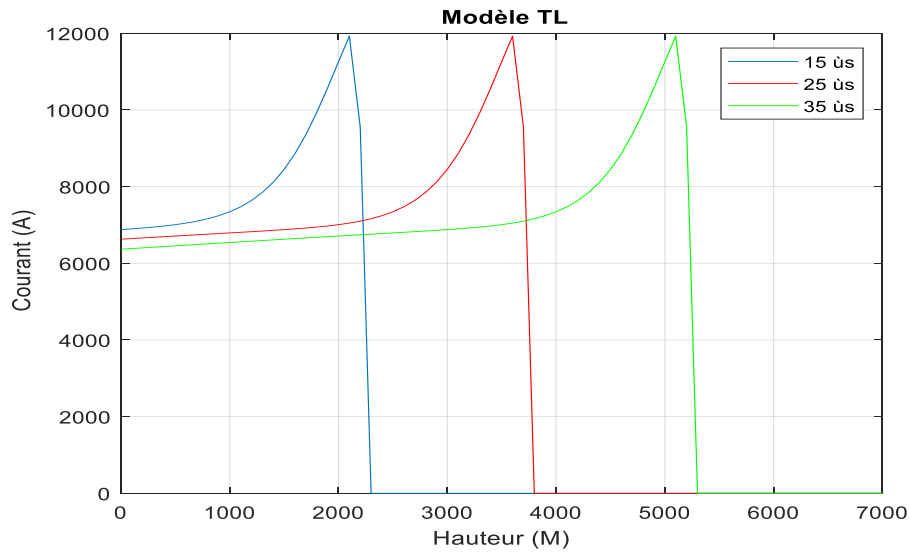


Figure II-9 : Courant à la base du canal de foudre.

La figure II-9 présente le courant à la base du canal de la foudre obtenu à l'aide de la fonction d'*Heidler*, en vue de l'exploiter pour simuler la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre en utilisant le modèle TL.



(a)



b)

Figure II-10 : Distribution du courant le long du canal de foudre selon le model TL :

a) Temporelle pour trois hauteurs

b) spatiale pour trois instants

Les figures II-10 (a) et (b) présentent la distribution temporelle pour trois hauteurs et la distribution spatiale pour trois instants respectivement. Ainsi, la figure II-11 montre une représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour le

long du canal calculé. Selon les résultats obtenus, il est clairement remarqué que ce courant se propage en effectuant un temps de retard (temps nécessaire pour que l'onde arrive à chaque point de calcul) et sans aucune déformation au niveau de sa forme d'onde et sans aucune atténuation au niveau de son amplitude maximale.

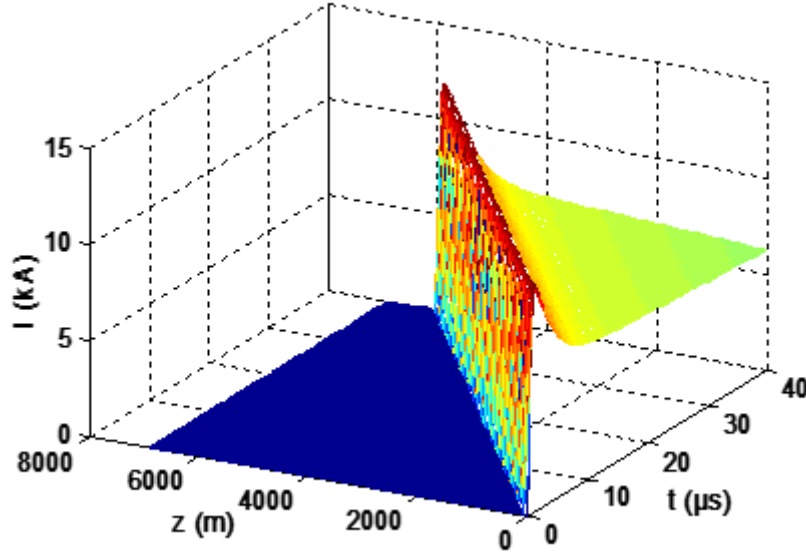


Figure II-11 : Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TL.

II.3.1.3 Modèle de la ligne de transmission modifié (MTL)

Ce modèle a pour but de couvrir les déficiences de modèle TL. Il nous facilite le calcul du champ électromagnétique associé à l'arc en retour.

a) Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance linéaire (MTLL)

« Modified Transmission Line with Liniar decay »

Ce modèle est développé par *Rakov* et *Dulzon* en 1987 [78]. Le fondement de ce type de modèle est que l'amplitude du courant de foudre diminue linéairement lorsque ce dernier se propage vers le haut du canal.

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \left(1 - \frac{z'}{H}\right) & \text{si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

Avec H : Hauteur totale du canal de foudre.

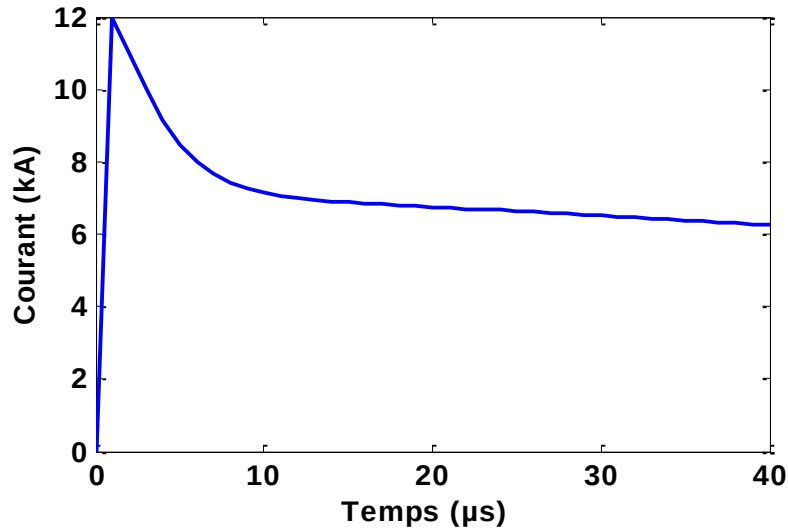
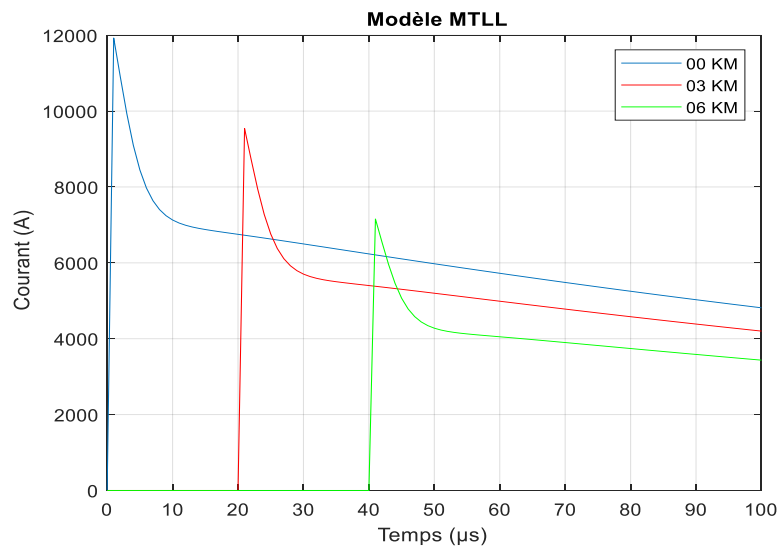


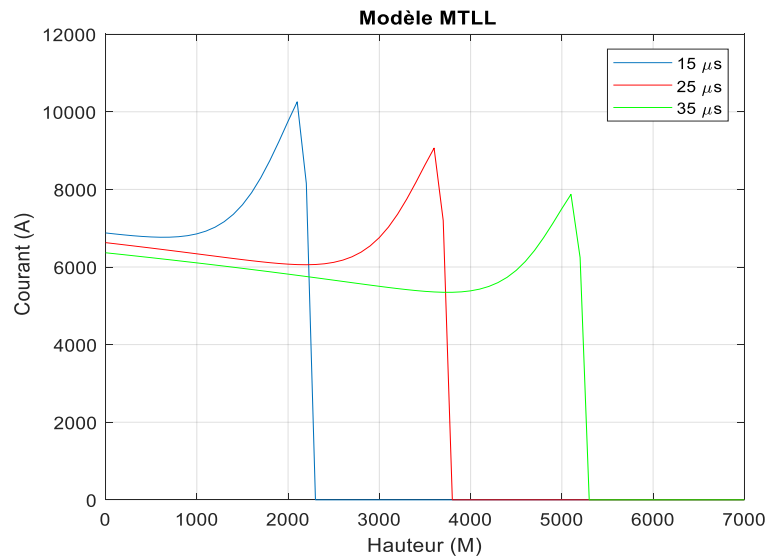
Figure II-12 : Courant à la base du canal de foudre.

La figure II-12 illustre la forme d'onde du courant à la base du canal de foudre calculé en utilisant les deux fonctions développées par *Heidler* pour un arc en retour subséquent.

Les figure II-13-(a) et (b) démontrent respectivement la distribution temporelle et la distribution spatiale du courant de l'arc en retour du canal de la foudre simulée par la mise en œuvre du modèle MTLL en adoptant une valeur de $H = 7000$ m. À l'issue de cette représentation tridimensionnelle, il est clairement remarqué que le courant est caractérisé par une atténuation linéaire lors de sa propagation le long du canal de la foudre.



(a)



(b)

Figure II-13 : Distribution du courant le long du canal de foudre selon le model MTLL :

a) Temporelle pour trois hauteurs

b) spatiale pour trois instants

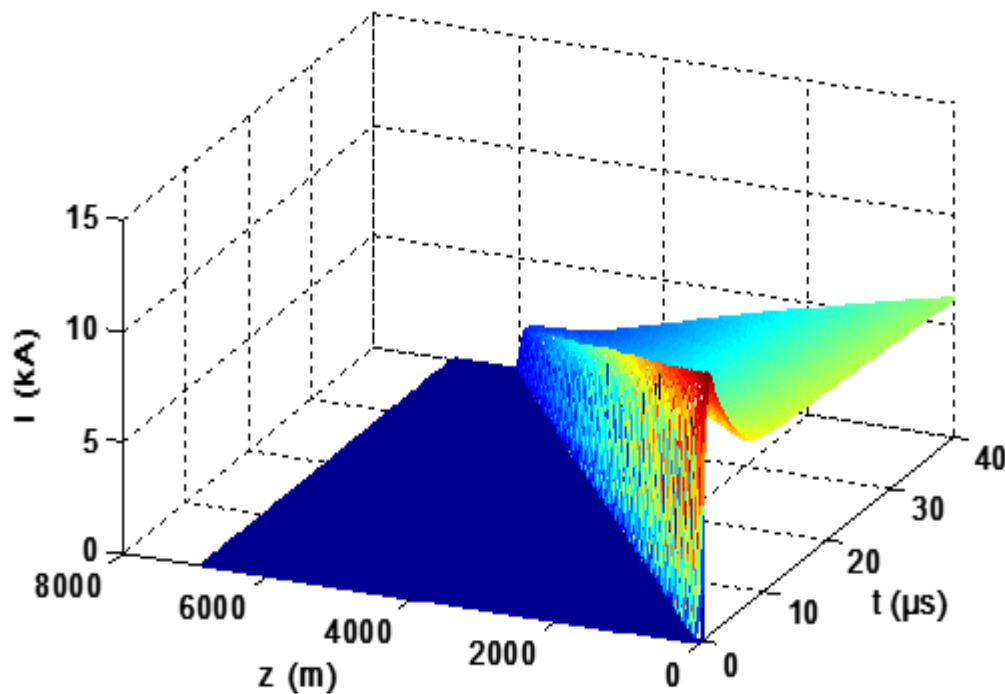


Figure II-14 : Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLL.

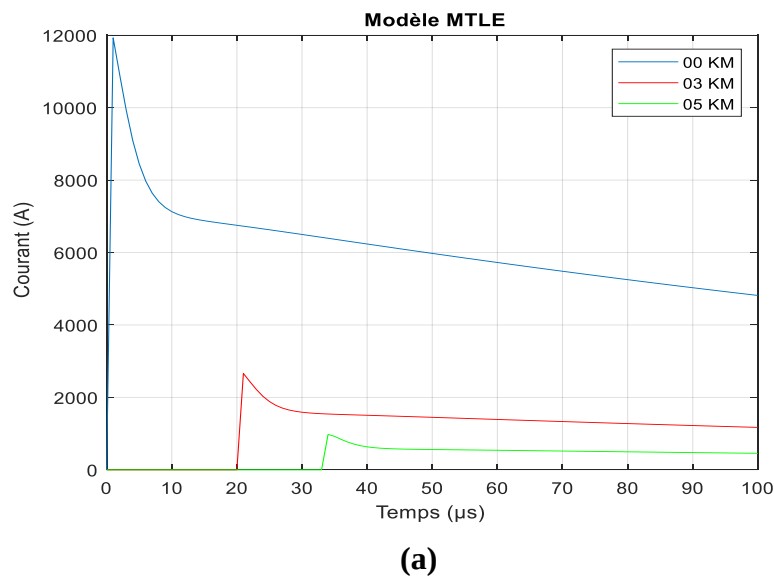
La figure II-14 montre une représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLL. La ligne droite formée par les sommets des impulsions du courant (valeur maximale du courant) démontre que la décroissance des amplitudes du courant lorsqu'il se propage du sol vers le nuage est linéaire, comme il est assimilé par le modèle MTLL.

b) Modèle de la ligne de transmission modifiée avec décroissance exponentielle (MTLE) « Modified Transmission-Line with Exponential decay »

La deuxième version de la modification du modèle de la ligne de transmission, réalisée en 1988 par *Nucci et al.* [68] et ensuite reprise par *Rachidi et Nucci* [79][80] en 1989 et 1990, suppose que l'amplitude du courant le long du canal de foudre décroît de manière exponentielle. Par conséquent, la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de la foudre est exprimée sous la forme suivante :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) e^{-\frac{z'}{\lambda}} & \text{si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad (\text{II.20})$$

Où v est la vitesse de l'arc en retour et le paramètre " λ " représente le taux de décroissance de l'intensité du courant le long du canal.



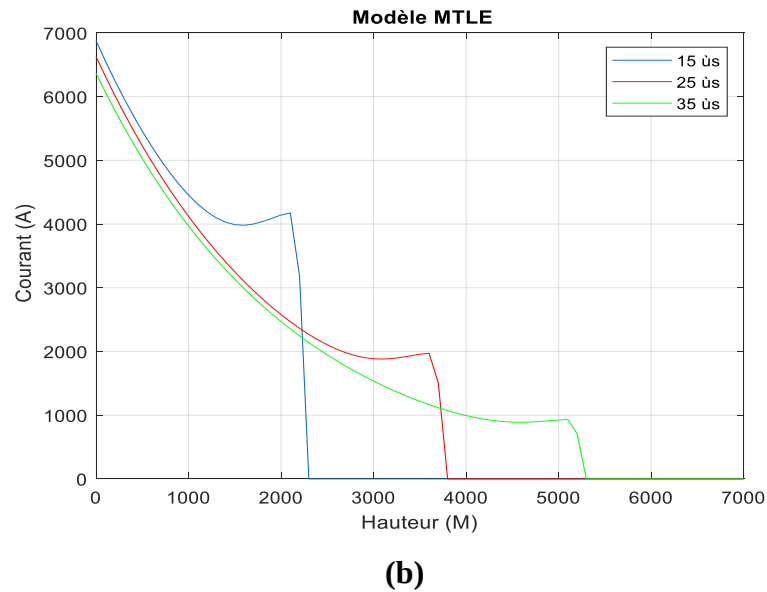


Figure II-15 : Distribution du courant le long du canal de foudre selon le model MTLE :

a) Temporelle pour trois hauteurs

b) spatiale pour trois instants

La figure (II-15) présente les formes d'onde du courant de l'arc en retour lors de sa propagation le long du canal de la foudre. La figure II-15-(a) illustre la distribution temporelle du courant de l'arc en retour calculée pour trois différentes hauteurs le long du canal de la foudre, à savoir : 0 km, 3 km et 50 km. Ainsi, sur la figure II-15-(b) nous présentons la distribution spatiale du courant de l'arc en retour obtenue à trois instants différents : 15 μ s, 25 μ s et 35 μ s. Ces formes d'onde sont calculées en exploitant le courant à la base du canal de la foudre présenté sur la figure II-12 et calculé à l'aide de la fonction proposée par *Heidler*. Ces deux figures démontrent que le courant de l'arc en retour a connu une atténuation (décroissance) exponentielle lors de sa propagation de la base vers le sommet du canal de la foudre.

La figure II-16 montre une représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal obtenue en adoptant le modèle MTLE. Les résultats présentés sur cette figure démontrent de plus en plus la décroissance exponentielle du courant de l'arc en retour proposée par dans modèle MTLE.

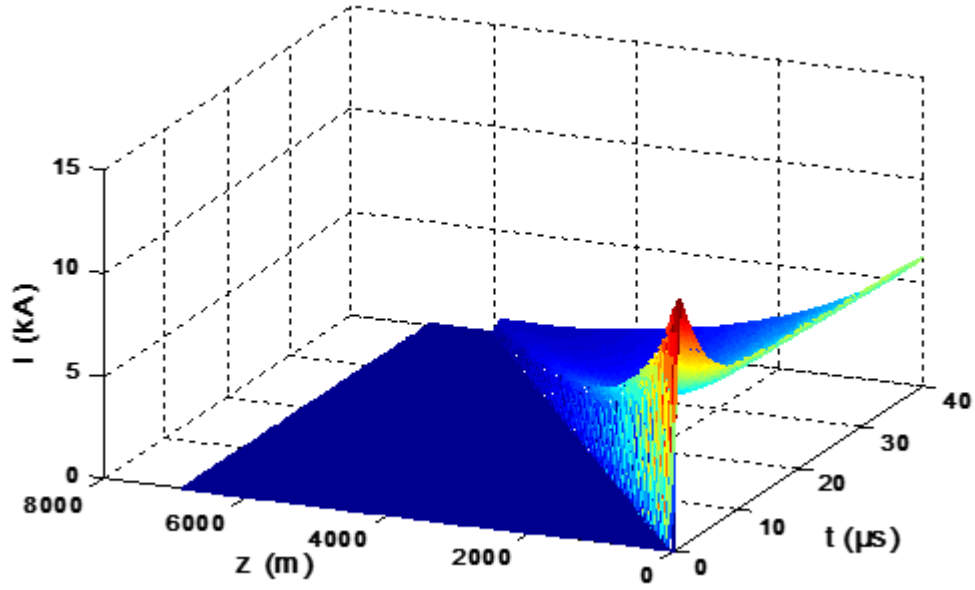
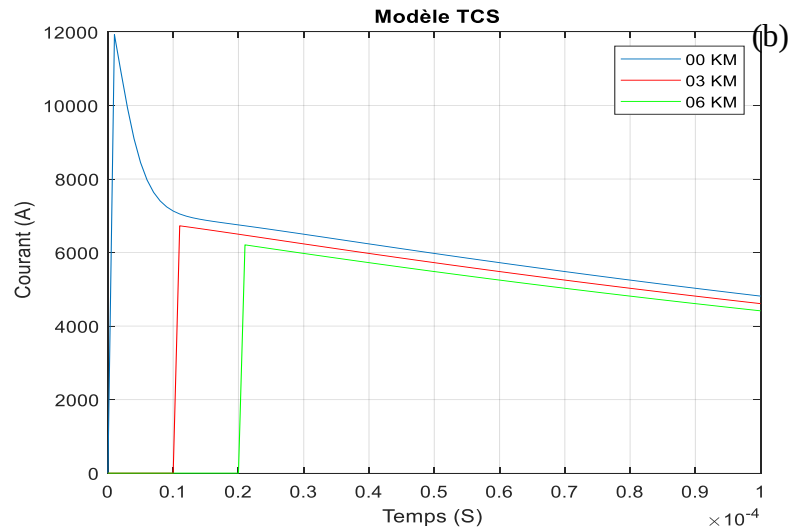


Figure II.16 Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle MTLE.

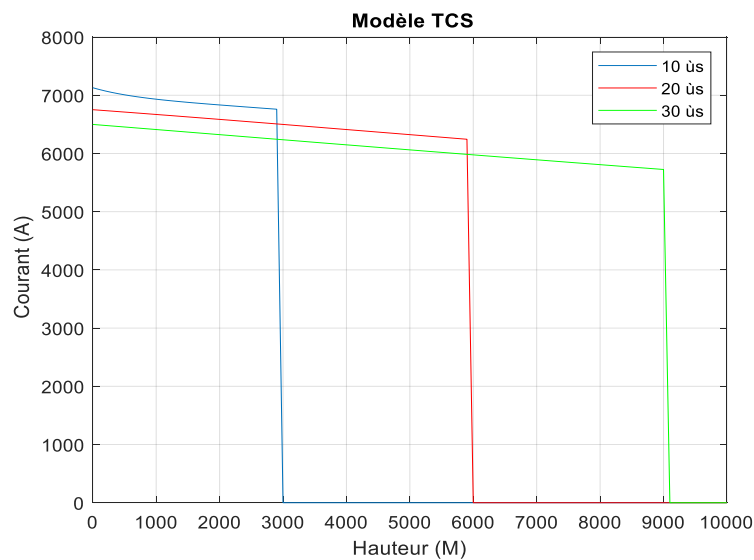
II.3.1.4 Modèle de la source de courant mobile (TCS : "Traveling Current Source")

Selon le modèle avancé par *Heidler* en 1985 [81], les charges localisées dans le canal de foudre sont neutralisées instantanément dès que le front de l'arc en retour arrive. Ce front de l'arc en retour est associé à une source de courant qui se déplace à la vitesse v du front. Le courant résultant se propage ensuite vers le sol à la vitesse de la lumière. Le courant injecté par cette source mobile à une hauteur z' atteint la base du canal avec un retard égal à $\frac{z'}{v_0}$, comme il est décrit dans la référence [81] :

$$\begin{cases} i(z', t) = i\left(0, t - \frac{z'}{c}\right) & \text{si } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & \text{si } z' > v \cdot t \end{cases} \quad (II.21)$$



(a)



(b)

Figure II.17: Distribution du courant le long du canal de foudre selon le model TCS :

a) Temporelle pour trois hauteurs

b) spatiale pour trois instants

Les figures II-17-(a) et (b) représentent respectivement la distribution temporelle et spatiale du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre à des altitudes différentes et à des instants précis en s'appuyant sur le modèle TCS. Selon les formes d'ondes obtenues, nous remarquons que les formes d'ondes souffrent d'une atténuation lorsqu'elles se propagent du sol ($z = 0$) vers le nuage orageux.

Les formes d'ondes décrivant la distribution dans le temps et dans l'espace du courant de l'arc en retour subséquent lors de sa propagation le long du canal de la foudre sont tracées sous une représentation tridimensionnelle sur les figures II-18. L'atténuation des amplitudes du courant lorsqu'il se propage de la base du canal au niveau du sol vers le nuage est clairement remarquée sur cette figure.

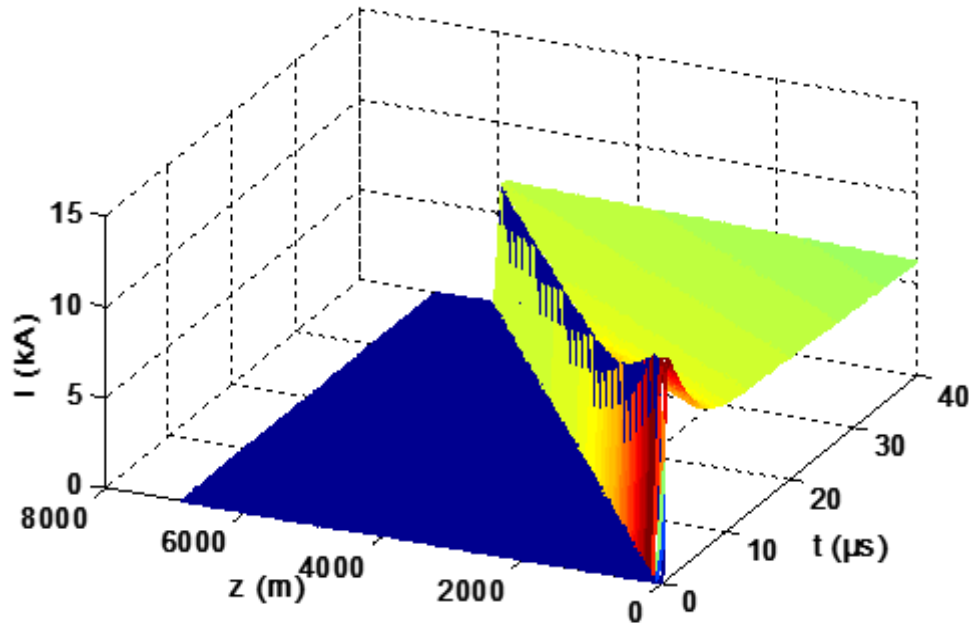


Figure II.18 : Représentation tridimensionnelle de la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour subséquent le long du canal selon le modèle TCS.

II.3.1.5 Généralisation des modèles d'Ingénieurs

Rakov a généralisé les modèles BG, TL, MTLL, MTLE et TCS en une seule équation dont la forme est la suivante [10][73] :

$$i(z',t) = P(z') \cdot i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \cdot u\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) \quad (\text{II.22})$$

Où :

u : Fonction échelon unité ayant pour valeurs :

$$u(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \geq z'/v \\ 0 & \text{si } t \leq z'/v \end{cases} \quad (\text{II.23})$$

$P(z')$: Facteur d'atténuation de l'onde de courant d'arc en retour

v_f : Vitesse de propagation du front ascendant (appelée aussi par la vitesse de l'arc en retour).

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

Le tableau II.3 résume les paramètres v et $P(z')$.

Tableau II.4 : Paramètres pour les cinq modèles d'ingénieur [10] [73].

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

II.3.1.6 Distribution spatiotemporelle du courant d'arc en retour en présence d'un objet élevé

Les objets élevés tels que les tours et vu de leur haute altitude par rapport à la surface du sol, ainsi que la présence des paratonnerres au niveau de leur sommet (pouvoir de pointe) sont exposés à la décharge de la foudre (susceptibles d'être frappés par les coups de foudre). Dans la littérature, il existe deux extensions des modèles « d'ingénieurs » pour simuler la distribution spatiotemporelle du courant de foudre le long du canal de la foudre et le long de la tour. Ces deux modèles sont le modèle de *Rachidi et al.* et celui de *Baba et Rakov*.

a/ Modèle de *Rachidi et al.*

Rachidi et al. [82] ont présenté une extension des modèles d'ingénieur, prenant en compte la présence d'un objet élevé verticalement étendu, sans recourir à l'hypothèse que des impulsions de courant identiques sont lancées à la fois vers le haut et vers le bas à partir du sommet de l'objet. Dans cette extension la propagation du courant de la foudre est représentée par des sources distribuées le long du canal de foudre [79][83]. La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$) et le long du canal de foudre ($z' \geq h$) est représentée par les équations suivantes :

- **Le long de la tour**

Pour $(0 \leq z' \leq h)$

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\begin{array}{c} \rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \\ + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] u \left(t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (\text{II.24})$$

- **Le long du canal de foudre**

Pour $(z' \geq h)$

$$i(z', t) = \left[\begin{array}{c} P(z' - h) i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{v^*} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z'-h}{c} \right) \\ + (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0 \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] u \left(t - \frac{z'-h}{v} \right) \quad (\text{II.25})$$

Avec :

Les coefficients de réflexion du courant au sommet et à la base de la tour sont représentés par $\rho_t = \frac{Z_t - Z_{ch}}{Z_t + Z_{ch}}$ et $\rho_g = \frac{Z_t - Z_g}{Z_t + Z_g}$, respectivement. La vitesse de la lumière est notée c , équivalant à 3.10^8 m/s. La hauteur de la tour est représentée par h . v^* est la vitesse de propagation de l'onde du courant, tandis que v représente la vitesse du front de l'arc en retour. Le facteur d'atténuation du courant est noté $P(z')$. La fonction d'échelon unité est symbolisée par $u(t)$, de plus, n représente le nombre de réflexions entre le sommet et la tour. Concernant les impédances, nous avons Z_g, Z_t et Z_{ch} qui désignent respectivement l'impédance du sol, l'impédance de la tour et l'impédance caractéristique du canal de foudre. Enfin, z' représente la hauteur du point concerné par le calcul du courant.

Le modèle présenté ci-dessus par les équations (II-24) et (II-25) est basé sur le concept du courant "non contaminé" : $i_0(t)$ calculé au sommet de la tour, et en prenant en considération les ondes de courant réfléchies au niveau du sommet et la base de la tour.

La figure II.19 présente la propagation des ondes de courant le long du canal de foudre et le long de l'objet élevé (la tour) selon le model de *Rachidi et al.* en donnant les différents paramètres liés a ce modèle.

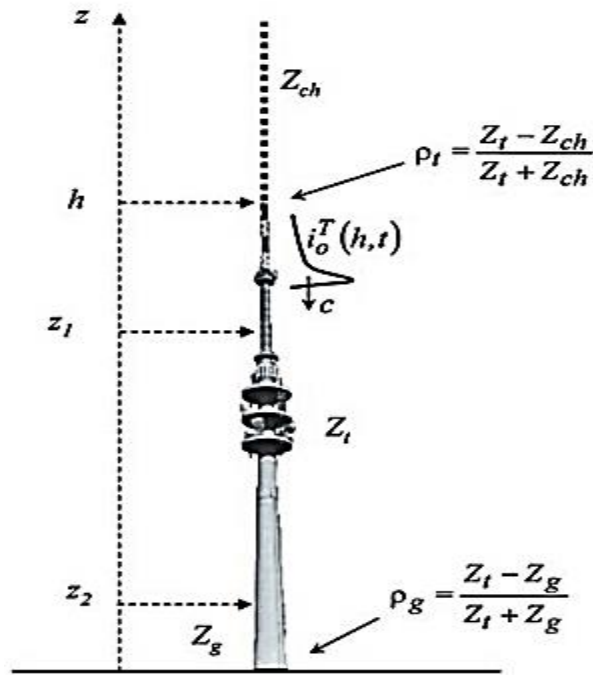


Figure II.19 : Propagation du courant le long du canal de foudre et le long de la tour [84].

b/ Modèle de *Baba et Rakov*

Baba et Rakov [85][86] ont proposé une approche alternative à la représentation à source distribuée de *Rachidi et al.* [82], en utilisant une source de tension série localisée au point de jonction entre le canal et l'objet de frappé. Ils ont montré que cette représentation assure des conditions aux limites appropriées au point d'attache et est équivalente à la représentation à source distribuée [86]. Dans leur représentation, *Baba et Rakov* ont exprimé la distribution spatio-temporelle du courant le long de l'objet élevé et le long du canal en fonction du courant en court-circuit $i_{sc}(t)$, qui est lié au courant non perturbé par l'équation

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

Mathématiquement le modèle de *Baba et Rakov* est représenté comme suit :

- **Le long de la tour**

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

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

- **Le long du canal de foudre**

Pour $z' \geq h$:

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

Il faut noter que les équations (II-27) et (II-28) sont identiques aux équations (II-25) et (II-26) écrites en termes de courant "non contaminé" : $i_0(h, t) = i_{sc}(h, t) / 2$.

c/ Calculs de la distribution spatiotemporel du courant le long de la tour et le long du canal du foudre

Pour caractériser de manière adéquate les perturbations électromagnétiques engendrées par l'interaction entre un coup de foudre et une tour élevée, il est essentiel d'étudier la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la foudre ainsi que le long de la tour. Dans notre étude, nous adoptons le modèle mathématique développé par *Baba* et *Rakov* (Équations II-27 et 28), qui constitue une extension des modèles appelés "Modèles d'ingénieurs" prenant en compte la présence de la tour. De plus, les équations de ce modèle sont basées sur le modèle de ligne de transmission (TL) (voir la section II.3.2 de ce chapitre). La vitesse de propagation du courant le long du canal de la foudre est de $1,5 \times 10^8 \text{ m/s}$, tandis que celle le long de la tour équivaut à la vitesse de la lumière, soit $3 \times 10^8 \text{ m/s}$. Les coefficients de réflexion au sommet de la tour ρ_t et à sa base ρ_g sont respectivement de -0.5 et 1. Le courant-non contaminé injecté est calculé par la somme des deux équations de *Heidler* (Eq. II.29) et en utilisant les paramètres consignés dans le tableau II.5.

$$i(0, t) = \frac{i_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1+(t/\tau_{11})^{n_1}} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{12}}\right) + \frac{i_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1+(t/\tau_{21})^{n_2}} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{22}}\right) \quad (\text{II.29})$$

Tableau II.5 Paramètres utilisés pour la simulation du courant à la base du canal [84].

$i_{01}(\text{kA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	$i_{02}(\text{kA})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_1	n_2
10.5	0.25	2.5	6.5	2.1	230	2	2

Les figures II.20 et II.21 illustrent la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la tour ainsi que le long du canal de foudre, respectivement. Sur la figure II.20, la courbe en jaune représente la forme d'onde du courant contaminé, calculée au sommet de la tour (tour de 100 m de hauteur), qui est le point d'attachement entre le coup de foudre et la tour (point d'impact). Ainsi, La courbe en marron et la courbe en bleu correspondent au courant calculé au milieu et à la base de la tour, respectivement. Pour la figure II.21 les résultats affichés en mauve, vert et bleu représentent respectivement le courant calculé à 250 m, 500 m et 750 m par rapport au sommet de la tour.

Les résultats obtenus mettent en évidence une claire apparition d'oscillations sur l'onde du courant contaminé calculé au sommet de la tour. Ces oscillations sont causées par les multiples réflexions entre le sommet de la tour et sa base, au niveau du sol. Ces réflexions se manifestent dans toutes les formes d'onde des courants obtenues aux différentes altitudes concernées par la simulation.

De plus, l'amplitude la plus élevée du courant est obtenue pour celui calculé à la base de la tour, représenté par la courbe en bleu, car il englobe à la fois le courant descendant du sommet vers la base et celui réfléchi au niveau de la base de la tour et se propageant en direction de son sommet.

Par ailleurs, il est clairement observé que les formes d'onde sont identiques et que les amplitudes sont égales pour les courants obtenus au sommet de la tour, ainsi qu'aux trois hauteurs sur le canal de la foudre à 250 m, 500 m et 750 m représentés respectivement par les courbes en jaune, mauve, vert et bleu clair. Cette observation découle de l'utilisation du modèle de ligne de transmission (TL), qui suppose que le courant de la foudre ne subit aucune atténuation d'amplitude lors de sa propagation le long du canal de la foudre.

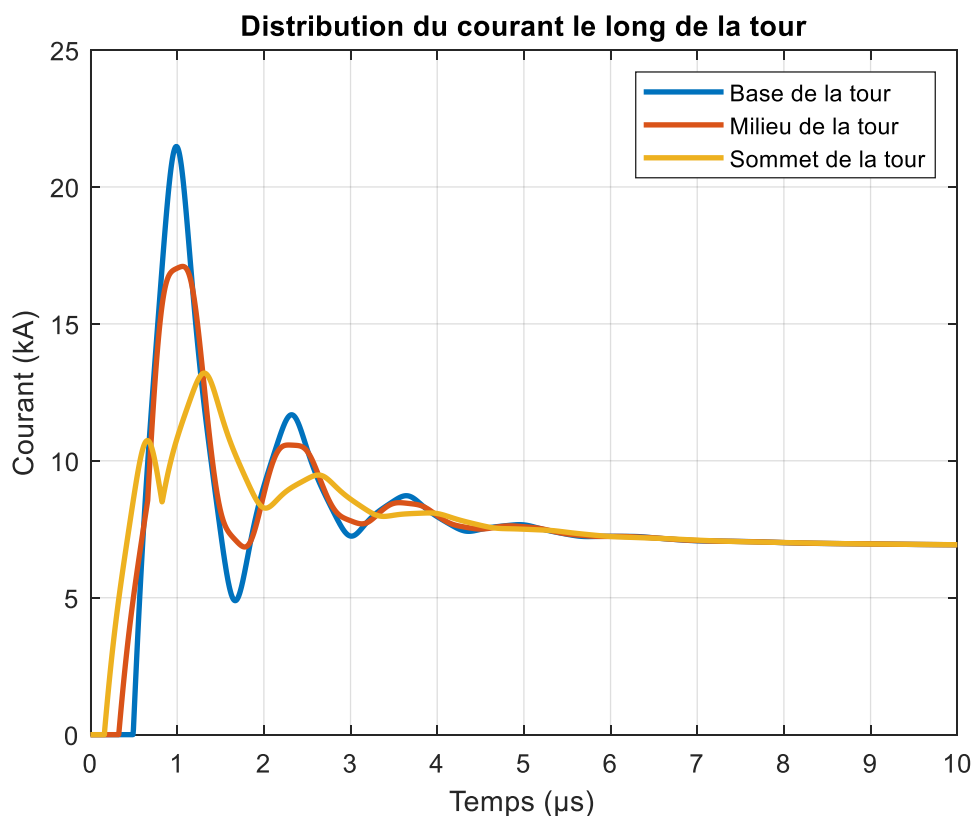


Figure II.20 : Distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour

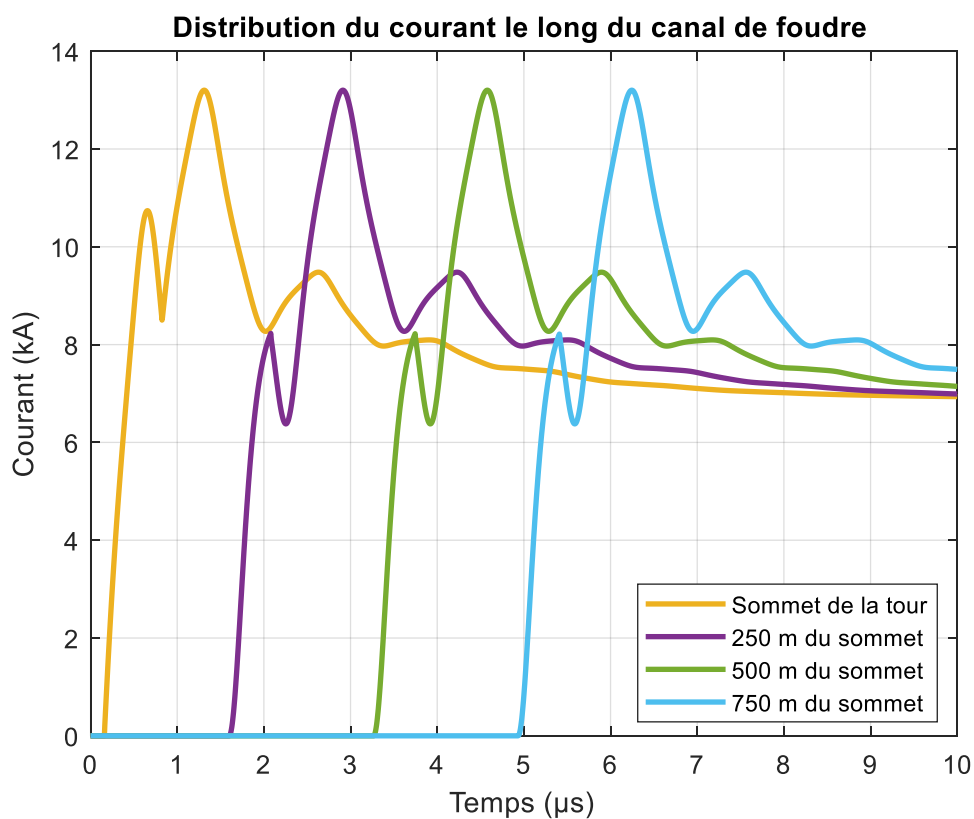


Figure II.21 : Distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre

II.3.2 Modèles électromagnétiques

Les modèles électromagnétiques du courant d'arc en retour, bien que relativement récents, sont rigoureux et s'adaptent parfaitement aux études de couplage du champ électromagnétique rayonné par la foudre avec les structures comme les tours, les câbles aériens et les câbles enterrés, par exemple. Cette catégorie de modèles repose sur la résolution des équations de *Maxwell*, ce qui permet d'obtenir la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour le long du canal. Cette distribution est obtenue en utilisant des techniques numériques telles que la méthode des moments (MOM) [87], [88] et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [89].

Ces modèles permettent également d'obtenir directement la distribution spatio-temporelle du courant d'arc en retour ainsi que les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre. En revanche, cette capacité n'est pas présente dans les modèles d'ingénieurs et les modèles RLC, qui sont moins détaillés et moins précis dans la description du phénomène électromagnétique lié à l'arc en retour de la foudre.

Effectivement, l'injection de la vitesse de propagation est un problème majeur lié aux modèles électromagnétiques du courant d'arc en retour. Pour résoudre ce problème, les chercheurs ont utilisé différentes géométries pour représenter le canal de la foudre.

Le choix de la géométrie du canal de foudre dans les modèles électromagnétiques est essentiel pour obtenir des résultats précis et représentatifs du phénomène étudié. Cependant, cette diversité de géométries peut également entraîner des variations dans les résultats des différents modèles, ce qui souligne l'importance de valider ces modèles à l'aide de données expérimentales et de comparaisons avec d'autres méthodes de calcul.

Baba et *Rakov* ont réalisé une classification des différentes géométries utilisées pour représenter le canal de foudre, permettant ainsi le calcul du courant d'arc en retour et du champ électromagnétique associé. Leurs travaux, référencés sous les numéros [90][91][92][93][94] ont abouti à la distinction de sept types de représentations, à savoir :

- ❖ Un fil parfaitement conducteur ou résistif placé dans l'air et au-dessus du sol (**Type 1**).
- ❖ Un fil chargé par des inductances additionnelles en séries placé dans l'air et au-dessus du sol (**Type 2**).
- ❖ Un fil entouré par un milieu diélectrique (différent de l'air) qui occupe le demi-espace de travail au-dessus du sol (**Type 3**).

- ❖ Un fil enveloppé par un matériau diélectrique (sous la forme d'un cylindre ou d'un parallélépipède) et placé dans l'air au-dessus du sol (*Type 4*).
- ❖ Un fil enveloppé par un matériau ayant la permittivité relative et la perméabilité relative dont les valeurs sont égales et supérieures que ceux de l'air. Ce matériau est à son tour placé dans l'air et au-dessus du sol (*Type 5*).
- ❖ Deux fils en parallèles shunté entre eux par des additionnelles capacités distribuées le long du canal du foudre (*Type 6*).
- ❖ Des sources de courant placées sous la forme d'un vecteur vertical (un sur un) dans l'air et au-dessus du sol (*Type 7*).

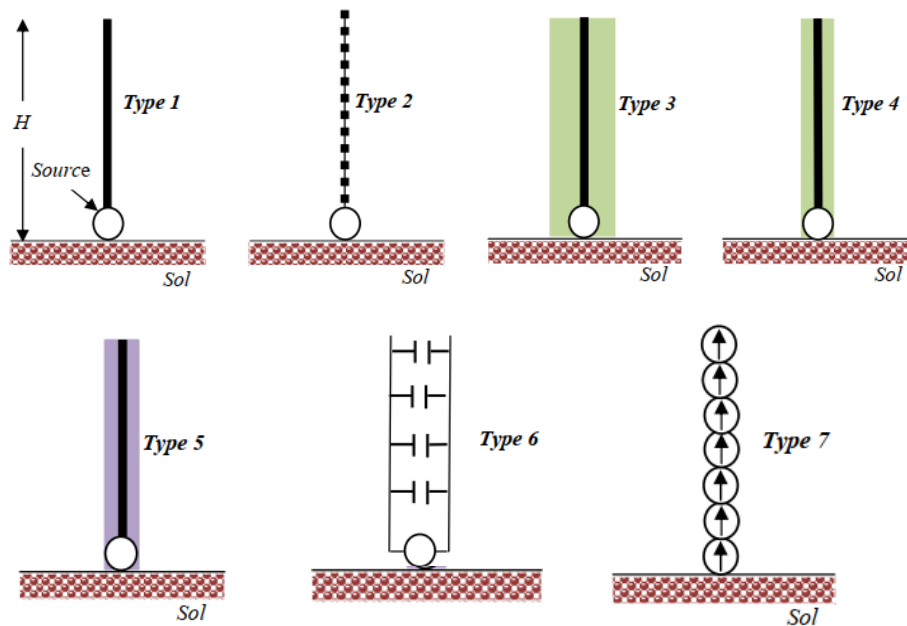


Figure II.22 : Les sept représentations schématiques du canal de foudre dans les modèles électromagnétiques [95].

La figure II.22 montre une représentation schématique des sept types de représentations du canal de foudre identifiées par *Baba* et *Rakov*. Dans de nombreux travaux de recherche portant sur le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre, les six premières représentations du canal de foudre ont été largement adoptées [93][101].

Cependant, le septième type de représentation a été utilisé spécifiquement par *Baba* et *Rakov* [96][97] dans le but d'implémenter les modèles d'ingénieur dans leurs codes de calcul, qui reposent sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

II.3.2.1 Premier modèle EM : Fil parfaitement conducteur ou résistif placé dans l'air au-dessus du sol.

Dans ce modèle, le canal de foudre est représenté par un conducteur qui est excité à sa base, au niveau du sol, par une source de courant. La particularité de ce modèle est que la vitesse de propagation du courant d'arc en retour est fixée à la valeur de la lumière ($3 \cdot 10^8$ m/s). Cette vitesse est supérieure à la vitesse réelle de l'arc en retour, qui se situe normalement entre un tiers et deux tiers de la vitesse de la lumière (entre $c/3$ et $2c/3$). La forme d'onde du courant de foudre présente une caractéristique d'atténuation lorsqu'elle se propage le long du canal de foudre. Cela signifie que le courant d'arc en retour perd de l'intensité au fur et à mesure de sa propagation dans le canal de foudre.

Il convient de souligner que de nombreux travaux de recherche ont été publiés dans la littérature utilisant ce modèle de représentation du canal de foudre. Parmi ces travaux, on peut citer les études menées par *Podorski et Land* [98], ainsi que celles réalisées par *Baba et Rakov* [90][91][92][93][96][99][100], et *Arzag et al.* [108].

Le principal inconvénient de ce modèle réside dans son hypothèse selon laquelle la vitesse de propagation du courant d'arc en retour est égale à la vitesse de la lumière. Cette supposition entraîne une surestimation des champs électriques et magnétiques, étant donné que leurs amplitudes sont proportionnelles à la vitesse de propagation du courant. En considérant une vitesse de propagation aussi élevée, les champs électriques et magnétiques calculés seront surévalués par rapport à la réalité. Cette surestimation peut affecter la précision des prévisions et des analyses concernant les effets électromagnétiques de l'arc en retour de la foudre sur les structures environnantes. Pour mettre en œuvre numériquement ce modèle, il est essentiel de contraindre la composante verticale du champ électrique le long du canal de foudre à être nulle lorsque le fil est considéré comme parfaitement conducteur.

II.3.2.2 Deuxième Modèle EM : Fil chargé par des inductances additionnelles montées en série dans l'air au-dessus du sol

La vitesse de propagation de l'onde du courant de l'arc en retour d'un coup de foudre peut être ajustée en modifiant les valeurs des inductances supplémentaires disposées en série le long du fil qui représente le canal de foudre. Pour ce faire, *Baba et Rakov* ont proposé une approche mathématique dans leurs travaux [90][91][92][93][96][99][100] qui lie l'inductance

supplémentaire à la vitesse de propagation de l'onde du courant d'arc en retour. Cette relation est exprimée de la manière suivante :

$$v = \sqrt{\frac{L_0}{L_0 + L}} \cdot c \quad (\text{II.30})$$

c : Vitesse de la lumière égale à 3.10^8 m/s,

L_0 : Inductance naturelle du fil vertical présumée à 2.1 $\mu\text{H/m}$. Cette valeur a été donnée par Rakov [102] en adoptant un fil horizontal caractérisé par un rayon de 30 mm et se trouvant à une altitude de 500 m.

Plusieurs chercheurs, tels que Noda et al. [103], Kato et al. [104], Baba et Rakov [90],[91][92][93][96][99] [100], Baba et Ishii [105], Mejia et Murcia [106], et Arzag et al. [101] [107][108][101] [109] ont utilisé ce type de modèle pour étudier la distribution spatiotemporelle du courant d'arc en retour le long du canal de foudre, ainsi que les composantes du champ électromagnétique associé. Ces travaux ont considéré que la vitesse de l'arc en retour reste constante le long du canal de foudre. Cependant, Bonyadi et al. [110] ont remis en question cette hypothèse en affirmant que la vitesse de l'arc en retour n'est pas uniforme le long du canal de foudre. Pour prendre en compte cette variation spatiale de la vitesse, ils ont proposé une approximation mathématique qui relie cette variation aux paramètres non linéaires tels que les inductances et les capacités présentes le long du canal de foudre. Cette relation est exprimée mathématiquement comme suit :

$$L(z) = \frac{1}{v^2(z)C_0(z)} - L_0(z) \quad (\text{II.31})$$

Avec :

$$C_0(z) = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{2z}{a}\right)} \quad (\text{II.32})$$

$$L_0(z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{2z}{a}\right) \quad (\text{II.33})$$

$$v(z) = v_h - (v_h - v_0)e^{-\frac{z}{\lambda}} \quad (\text{II.34})$$

Dans cette équation, nous avons les variables suivantes :

L : représente l'inductance additionnelle.

L_0 : désigne l'inductance naturelle du fil représentant le canal de foudre.

C_0 : représente la capacité naturelle du fil représentant le canal de foudre.

v : la vitesse de propagation de l'onde de courant d'arc en retour.

v_0 : correspond à la vitesse de propagation initiale au niveau du sol, à la base du canal.

v_h : représente la vitesse de propagation finale au niveau de la limite supérieure du canal de foudre, lorsque z (la hauteur le long du canal) atteint la hauteur totale du canal.

λ : désigne la constante d'atténuation de l'onde du courant le long du canal du foudre.

Il convient également de noter que l'introduction de l'inductance additionnelle entraîne l'apparition d'oscillations au niveau de la forme d'onde du courant de foudre. Pour pallier cet effet, il est nécessaire d'utiliser des résistances disposées en série avec ces inductances le long du fil qui représente le canal de foudre.

II.3.2.3 Troisième Modèle EM : Fil entouré par un milieu diélectrique (autre que l'air) occupant le demi-espace de travail au-dessus du sol

Dans ce modèle électromagnétique, la vitesse de propagation du courant d'arc en retour le long du canal de foudre est inférieure à celle de la lumière. Cette vitesse peut également être ajustée en fonction de la variation de la permittivité relative du milieu artificiel (milieu diélectrique). Il est crucial que la valeur de cette permittivité relative soit supérieure à celle de l'air, qui est égale à 1.

En considérant un sol parfaitement conducteur, on peut prendre l'exemple où la permittivité relative du milieu diélectrique prend les valeurs de 9 et 4. Dans ce cas, la vitesse de propagation de l'onde de courant d'arc en retour serait respectivement égale à $c/3$ et $c/2$, où c représente la vitesse de la lumière [91][92][93].

L'approximation mathématique reliant la vitesse de propagation de l'onde de courant d'arc en retour et la permittivité relative du milieu diélectrique est :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{II.35})$$

Ce modèle est particulièrement approprié pour l'étude et l'analyse de la distribution spatiotemporelle du courant d'arc en retour le long du canal de la foudre. Cependant, il est déconseillé pour le calcul du champ électromagnétique rayonné associé à ce courant. Cela est dû au fait que la présence du milieu artificiel (c'est-à-dire le milieu diélectrique) affecte à la fois la vitesse de propagation du champ électromagnétique et son amplitude. Cette vitesse est égale à celle de la lumière dans l'air.

Par conséquent, les chercheurs *Moini et al.* [111], *Shoory et al.* [112], *Grcev et al.* [113] et *Arzag et al.* [107][114][101] ont utilisé ce modèle dans leurs études de la distribution spatiotemporelle du courant d'arc en retour le long du canal de foudre. L'implémentation numérique de ce modèle peut être réalisée de la même manière que celle du premier modèle.

II.3.2.4 Quatrième Modèle EM : Fil enveloppé par un matériau diélectrique (sous la forme d'un cylindre ou d'un parallélépipède) et placé dans l'air au-dessus du sol

Ce modèle est principalement utilisé pour étudier la propagation du champ électromagnétique dans l'air avec un milieu artificiel (milieu diélectrique) de densité réduite par rapport au troisième modèle. Dans ce type de représentation, à l'intérieur de l'air et à la vitesse de la lumière, se propagent à la fois le champ électrique et le champ magnétique.

La vitesse de propagation de l'onde de courant d'arc en retour est ajustée en fonction de la valeur de la permittivité relative du milieu diélectrique. En effet, cette permittivité relative doit être plus élevée que celle utilisée dans la mise en œuvre du troisième modèle de représentation.

Un exemple illustrant cette approche est celui de *Kato et al.* [104], où le canal de la foudre est représenté par un fil vertical entouré d'un matériau diélectrique de forme cylindrique (rayon = 4 mm). La permittivité relative a été fixée à 200 pour obtenir une vitesse d'environ 0.7 fois celle de la lumière ($0.7c$) [91][92][93][101][114].

II.3.2.5 Cinquième Modèle EM : Fil enveloppé par un matériau de permittivité et perméabilité relatives égales et supérieures à celles de l'air

Les chercheurs *Miyasaki et Ishii* [115] ont été les pionniers de l'utilisation de ce modèle pour calculer le champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre. Malheureusement, leur publication ne mentionne pas les valeurs spécifiques utilisées pour la perméabilité et la permittivité. Dans leur étude, la vitesse de propagation de l'onde de courant d'arc en retour adoptée a été égale à 0.5 fois la vitesse de la lumière ($0.5c$).

Baba et Rakov [90][91][92][93][96][99][100][101][108][116] ont également adopté ce modèle dans leurs recherches. Dans leurs études, ils ont fixé les valeurs de permittivité et de perméabilité relatives à $\epsilon_r = 5$ et $\mu_r = 5$ respectivement, afin d'obtenir une vitesse de propagation de l'onde de courant d'arc en retour égale à 0.5 fois la vitesse de la lumière ($0.5c$). Par ailleurs, pour contrôler l'atténuation de l'onde de courant pendant sa propagation le long du canal de la foudre, ils ont

utilisé des résistances additionnelles montées en série et réparties le long du fil représentant ce canal.

Enfin, la mise en œuvre numérique de ce modèle, ainsi que celle du modèle précédent (quatrième modèle), est quelque peu complexe, car elle dépend de la géométrie complexe constituée de trois milieux de calcul distincts (air, sol et milieu artificiel), chacun avec ses propres paramètres. Le cylindre (ou le parallélépipède) est placé dans l'air au-dessus du sol, ce qui ajoute à la complexité de la modélisation. Cela prend beaucoup de temps pour faire les calculs, et besoin d'un ordinateur de hautes performances pour effectuer ce processus

II.3.2.6 Sixième Modèle EM : Deux fils parallèles shuntés entre eux par des capacités additionnelles et distribués le long du canal de foudre

Ce type de modèle a été exploré par *Bonyadi et al.* Dans leurs recherches, où ils ont utilisé la méthode des moments (MoM) [110]. Dans ces études, la vitesse de propagation de l'arc en retour était d'environ 0.43 fois la vitesse de la lumière ($0.43c$), tandis que la capacité shunt était de 50 pF/m.

Il est essentiel de noter que ce type de modèle est spécifiquement employé pour calculer le courant d'arc en retour le long du canal de foudre.

De plus, dans une analyse globale des modèles électromagnétiques, *Baba et Rakov* [91] ont proposé une formule mathématique reliant la vitesse de propagation de l'onde d'arc en retour le long du canal de foudre à la capacité shunt. Cette relation est exprimée de la manière suivante :

$$v = \sqrt{\frac{C_0}{C_0 + C_{ad}}} \cdot c \quad (\text{II.36})$$

Avec :

C_0 : la capacité naturelle du canal du coup de foudre.

II.3.2.7 Septième Modèle EM : Sources de courant placées verticalement dans l'air et au-dessus du sol

Dans cette représentation du canal de la foudre, le courant de l'arc en retour est modélisé par des sources distribuées le long du canal de la foudre, alignées verticalement les unes sur les autres,

sous la forme d'un vecteur dans l'air et au-dessus du sol. Chaque source représente la valeur du courant correspondant à la hauteur où elle est placée lorsque l'arc en retour atteint cette hauteur. Cette approche est utilisée dans plusieurs études, y compris celles d'Arzag et al. [116] [117][118].

II.3.2.8 Simulation du courant de l'arc en retour à l'aide des modèles électromagnétiques

Dans cette partie, nous nous intéressons à la présentation des résultats de simulations de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de foudre. Ces résultats sont obtenus par la mise en œuvre numérique des modèles électromagnétiques. Les modèles concernés sont : Le modèle 2, le modèle 3, le modèle 4 et le modèle 5.

La représentation schématique des différents types de modèles électromagnétiques adoptés pour cette phase de simulations est illustrée sur la figure II-22.

Le courant à la base du canal de la foudre est calculé à l'aide du modèle d'*Heidler* pour un arc subséquent (somme des deux fonctions Eq. (II-37)). Les valeurs des paramètres présentés dans l'équation (II-37) sont consignées dans le tableau II-6 [101][107].

$$i(0, t) = \frac{i_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1 + (t/\tau_{11})^{n_1}} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{12}}\right) + \frac{i_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1 + (t/\tau_{21})^{n_2}} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{22}}\right) \quad (\text{II-37})$$

Tableau II-6 : Paramètres du courant à la base du canal de foudre [95]

$i_{01}(\text{kA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	$i_{02}(\text{kA})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_1	n_2
14.8	0.244	2.77	6.86	4.18	40.66	2	2

Calcul de la distribution spatiotemporelle du courant de foudre en adoptant le modèle EM N°2

Le premier modèle concerné par notre simulation est le modèle 2. Dans ce dernier, le canal de la foudre est représenté par des inductances montées en série et distribuées le long du fil conducteur qui représente le canal de foudre. Ainsi, la valeur de l'inductance adoptée est $L = 6.57 \mu\text{H/m}$ [101], [107]

La figure II.23 présente les formes d'ondes des variations temporelles obtenues en mettant en œuvre le modèle EM N° 2, et calculées à différentes altitudes du canal de foudre, à savoir : 0 m, 250 m, 500 m, et 750 m. Ces résultats montrent que les formes d'ondes du courant sont

caractérisées par un temps de retard correspondant à la durée d'arrivée de l'arc en retour au point concerné par le calcul du courant, ainsi qu'une atténuation au niveau de ses amplitudes. En plus, l'effet de l'utilisation des inductances se traduit par l'apparition d'oscillations amorties sur les formes d'onde du courant. Le pic initial du courant à la base du canal est de 16 kA.

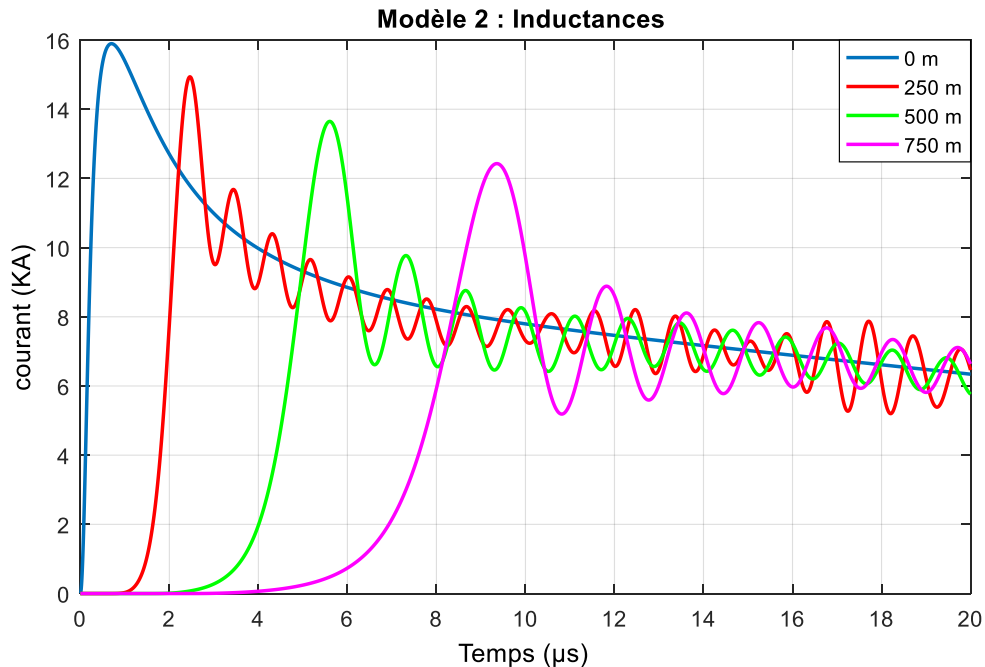


Figure II-23 : Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N°2.

Afin d'amortir les oscillations apparues sur les formes d'onde du courant et sont dues à l'utilisation des inductances, il est utile de raccorder en série des résistances avec les inductances. La valeur des résistances utilisées pour notre cas est $R=0,13 \Omega/\text{m}$. Les variations temporelles du courant obtenues en le même modèle (modèle EM N° 2), en présence de résistances, sont présentées par la figure II-24. Il est clairement remarqué sur cette figure que les formes d'onde du courant sont influencées par la présence des résistances additionnelles de manière qu'elles les amortissent de manière rapide.

Les résultats présentés dans les figures II-23 et II-24 montrent que le modèle EM N° 2 associés aux paramètres adoptées dans cette simulation, ont permis d'obtenir une vitesse de propagation du courant de l'arc en retour égale à $1.5 \times 10^8 \text{ m/s}$, qui est inférieure à celle de la lumière ($3 \times 10^8 \text{ m/s}$).

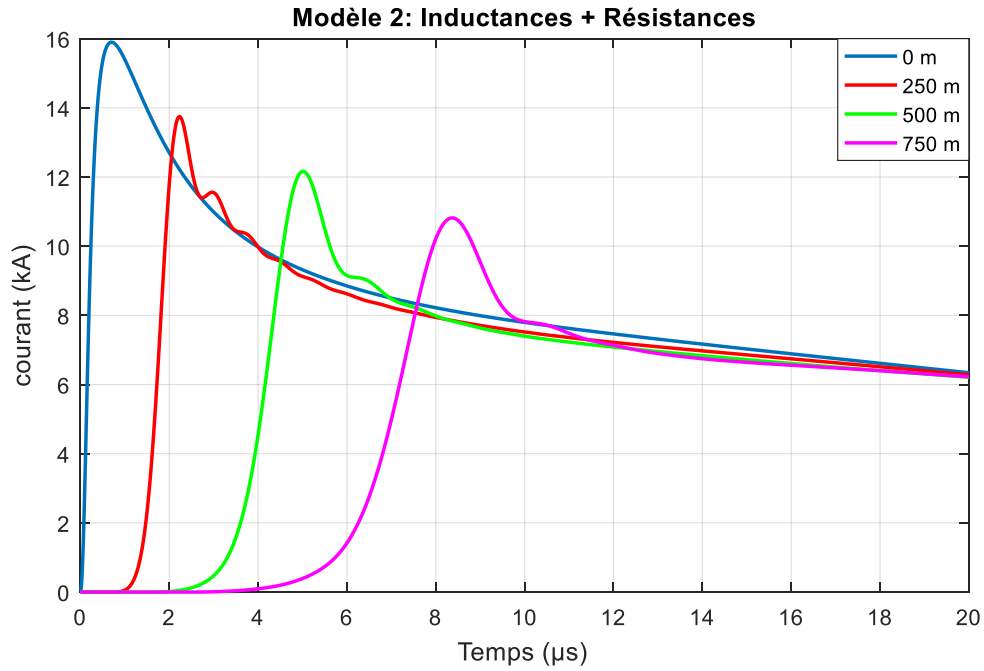


Figure II-24 : Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N°2 en présence des résistances.

✚ Calcul de la distribution spatiotemporelle du courant de foudre en adoptant le modèle EM N°3

Le deuxième modèle que nous adoptons dans cette simulation du courant de l'arc en retour est le modèle EM N° 3. Pour ce modèle, le canal de foudre est représenté par un fil entouré par un milieu diélectrique caractérisé par une permittivité relative supérieure que celle de l'air et occupant le demi-espace de travail au-dessus du sol. La valeur de cette permittivité utilisée dans notre cas de simulation est $\epsilon_r = 4.12$ [107][114]. A noter que les auteurs de ces dernières publications ont obtenu cette valeur de permittivité relative en substituant la vitesse de propagation du courant par $1.4752 \cdot 10^8$ m/s dans la formule II-35.

De même que le modèle N° 2, la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de foudre est évaluée pour quatre hauteurs par rapport au sol, à savoir : 0 m, 250 m, 500 m et 750 m.

Les résultats du courant d'arc en retour obtenus lors de la mise en œuvre du modèle EM N°3 sont présentés dans la figure II-25. L'analyse de ces résultats montre que la vitesse de propagation du courant le long du canal est égale à $1.4752 \cdot 10^8$ m/s. Cela démontre que le modèle EM N° 3 nous a permis d'obtenir une vitesse du courant d'arc en retour inférieure à celle de la

lumière (3.108 m/s). Ainsi, les formes d'onde de ce courant sont caractérisées par une atténuation lors de leur propagation le long du canal de foudre. Comme il est cité précédemment que ce modèle est approprié pour l'évaluation du courant de foudre, mais il est déconseillé pour l'analyse du champ électromagnétique généré par la foudre.

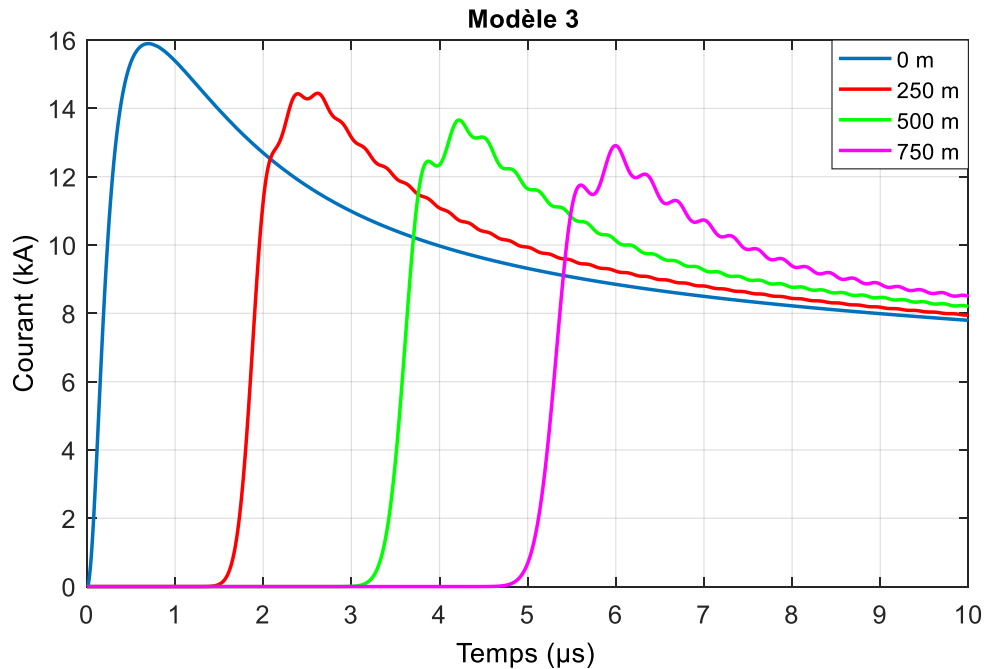


Figure II-25 : Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N°3

Calcul de la distribution spatiotemporelle du courant de foudre en adoptant le modèle EM N°4

Un autre modèle basé sur l'utilisation d'un matériau diélectrique autre que l'air pour obtenir une vitesse de propagation de l'onde courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre, a été proposé [95][99][101], c'est le Modèle EM N° 4. Dans ce genre de modèle, le canal de foudre concerné par l'étude du courant de l'arc en retour, est représenté par un fil enveloppé par un matériau diélectrique, de forme parallélépipédique ayant une permittivité relative $\epsilon_r = 4.12$, placé dans l'air au-dessus du sol. À noter, que nous avons utilisé la même valeur de la permittivité que celle du modèle EM N° 3 pour savoir l'influence de la taille du milieu artificiel (matériau diélectrique entourant le fil qui représente le canal de foudre) sur les formes d'onde du courant de l'arc en retour, ainsi que sur sa vitesse. Le volume du parallélépipède utilisé dans cette étude est de 3 m × 3 m × 4 m.

Les variations temporelles du courant de l'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre, par la mise en œuvre numérique du modèle EM N°4, sont présentées dans la figure II-26. L'analyse des résultats illustrés sur cette figure montre que ce modèle nous permis d'obtenir une vitesse de propagation du courant de l'arc en retour égale à $2.38 \cdot 10^8$ m/s. Cette vitesse est inférieure à celle de la lumière, mais elle est différente à celle obtenue à l'aide du modèle EM N° 3. Cette différence est due à la différence de la taille du matériau diélectrique utilisé pour chaque modèle. À noter, que les formes d'ondes du courant obtenues à l'aide du modèle N° 4, sont aussi caractérisées par l'atténuation des amplitudes lors de leur propagation le long du canal de foudre.

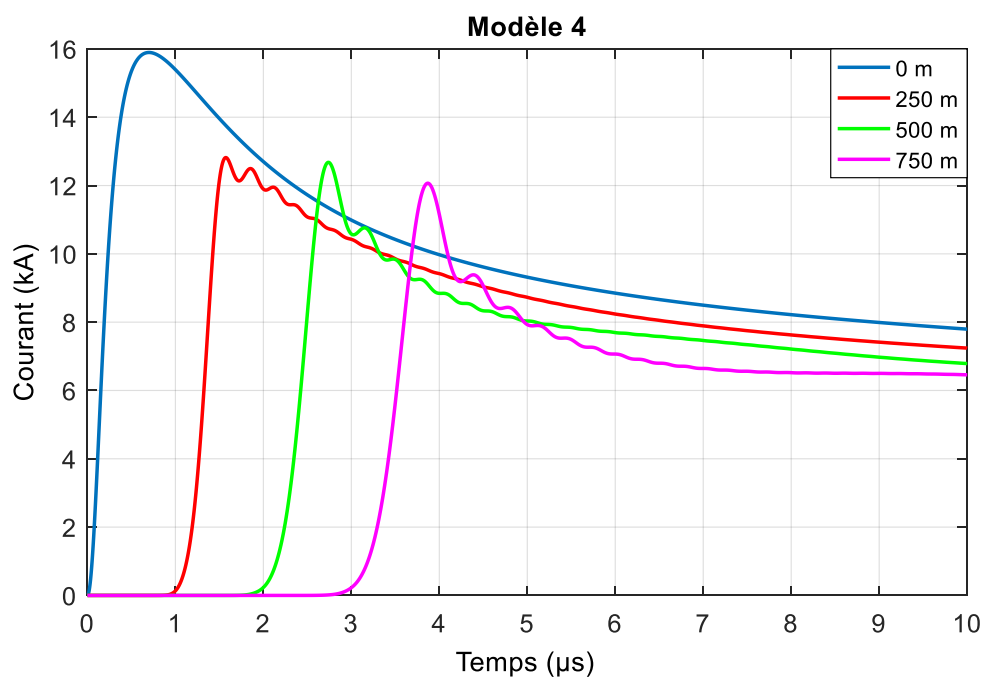


Figure II-26 : Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N°4

Calcul de la distribution spatiotemporelle du courant de foudre en adoptant le modèle EM N°5

Un autre genre de milieu artificiel est utilisé pour obtenir une vitesse désirable pour la propagation des ondes de courant le long du canal de foudre. Cela est représenté par le modèle EM N° 5. Dans ce dernier, le canal de foudre est considéré comme un fil enveloppé par un matériau, de forme parallélépipédique ayant une permittivité relative $\epsilon_r = 4.12$ et une perméabilité relative $\mu_r = 4.12$. Ce matériau est à son tour placé dans l'air et au-dessus du sol. Le volume du parallélépipède utilisé dans cette modélisation est de $3 \text{ m} \times 3 \text{ m} \times 4 \text{ m}$.

Les résultats de simulation obtenus par la mise en œuvre du modèle EM N° 5 sont présentés dans la figure II-27. Selon ces résultats, on peut constater que ce modèle a permis d'obtenir une vitesse de propagation dont la valeur est $1.7857 \cdot 10^8 \text{ m/s}$. Cette dernière valeur est aussi inférieure à la vitesse de la lumière. Ainsi, les formes d'onde du courant ont connu une atténuation lors de leur propagation le long du canal de foudre.

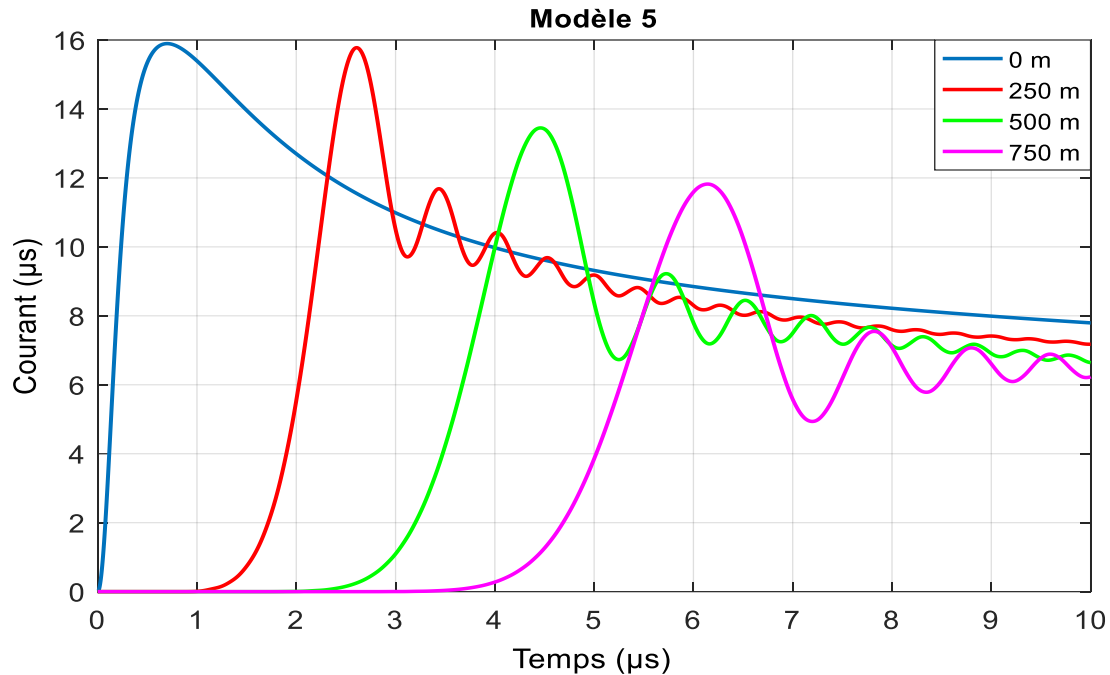


Figure II-27 : Variations temporelles du courant d'arc en retour calculées à différentes hauteurs dans le canal de foudre en adoptant le modèle EM N°5.

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons brièvement exposé les aspects essentiels de la phase d'arc en retour liée à une décharge de foudre nuage-sol. Tout d'abord, les formules analytiques du courant de l'arc en retour à la base du canal de foudre ont été fournies. Ensuite, nous avons présenté les différentes catégories de modèles décrivant la distribution spatiotemporelle de l'onde de courant d'arc en retour sur un sol plat, ainsi que la prise en compte de la présence d'un objet élevé. Nous avons observé l'impact de ce dernier sur les caractéristiques des courants à différentes hauteurs.

Nous avons accordé une attention particulière aux modèles dits "d'Ingénieurs" ainsi qu'aux modèles électromagnétiques, en raison de leur popularité au sein de la communauté scientifique. Des résultats de simulation de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de foudre, obtenus par la mise en œuvre de ces deux familles des modèles ont été

présentés dans ce même chapitre. Nous aborderons dans le prochain chapitre l'état de l'art des différentes méthodes utilisées pour calculer le champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre.

**Méthodes de calcul du champ
électromagnétique produit par
un coup de foudre**

III.1 Introduction

Les coups de foudre entraînent des perturbations dans le fonctionnement des réseaux électriques, des télécommunications et des circuits auxiliaires des sous-stations électriques. Afin de coordonner efficacement l'isolement des systèmes électriques et électroniques, il est impératif d'acquérir une connaissance précise des champs électromagnétiques émis par les coups de foudre et de comprendre leurs impacts sur les divers systèmes.

Ce chapitre est dédié à la modélisation du champ électromagnétique émis par un coup de foudre. Dans un premier temps, nous exposons la configuration géométrique du problème liée à l'analyse des champs électromagnétiques produits par la foudre. Ensuite, nous présentons les expressions mathématiques permettant de calculer ces champs électromagnétiques.

Dans un premier stade, nous décrirons ces expressions pour l'air et le sol, en considérant le sol comme un conducteur parfait. Par la suite, nous introduirons des ajustements pour tenir en compte de la conductivité limitée du sol. En plus, nous aborderons l'utilisation de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) pour résoudre les équations de *Maxwell* et ainsi obtenir les expressions des composantes du champ électromagnétique engendré par un coup de foudre.

III.2 Géométrie utilisée pour calculer le champ électromagnétique

Le canal de foudre est considéré comme une antenne verticale unidimensionnelle de hauteur H placée au-dessus d'un plan conducteur, comme l'indique la figure III-1, pour calculer le champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre descendant. Un courant appelé courant d'arc en retour, dont la distribution spatio-temporelle $i(z', t)$ est la source d'un champ électromagnétique rayonné à partir du canal de foudre, se propage verticalement le long du canal de foudre à une vitesse v . Pour localiser ce champ électromagnétique dans l'espace, il est nécessaire de connaître la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour.

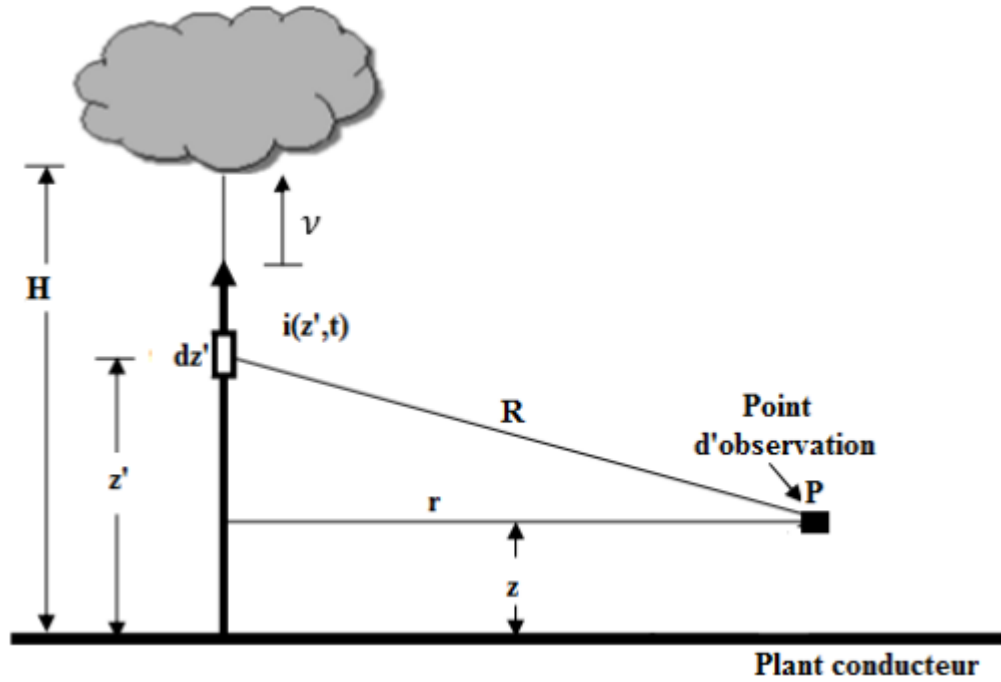


Figure III.1 Géométrie utilisée pour calculer le champ électromagnétique [119]

III.3 Équations générales décrivant le champ électromagnétique émis par une foudre nuage-sol.

III.3.1 Champ électromagnétique au-dessus du sol

Sommerfeld a présenté le calcul du champ EM rayonné par un dipôle placé au-dessus d'un sol de conductivité finie pour la première fois en 1909 [120]. Ces équations ont été présentées dans le domaine fréquentiel. En outre, il peut y avoir des problèmes numériques lorsqu'il est nécessaire d'effectuer une transformation de *Fourier* inverse.

En 1966, *Banos* [121] a commencé à déterminer la solution des équations de *Maxwell* pour chaque milieu en accord avec les conditions aux limites à l'interface air-sol [1][75], afin de traiter de manière approfondie le problème de rayonnement d'un dipôle.

Les expressions suivantes [1] fournissent les équations du champ créé par un dipôle vertical placé à une hauteur z dans le domaine fréquentiel en coordonnées cylindriques :

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

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

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

Avec :

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

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

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

et

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

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \sqrt{\lambda^2 - k_1^2} \quad ; \quad \gamma_2 = \sqrt{\lambda^2 - k_2^2} \\ k_1 &= \sqrt{\omega^2 \mu_g \varepsilon_g - j\omega \mu_0 \sigma_g} \quad ; \quad k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_g} \end{aligned}$$

Avec :

La perméabilité, la permittivité et la conductivité du sol sont indiquées par $\mu_g, \varepsilon_g, \sigma_g$. La fonction Bessel d'ordre 0 est J_0 . La distribution du courant le long du canal $i(z', t)$ est représentée par la transformée de Fourier $I(z')$.

III.3.1.1 Cas d'un sol parfaitement conducteur

En utilisant la théorie des images pour un sol parfaitement conducteur, *Uman et al.* [122] ont créé des formules déduites des équations de *Maxwell* (Fig. III.2). En utilisant les intégrales générales de *Sommerfeld* en faisant tendre la conductivité du sol vers l'infini, *Leteinturier* [123] a réussi à obtenir les mêmes équations. Les expressions suivantes sont écrites dans le domaine temporel :

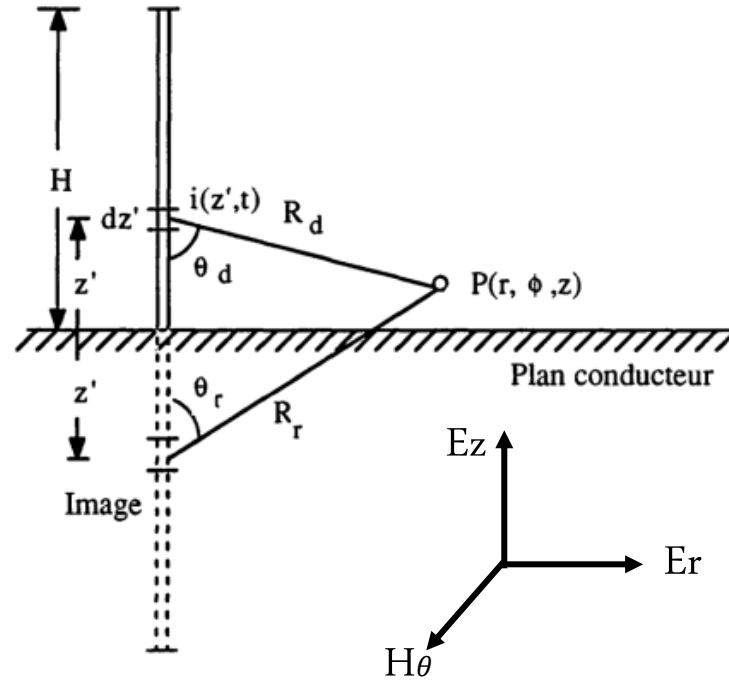


Figure III.2 Grandeurs géométriques intervenant dans les équations du champ électromagnétique [76].

$$E_r(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', t - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{c R^4} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (\text{III-7})$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', t - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{c R^4} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (\text{III-8})$$

$$H_\theta(r, z, t) = \frac{1}{4\pi} \left[\int_{-H}^H \frac{r}{R^3} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r}{c R^2} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (\text{III-9})$$

Avec :

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

Où :

ε_0 représente la permittivité diélectrique du vide, c est la vitesse de la lumière, R correspond à la distance qui sépare le dipôle du point d'observation, tandis que r désigne la distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation P. Ces paramètres sont essentiels pour définir les caractéristiques électromagnétiques et géométriques d'une situation donnée.

Trois parties composent le champ électrique :

- ✓ Partie contenant l'intégrale du courant est appelée « champ électrostatique »,
- ✓ Partie contenant le courant est appelé « champ d'induction »,
- ✓ Partie contenant la dérivée du courant est appelée « champ rayonné ».

Le champ magnétique est composé d'un :

- ✓ Terme de rayonnement,
- ✓ Terme d'induction, également appelé « champ magnétostatique ».

Les équations (III-7) et (III-8) désignent les champs électrostatiques (composants dominants du champ proche de la source), d'induction et de rayonnement, respectivement. Le premier terme de l'équation (III-9) représente le champ d'induction, également appelé champ magnétostatique, qui est dominant près de la source, tandis que le deuxième terme représente le champ de rayonnement, qui est dominant en s'éloignant de la source.

III.3.1.2 Cas d'un sol à conductivité finie

La propagation au-dessus d'un sol de conductivité finie est plus importante à des distances supérieures à plusieurs kilomètres et a pour conséquence majeure une diminution des composantes hautes fréquences, ce qui diminue la valeur de pic et la raideur du front du champ électromagnétique [1].

Nous acceptons généralement que pour des distances proches du canal de la foudre, l'impact de la conductivité finie du sol sur le champ électrique vertical et magnétique azimutal est minime

[124]. Cependant, la conductivité finie du sol à un impact significatif sur la partie horizontale (radiale) du champ électrique.

En effet, les contributions de chaque dipôle et leurs représentations sont opposées. Par conséquent, la valeur totale du champ horizontal peut être considérablement affectée par des modifications mineures du champ image.

Des auteurs ont suggéré des méthodes simplificatrices pour calculer le champ électrique horizontal en prenant en compte la conductivité du sol, telles que la formule du "Wavetilt", l'approximation de Norton [125] et la formule de Cooray et Rubinstein [126] [127].

La formule de Cooray-Rubinstein s'exprime de la façon suivante :

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

$E_{rp}(r, z, j\omega)$, $H_{\phi p}(r, 0, j\omega)$ représentent, respectivement, les transformées de Fourier du champ électrique horizontal à une hauteur "z" et du champ magnétique azimutal au niveau du sol. En supposant que le sol soit parfaitement conducteur, ces deux quantités sont évaluées. En 2002, Cooray [83] a suggéré une légère adaptation de l'expression (III-11) qui décrit le champ électrique horizontal au-dessus d'un sol parfait. Cette adaptation vise à améliorer l'approximation initiale.

$$E_r(r, z, j\omega) = (E_{rp}(r, z, j\omega))_s + (E_{rp}(r, z, j\omega))_i + 0.4(E_{rp}(r, z, j\omega))_r \quad (\text{III-11})$$

Les indices "s," "i," et "r" font référence, dans cet ordre, aux composantes électrostatiques, d'induction et de rayonnement du champ électrique radial calculé en supposant un sol parfaitement conducteur.

Dans la référence [83] Cooray a déclaré qu'une erreur de plus de 25 % était observée sur le pic initial du champ horizontal, calculé à une hauteur de quelques dizaines de mètres, par l'expression (III-11). La correction mineure de l'approximation réduit l'erreur à moins de 5 %.

III.3.2 Champ électromagnétique au-dessous du sol

L'évaluation des perturbations provoquées par la foudre dans les câbles souterrains est devenue une préoccupation majeure des chercheurs en raison de l'expansion et de la complexité croissante des réseaux enfouis sous terre. Le développement de modèles du champ électromagnétique

engendré par la foudre sous la surface du sol à permettre l'estimation des courants et des tensions induits par ce champ dans les câbles enterrés.

En 1960, *Banos* [121] a élaboré des expressions générales du champ électrique en un point situé sous un sol possédant une conductivité finie, généré par un dipôle positionné au-dessus du sol. Il est à noter que ces expressions du champ sont formulées dans le domaine fréquentiel et incluent les intégrales de *Sommerfeld* [120].

La configuration géométrique associée au calcul du champ électromagnétique sous la surface du sol est illustrée dans la figure III.3.

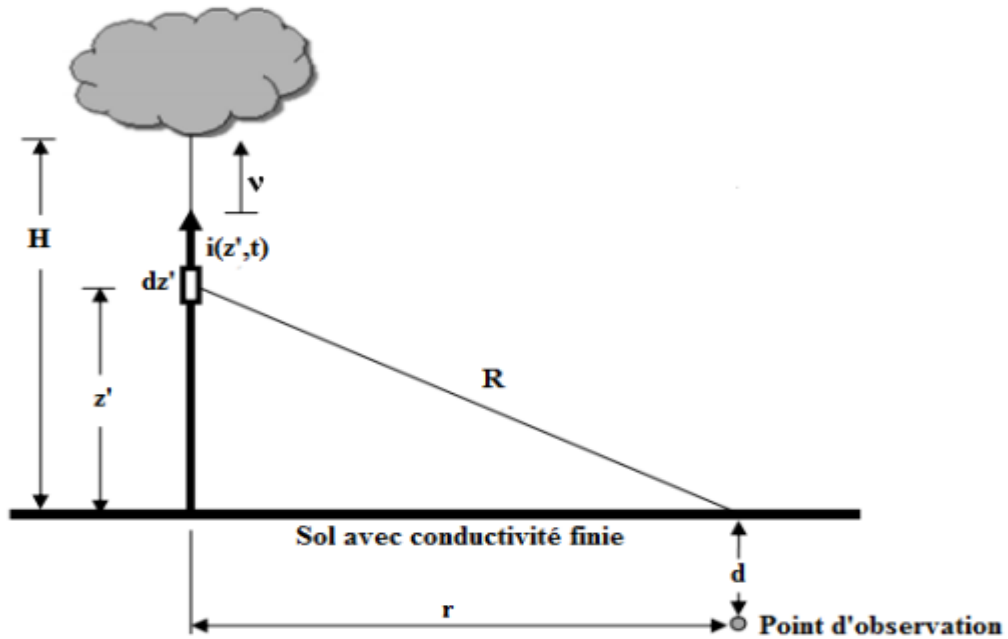


Figure III.3 : Géométrie du problème utilisée pour calculer le champ électromagnétique sous la surface du sol [119].

III.3.2.1 Formule de *Cooray*

Cooray [128] a proposé une expression simplifiée pour calculer les champs électriques et magnétiques au-dessous du sol en fonction des champs calculés au niveau de la surface du sol générés par un canal de foudre vertical. Les composantes du champ électromagnétique sont les suivantes :

$$E_r(j\omega, r, d) = E_r(j\omega, r, 0)e^{-k_g d} \quad (\text{III-12})$$

$$E_z(j\omega, r, d) = E_z(j\omega, r, 0) \frac{\varepsilon_0 e^{-k_g d}}{\sqrt{\sigma_g + j\omega \varepsilon_g}} \quad (\text{III-13})$$

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

Avec

$$k_g = \sqrt{j\omega \mu_0 \sigma_g - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_g}$$

Les expressions (III-12) à (III-14) sont exprimées dans le domaine fréquentiel, ce qui demande le recoure à une transformée de *Fourier* inversée pour passer au domaine temporel. L'hypothèse d'un sol parfait permet de calculer le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal au niveau du sol. Le champ électrique radial est calculé à l'aide de l'approximation de *Cooray-Rubinstein*.

En 2004, *Petrache* [72] a comparé les expressions simplifiées de *Cooray* aux solutions numériques exactes publiées par *Zeddam* [129]. Le point d'observation est situé à 100 mètres du canal de foudre, à deux profondeurs en dessous du sol (1 mètre et 10 mètres) et pour deux valeurs de conductivités du sol : 0,01 S/m et 0.001 S/m. Il a découvert que l'approximation de *Cooray* donne des résultats très satisfaisants.

III.3.2.2 Algorithme de *Delfino et al.*

Un algorithme efficace pour l'évaluation précise du champ électromagnétique sous un sol imparfait a été créé en 2006 par *Delfino et al* [130]. Ces auteurs ont montré que les trois composantes du champ électromagnétique (champ électrique horizontal et vertical et champ magnétique azimutal) sont représentées par :

$$\begin{cases} E_r = \frac{j}{2\pi\omega\varepsilon_0} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \exp(-\mu z') \exp(\mu_E z) \frac{\lambda^2 \mu_E}{n^2 \mu + \mu_E} d\lambda \\ E_z = \frac{j}{2\pi\omega\varepsilon_0} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \exp(-\mu z') \exp(\mu_E z) \frac{\lambda^3}{n^2 \mu + \mu_E} d\lambda \\ H_\phi = \frac{n^2}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \exp(-\mu z') \exp(\mu_E z) \frac{\lambda^2}{n^2 \mu + \mu_E} d\lambda \end{cases} \quad (\text{III-15})$$

Avec :

$$\mu^2 = \lambda^2 - k^2 ;$$

$$\mu_E^2 = \lambda^2 - k_E^2 ;$$

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$$

$$k_E^2 = \omega^2 \varepsilon \mu_0 + j \omega \mu_0 \sigma$$

$$n^2 = k_E^2 / k^2$$

k : nombre d'ondes dans l'air,

k_E : nombre d'ondes dans le sol,

n : indice de réfraction complexe,

J_0 : fonction de Bessel d'ordre zéro,

J_1 : fonction de Bessel du premier ordre.

III.3.3 Champ électromagnétique dans le cas d'un sol stratifier

Au cours des dernières années, de nombreux chercheurs au sein de la communauté scientifique se sont penchés sur les défis associés à l'impact de la stratification sur le champ électromagnétique produit par la foudre.

Wait [132-134] était l'un des premiers scientifiques à étudier la propagation des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre en présence d'un sol stratifié. Ses recherches ont démontré que le concept de la fonction d'atténuation peut être utilisé pour représenter l'atténuation des hautes fréquences d'une onde électromagnétique lors de sa propagation le long de la surface du sol [131].

La théorie de *Wait* a été utilisée par *Cooray et Cummins* [135] en 2008 pour évaluer les effets de la stratification du sol sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre. Cependant, des études récentes indiquent que la formulation *Wait* peut être utilisée uniquement pour calculer le champ électrique vertical à des distances très lointaines par rapport au canal de foudre. [136] En 2011, *Delfino et al.* [137] ont créé une formulation et un algorithme pour évaluer numériquement le champ électromagnétique rayonné sur un sol stratifié par un coup de foudre. *Shoory et al.* ont basé leur recherche sur cet algorithme [138]. Une méthode simple pour évaluer l'impact d'un sol stratifié horizontalement sur le champ électromagnétique rayonné a été proposée par ces auteurs. Pour calculer les composantes du champ électromagnétique au-dessus et en dessous d'un sol stratifié horizontalement à une distance proche du canal de foudre, *Mimouni et al.* [139] ont introduit en 2013 la méthode des différences finies dans le domaine temporel en deux dimensions (FDTD-2D), exprimée en coordonnées cylindriques et associée au modèle de courant d'arc en retour de type MTLE. *Barbosa et al.* [140] ont étudié le calcul du champ électrique

horizontal à la surface d'un sol stratifié en utilisant la méthode des différences finies à points centrés dans le domaine temporel (FDTD). *Packnahard et al.* [141] ont introduit la méthode des éléments finis (FEM) en 2014 pour étudier l'impact de la stratification du sol sur le champ électromagnétique et les courants induits sur les câbles souterrains. *Sheshyekani et al.* [142] ont effectué le calcul des surtensions induites sur les lignes aériennes résultant du champ électromagnétique émis par un coup de foudre en présence d'un sol stratifié horizontalement. Cette étude a été réalisée en utilisant la méthode des éléments finis. Plus tard, en 2017, *Abdi et al.* [143] ont étudié l'impact d'un sol composé de trois couches horizontales sur les courants induits par l'interaction du champ électromagnétique de la foudre avec un câble enterré. Cette analyse a été réalisée en utilisant la méthode FDTD-2D. *Arzag et al.* [116] ont examiné l'impact d'un sol stratifié horizontalement sur le champ électromagnétique produit par la foudre en 2017 et 2018, en utilisant la méthode FDTD-3D basée sur la formulation de *Taflov* [144] et en utilisant des modèles électromagnétiques pour la distribution du courant arc en retour le long du canal de la foudre. Par la suite, *Arzag et al.* [145] ont conduit une étude sur l'impact d'un sol stratifié verticalement sur le champ électrique émis en étudiant l'interaction d'un éclair avec une tour située sur une montagne.

En présence d'une tour élevée et d'un sol stratifié horizontalement à deux couches, *Omari et al.* [146] ont effectué une analyse du champ électromagnétique produit par la foudre en 2018. En 2019, *Arzag et al.* [147] ont examiné le champ magnétique azimuthal rayonné d'un coup de foudre tombant sur une tour située sur une montagne. Le champ a été calculé en-dessous d'un sol verticalement stratifié. Très récemment, en 2021 *Ziane et al.* [148] ont élaboré l'influence de la présence d'un sol stratifié verticalement sur le champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour élevée.

La configuration géométrique utilisée pour analyser l'effet de la stratification horizontale du sol sur les composantes du champ électromagnétique généré par un éclair est illustrée dans la Figure III-4. Sur cette figure les points d'observation (points concernés par l'étude du champ électromagnétique généré par la foudre) sont situés au-dessus et dessous d'un sol formé en deux couches horizontal (sol stratifié horizontalement). Ces deux couches de sol sont caractérisées par des valeurs de conductivité électrique différentes.

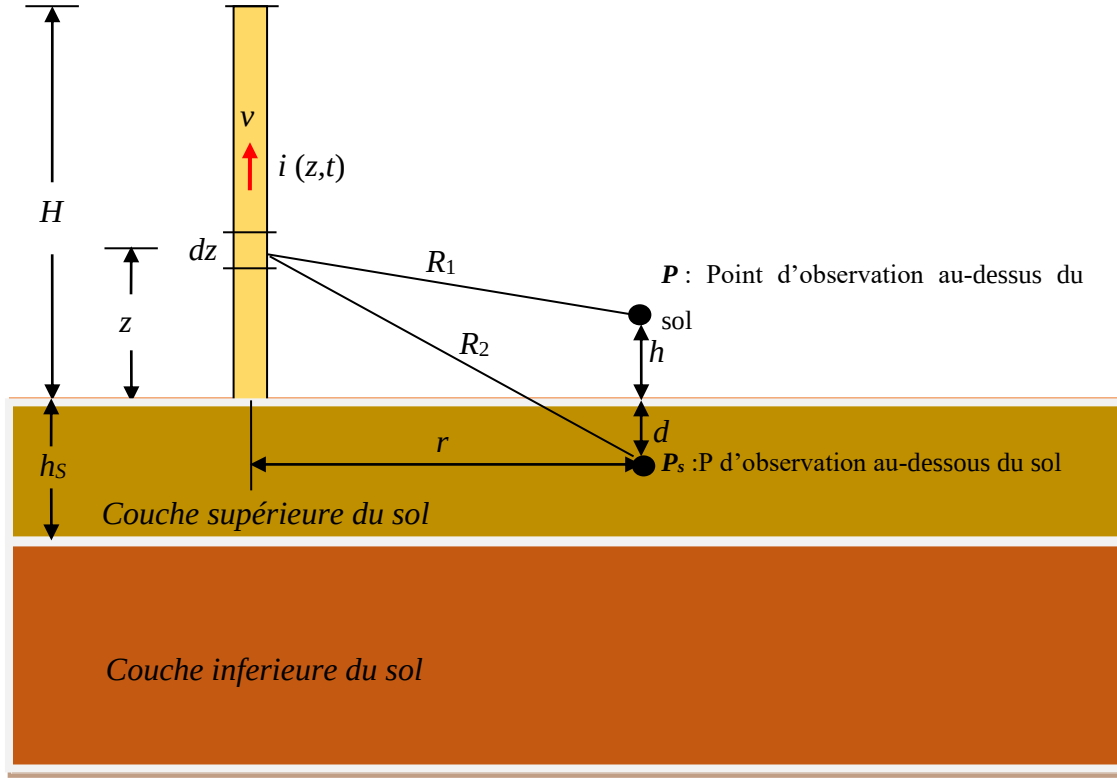


Figure III.4 : Configuration géométrique utilisée pour évaluer le champ électromagnétique émis par un éclair en présence d'un sol stratifié et d'une tour élevée.

III.3.3.1 Algorithme de *Delfino et al.*

Les composantes du champ électrique vertical (E_{zL}), du champ électrique horizontal (E_{rL}), ainsi que la composante du champ magnétique azimuthal ($H_{\phi L}$), sont déterminées au moyen d'un algorithme efficace développé par *Delfino et al.* [137]. Les expressions mathématiques de ces trois composantes sont formulées comme suit :

$$\begin{cases} E_{zL} = E_{ziL} - \frac{jI(0, \omega)}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^{+\infty} \left(\frac{1 - R(\lambda)}{2} \right) \cdot J_0(\lambda r) \cdot \exp(-\mu z) \cdot \frac{\lambda^3}{\mu} Q(\lambda) d\lambda \\ E_{rL} = E_{riL} - \frac{jI(0, \omega)}{2\pi\omega\epsilon_0} \int_0^{+\infty} \lambda^2 J_1(\lambda r) \cdot \left(\frac{1 - R(\lambda)}{2} \right) \cdot \exp(-\mu z) \cdot Q(\lambda) d\lambda \\ H_{\phi L} = H_{\phi iL} - \frac{jI(0, \omega)}{2\pi} \int_0^{+\infty} \left(\frac{1 - R(\lambda)}{2} \right) \cdot J_1(\lambda r) \cdot \exp(-\mu z) \cdot \frac{\lambda^2}{\mu} Q(\lambda) d\lambda \end{cases} \quad (III-16)$$

Avec :

E_{ziL} , E_{riL} , $H_{\phi iL}$ représentent respectivement le champ électrique vertical, le champ électrique horizontal et le champ magnétique azimuthal calculés pour un sol idéal, c'est-à-dire un sol parfaitement conducteur.

$$R(\lambda) = \frac{w_0(\lambda) - z_1(\lambda)}{w_0(\lambda) + z_1(\lambda)}$$

$$w_0(\lambda) = \frac{\mu}{k^2}$$

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

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$$

$$z_1(\lambda) = w_0(\lambda) \frac{w_2(\lambda)(e^{\alpha_1} + e^{-\alpha_1}) + w_1(\lambda)(e^{\alpha_1} - e^{-\alpha_1})}{w_1(\lambda)(e^{\alpha_1} + e^{-\alpha_1}) + w_2(\lambda)(e^{\alpha_1} - e^{-\alpha_1})}$$

$$\alpha_1 = \mu_{Ei} h_1 ; \quad \mu_{Ei}^2 = \lambda^2 - k_{Ei}^2 ; \quad k_{Ei}^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{ri} \mu_0 + j\omega \mu_0 \sigma_i$$

$$w_i(\lambda) = \frac{\mu_{Ei}}{k_{Ei}^2}$$

i : désigne la couche du sol.

III.3.3.2 Approche simplifiée de Shoory et al.

Une nouvelle formulation des composants du champ électromagnétique rayonnés par un canal de foudre au-dessus de deux couches d'un sol stratifié horizontalement a été créée par Shoory et al.[138][149]. Le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal sont maintenant exprimés comme suit :

$$\begin{cases} E_{zL}(r, z) = E_{ziL}(r, z) F_{str} \\ H_{\phi L}(r, z) = H_{\phi iL}(r, z) F_{str} \end{cases} \quad (III-17)$$

Où :

F_{str} désigne la fonction d'atténuation du sol stratifié, dérivée par Wait [133], et s'exprimant de la manière suivante :

$$F_{str}(p_{str}) = 1 - j\sqrt{\pi p_{str}} e^{-p_{str}} \operatorname{erfc}(j\sqrt{p_{str}}) \quad (III-18)$$

La distance numérique est connue sous le nom de P_{str} , tandis que le complément de la fonction d'erreur de l'argument complexe est appelé erfc .

Avec :

$p_{rst} = -0.5 \gamma_0 r \Delta_{str}^2$: Distance numérique.

$\gamma_0 = j\omega\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$: Nombre d'ondes dans l'espace.

$\Delta_{str} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} Z_{str}$: est l'impédance de surface normalisée des deux couches du sol.

$$Z_{str} = K_1 \frac{K_2 + K_1 \tanh(u_1 h_1)}{K_1 + K_2 \tanh(u_1 h_1)}$$

$$K_1 = \frac{u_1}{\sigma_1 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{r1}}$$

$$K_2 = \frac{u_2}{\sigma_2 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{r2}}$$

$$u_1 = \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_0^2}; \quad u_2 = \sqrt{\gamma_2^2 - \gamma_0^2}$$

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{r1})};$$

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_2 + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{r2})}$$

La formule suivante [138] donne le champ électrique horizontal :

$$E_{rL}(r, z) = E_{riL}(r, z) - H_{\phi L}(r, 0)Z_{str} \quad (\text{III-19})$$

Shoory *et al.* [138] ont défini une autre formulation dans le domaine temporel des expressions du champ électromagnétique rayonné par un canal de foudre en utilisant la théorie de la convolution intégrale :

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{zL}(r, z, t) = \int_0^t e_{ziL}(r, z, \tau) f_{str}(t - \tau) d\tau \\ h_{\phi L}(r, z, t) = \int_0^t h_{\phi iL}(r, z, \tau) f_{str}(t - \tau) d\tau \\ e_{rL}(r, z, t) = e_{riL}(r, z, t) - h_{\phi L}(r, 0, t) Z_{str}(t - \tau) d\tau \end{array} \right. \quad (\text{III-20})$$

III.4 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

La méthode des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (FDTD-3D, « Finite-Differences in Time-Domain ») est une technique de résolution numérique utilisée pour résoudre les équations de *Maxwell*, qui décrivent le comportement des champs électromagnétiques dans l'espace tridimensionnel en fonction du temps. Cette méthode divise l'espace en une grille tridimensionnelle de cellules cubiques et utilise des différences finies pour approximer les dérivées partielles des équations de *Maxwell*. Elle permet de modéliser l'évolution des champs électriques et magnétiques dans un espace tridimensionnel en fonction du temps, ce qui est essentiel pour étudier divers phénomènes électromagnétiques, tels que la propagation des ondes électromagnétiques, la réflexion, la diffusion, la diffraction et bien d'autres. La méthode FDTD-3D est largement utilisée dans de nombreuses applications, notamment en électromagnétisme, en optique, en antennes, en radar, en communications sans fil et en simulation de dispositifs électroniques. Elle offre une approche puissante et efficace pour analyser et résoudre des problèmes complexes liés aux champs électromagnétiques en trois dimensions. Elle a été introduite par *Kane S. Yee* en 1966 [89].

Pour analyser la propagation des ondes de champs électromagnétiques dans des structures non bornées, les conditions aux limites telles que celles de *Liao et al.*[150] en 1984, les PML (*Perfectly Matched Layers*) créés par *Brenger* [151] en 1994 et les UPML (*Uniaxial Perfectly Matched Layers*) proposés par *Taflove et Hagness* [152] en 2000 sont utilisées.

III.4.1 Equations de *Maxwell*

Selon la publication de *Yee* [89] en 1966 les équations de *Maxwell* dans un milieu isotrope peuvent être écrites sous la forme :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.21})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (\text{III.22})$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (\text{III.23})$$

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} \quad (\text{III.24})$$

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{III.25})$$

Avec :

E : le champ électrique ;

H : le champ magnétique ;

D : la densité du champ électrique ;

B : la densité du flux magnétique ;

J : la densité de courant ;

μ : la perméabilité du milieu ;

ε : la permittivité du milieu.

Dans un système des coordonnées cartésiennes en trois dimensions les équations (III.21) et (III.22) s'expriment sous la forme suivante :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.26})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (\text{III.27})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{III.28})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right) \quad (\text{III.29})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} - \sigma E_y \right) \quad (\text{III.30})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} - \sigma E_z \right) \quad (\text{III.31})$$

Ces équations présentent des dérivées spatiales et temporelles du premier ordre. Par ailleurs, Yee [89] a élaboré une méthode des différences finies à points centrés (FDTD) pour le but de transformer les équations de *Maxwell* exprimées en dérivées partielles à des équations algébriques.

III.4.2 Résolution des équations de Maxwell

III.4.2.1 FDTD en trois dimensions et en coordonnées cartésiennes

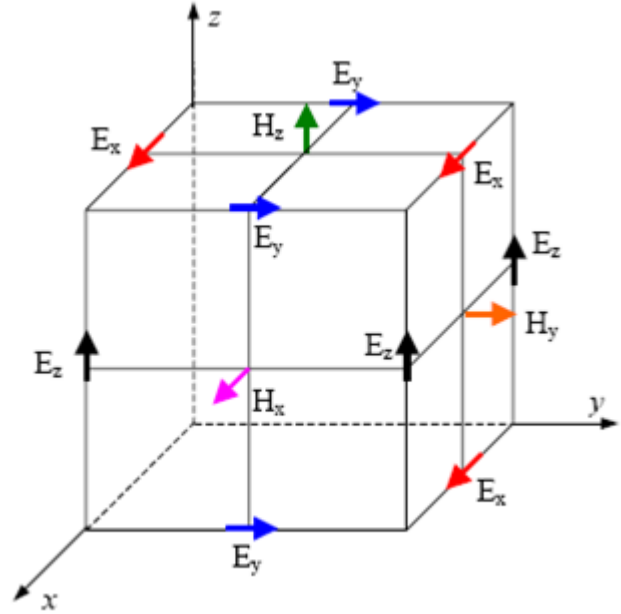


Figure III.5: Emplacement des composantes de champ électrique et magnétique sur ou dans la cellule de discrétisation [75].

La méthode FDTD en 3D implique la discrétisation de l'espace de travail concerné par le calcul du champ électromagnétique en utilisant des cellules cubiques ou des parallélépipèdes rectangulaires avec des côtés de longueurs Δx , Δy et Δz . Dans la figure III.5, on peut observer que les composantes du champ électrique sont positionnées au milieu des côtés de chaque cellule, tandis que les composantes du champ magnétique sont situées aux centres des faces de ces cellules cubiques ou parallélépipédiques. De plus, les composantes du champ magnétique sont perpendiculaires à ces faces.

Effectivement, dans la méthode FDTD, les composantes du champ électrique (E_x , E_y et E_z) sont calculées aux pas temporels $n\Delta t$, où n est un nombre entier, et Δt est le pas de discrétisation temporelle. En revanche, les composantes du champ magnétique sont calculées au demi pas temporel $(n+1/2)\Delta t$.

Les équations des composantes du champ électrique (E_x , E_y et E_z) le long des trois directions (x , y et z) sont dérivées de la loi d'Ampère, tandis que les équations des composantes du champ

magnétique sont obtenues à l'aide de la loi de *Faraday*. Ces équations constituent le cœur du processus de mise à jour des champs électromagnétiques dans l'espace discrétisé et sont essentielles pour la résolution des équations de *Maxwell* dans la méthode FDTD.

La loi d'*Ampère* est exprimée par la formule mathématique suivante :

$$\nabla \times H^{n-1/2} = \varepsilon \frac{\partial E^{n-1/2}}{\partial t} + j^{n-1/2} = \varepsilon \frac{\partial E^{n-1/2}}{\partial t} + \sigma E^{n-1/2} \quad (\text{III-32})$$

L'écriture en différences finies centrées de l'équation (III-32) donne :

$$\varepsilon \frac{\partial E^{n-1/2}}{\partial t} + \sigma E^{n-1/2} \approx \varepsilon \frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} + \sigma \frac{E^n + E^{n-1}}{2} = \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (\text{III-33})$$

Dans le cas où l'équation (III-33) est réorganisée, l'équation du champ électrique au pas de temps E^n peut être exprimée en fonction de sa valeur précédente E^{n-1} et du produit vectoriel du champ magnétique avec l'opérateur ∇ (représenté par une boucle carrée formée de quatre composantes du champ magnétique). La figure III.6 présente cette forme résultante. L'équation III-33 peut être écrite de la forme suivante :

$$E^n = \left(\frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \right) E^{n-1} + \left(\frac{\frac{\Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \right) \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (\text{III-34})$$

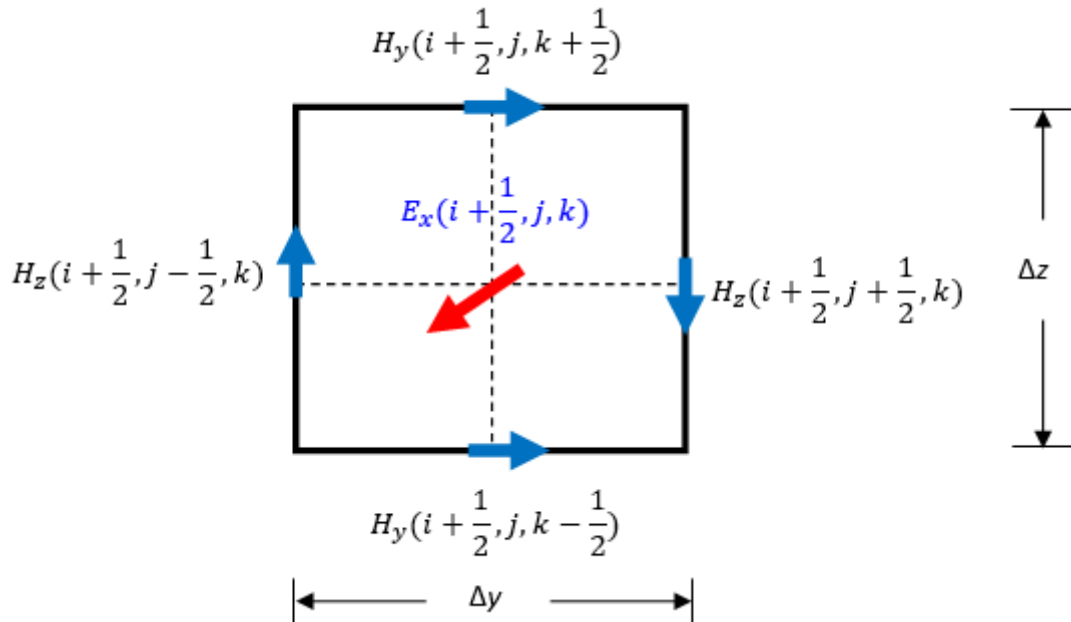


Fig. III.6 Position du champ électrique E_x et de la boucle des champs magnétiques [153].

Donc à partir de l'équation III-34, l'expression du champ électrique E_x situé au point $(i+1/2, j, k)$ s'exprime comme suit [153][154][155] :

$$\begin{aligned}
 E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) &= \frac{1 - \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}} E_x^{n-1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \\
 &\quad + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}} \cdot \\
 &\quad \left[\frac{H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta y} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2} \right)}{\Delta z} \right]
 \end{aligned}
 \tag{III-35}$$

Les équations des composantes E_y et E_z du champ électrique peuvent être déduites de la même manière et elles sont données par les formules mathématiques suivantes :

$$\begin{aligned}
 E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) &= \frac{1 - \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2}, k) \Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}}{1 + \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2}, k) \Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}} E_y^{n-1} \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) \\
 &\quad + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}}{1 + \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2}, k) \Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}} \cdot \\
 &\quad \left[\frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2} \right)}{\Delta z} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta x} \right]
 \end{aligned}
 \tag{III-36}$$

$$\begin{aligned}
 E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) &= \frac{1 - \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}} E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\
 &\quad + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}} \cdot \\
 &\quad \left[\frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} \right]
 \end{aligned}
 \tag{III-37}$$

La loi de *Faraday* est donnée par la relation suivante :

$$\nabla \times E^n = -\mu \frac{\partial H^n}{\partial t} \tag{III-38}$$

L'application de l'estimation des différences finies centrés à l'équation (III-38) permet de terminer à l'expression suivante :

$$\mu \frac{\partial H^n}{\partial t} \approx \mu \frac{H^{n+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \approx -\nabla \times E^n \tag{III-39}$$

En réarrangeant l'équation III-39, on peut obtenir l'expression du champ magnétique calculé au pas temporel $n+1/2$ en fonction de la valeur précédente du champ magnétique et des valeurs des champs électriques qui forment une boucle au tour du composante du champ magnétique en question (Fig.III.7). Cette expression est donnée par :

$$H^{n+\frac{1}{2}} = H^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^n \tag{III-40}$$

À partir de l'équation (III-40), la composante $H_x^{n+\frac{1}{2}}$ du champ magnétique installée au point $(i, j+1/2, k+1/2)$ s'écrit comme suit [153][154][155] :

$$H_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)} \cdot$$

$$\left[\frac{E_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta z} \right]$$

(III-41)

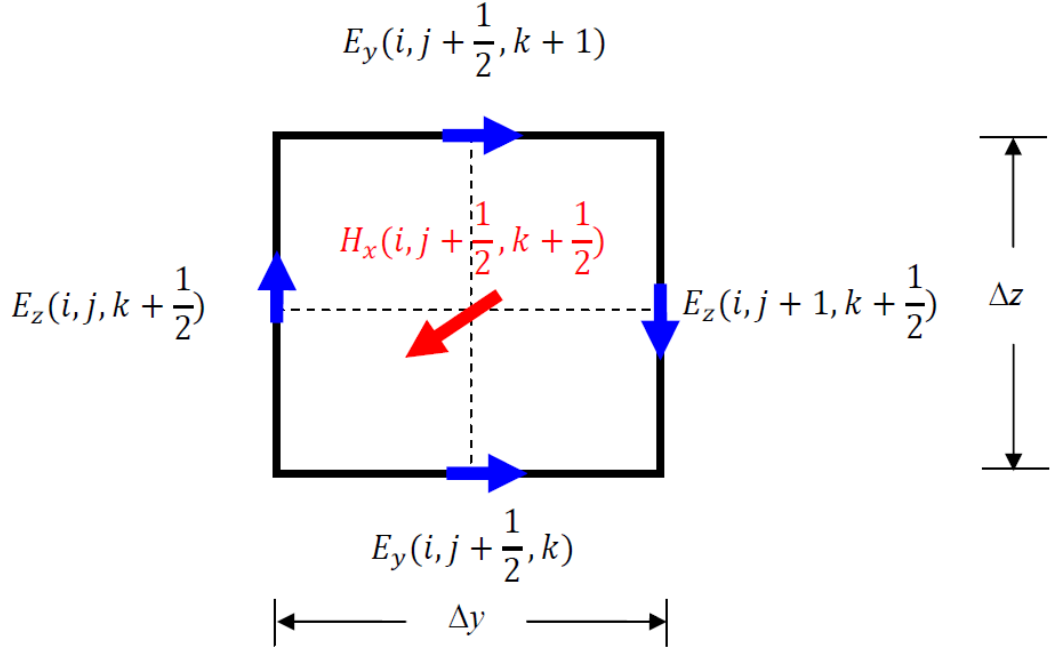


Fig. III.7: Position du champ magnétique H_x et de la boucle des champs électriques [153].

Les équations des composantes $H_y^{n+\frac{1}{2}}$ et $H_z^{n+\frac{1}{2}}$ peuvent être déduites de la même manière :

$$H_y^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) = H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)} \cdot$$

$$\left[\frac{E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1 \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right)}{\Delta z} - \frac{E_z^n \left(i + 1, j, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} \right]$$

(III-42)

$$H_z^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) = H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - \frac{\Delta t}{\mu \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)}.$$

$$\left[\frac{E_y^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta x} - \frac{E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right)}{\Delta y} \right] \quad (\text{III-43})$$

III.4.2.2 FDTD en deux dimensions et en coordonnées cylindriques

La méthode FDTD, lorsqu'appliquée en deux dimensions et dans un système de coordonnées cylindriques, représente l'une des approches les plus couramment employées pour l'étude du rayonnement électromagnétique généré lors d'un coup de foudre. Plusieurs chercheurs ont utilisé cette méthode pour leurs recherches, notamment *Yang et Zhou* en 2004, *Ren et al.* [156] en 2008, *Tanaguchi et al.* [157] en 2008, *Baba et Rakov* [158][91] en 2008 et 2009, *Yang et al.* [159] en 2011, ainsi que *Mimouni et al.*[139] en 2014.

Dans un système de coordonnées cylindriques en deux dimensions (2D), les seules composantes du champ électrique E_r et E_z (composantes radiale et verticale), ainsi que la composante azimutale du champ magnétique H_ϕ qui sont prise on considération.

La méthode FDTD dans un système de coordonnées cylindriques fonctionne en subdivisant l'espace de travail, c'est-à-dire la région où le champ électromagnétique est calculé, en cellules carrées ou rectangulaires. Les équations décrivant les composantes du champ électrique radial et vertical en fonction du temps sont obtenues à partir de la loi d'*Ampère* (équation III-32), tandis que l'équation du champ magnétique azimutal provient de la loi de *Faraday* (III-38), de manière similaire à ce qui se fait dans le système de coordonnées cartésiennes en trois dimensions (3D).

L'opération de produit vectoriel entre le champ magnétique et l'opérateur ∇ , qui donne lieu à une boucle carrée formée par quatre composantes du champ magnétique, est exprimée en coordonnées cylindriques de la manière suivante :

$$\Delta \times H = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z}, \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r}, \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rH_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right) \right] = \left[-\frac{\partial H_\phi}{\partial z}, 0, \frac{\partial(rH_\phi)}{\partial r} \right] \quad (\text{III-44})$$

En utilisant les équations (III-34) et (III-44), la composante radiale E_r , qui se trouve au point $(i+1/2, j)$ et la composante verticale E_z , qui se trouve au point $(i, j+1/2)$ du champ électrique, peuvent être écrites de la manière suivante :

$$E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, j \right) = \frac{1 - \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j)}} E_r^{n-1} \left(i + \frac{1}{2}, j \right) + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j)}} \cdot \left[\frac{H_\emptyset^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2} \right) - H_\emptyset^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta z} \right] \quad (\text{III-45})$$

$$E_z^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right) = \frac{1 - \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2})\Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2})\Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2})}} E_z^{n-1} \left(i, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j+\frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2})\Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2})}} \frac{1}{r_i} \cdot \left[\frac{r_{i+\frac{1}{2}} H_\emptyset^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - r_{i-\frac{1}{2}} H_\emptyset^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta r} \right] \quad (\text{III-46})$$

Avec :

r_i : représente la distance radiale entre l'axe vertical (axe z) et le point où se trouve la composante $E_z (i, j+1/2)$.

$r_{i-\frac{1}{2}}$: correspond à la distance radiale entre l'axe vertical (axe z) et le point où est située la composante $H_\emptyset(i-1/2, j+1/2)$.

$r_{i+\frac{1}{2}}$: indique la distance radiale entre l'axe vertical (axe z) et le point où se trouve la composante $H_\emptyset(i+1/2, j+1/2)$.

L'expression du produit vectoriel du champ électrique avec l'opérateur ∇ , qui donne lieu à la formation d'une boucle carrée comprenant quatre composantes du champ électrique, peut être formulée de la manière suivante dans des coordonnées cylindriques :

$$\Delta \times E = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z}, \frac{\partial E}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r}, \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rE_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right) \right] = \left[0, \frac{\partial E}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r}, 0 \right] \quad (\text{III-47})$$

En utilisant les équations (III-40) et (III-47), nous pouvons déduire l'expression de la composante azimutale du champ magnétique $H_\phi^{n+1/2}$ aux positions $(i+1/2, j+1/2)$, qui est représenté comme suit :

$$\begin{aligned} H_\phi^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) &= H_\phi^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \\ &+ \frac{\Delta t}{\mu \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right)} \cdot \left[\frac{E_r^n \left(i + \frac{1}{2}, j + 1 \right) - E_r^n \left(i - \frac{1}{2}, j \right)}{\Delta z} \right] \\ &+ \frac{\Delta t}{\mu \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right)} \cdot \left[\frac{E_z^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j + \frac{1}{2} \right)}{\Delta r} \right] \end{aligned} \quad (\text{III-48})$$

En calculant ces composantes nous obtenons les champs électriques E_r^n, E_z^n ainsi que le champ magnétique $H_\phi^{n+1/2}$ en tous les points du volume de travail et à chaque instant inclus dans la période de simulation. Cela signifie que ces composantes calculées nous fournissent une description complète des champs électromagnétiques à l'intérieur du domaine simulé et à tout moment pendant la durée de la simulation.

III.4.3 Critères de stabilité associés à l'algorithme FDTD

Les premières analyses des problèmes de stabilité numérique ont été menées par *Courant, Friedrich et Levy* (couramment désigné sous le nom de CFL) grâce à une approche mathématique rigoureuse qui établit une relation entre les pas temporels et spatiaux, influençant ainsi la stabilité numérique du calcul basé sur la méthode FDTD [160].

Pour assurer la stabilité du calcul lors de l'utilisation de la méthode FDTD, il est nécessaire de satisfaire la condition de CFL, qui établit une relation entre le pas de calcul temporel Δt et les pas de discrétisation spatiale $\Delta x, \Delta y$ et Δz . Cette condition est mathématiquement exprimée par la formule suivante :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (\text{III.49})$$

c : étant la vitesse de la lumière.

Lorsque $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ sont égaux, l'équation (président) se réduit à :

$$\frac{\Delta t}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \leq \frac{\Delta s}{\sqrt{3}} \quad (\text{III.50})$$

Dans ce même contexte de stabilité de calcul, *Noda* et *Yokoyama* [161] ont développé la formule mathématique suivante pour déterminer le pas temporel Δt :

$$\Delta t = \Delta s \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{3}} (1 - \alpha) \quad (\text{III.51})$$

Avec :

α : une valeur numérique donnée par l'utilisateur afin d'assurer la stabilité de calcul.

En coordonnées cylindrique, pour la méthode FDTD-2D, la condition de stabilité de Courant s'écrit comme suit :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2}}} \quad (\text{III.52})$$

Pour la méthode FDTD-1D l'équation de stabilité de courant s'écrit comme cela :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2}}} \quad (\text{III.53})$$

III.4.4 Exigences aux frontières

Pour obtenir le champ électromagnétique dans le domaine temporel dans un espace non borné à l'aide de la méthode FDTD, il est nécessaire d'appliquer des conditions aux limites afin de simuler l'état réel de la propagation du champ électromagnétique (propagation continue ou discontinue). Parmi les différentes options de conditions aux limites disponibles, il y a un type qui s'appelle « condition aux limites parfaitement conductrices, « *Perfect electric conductor PEC* », et d'autre types connues sous la nomination du "Conditions aux limites absorbantes"

(*Absorbing Boundary Conditions ABC*). Ainsi, le premier type (PEC) est utilisé pour simuler la présence des obstacles là où il apparaît la réflexion des ondes du champ, et le deuxième (ABC) est exploité dans les études de la propagation continue des ondes du champ électromagnétique.

III.4.4.1 Condition aux limites parfaitement conductrices

Cette technique est appelée « *Perfect Electric Conductor* » (PEC) [162]. Cette méthode très facile à représenter car elle consiste à imposer les composantes tangentielles du champ électrique à être nulle (égales à zéro) aux niveaux des frontières de l'espace de travail.

III.4.4.2 Condition aux limites absorbantes

Ces conditions aux limites spécifiques sont développées pour la modélisation de systèmes ouverts, c'est-à-dire des systèmes où les ondes électromagnétiques qu'ils émettent, réfléchissent ou diffractent se propagent à l'infini. Cependant, la présence de frontières nécessite une approche particulière pour empêcher que les ondes électromagnétiques incidentes sur ces bords ne se reflètent. Deux grandes approches ont été élaborées dans cette optique :

- La première approche repose sur des conditions aux limites absorbantes basées sur des opérations différentielles (*Differential-Based Absorbing Boundary Conditions*), comme celles décrites par *Liao* [150].
- La deuxième méthode est basée sur des conditions aux limites absorbantes qui dépendent des propriétés matérielles du milieu et est couramment appelée « Conditions aux limites absorbantes basées sur le matériau » (*Material Based Absorbing Boundary Conditions*). En 1994, une première approche a été proposée par *Berenger* [151] sous le nom de conditions PML (*Perfectly Matched Layers*), et plus récemment, en 2000, une autre méthode a été décrite par *Taflove* [152] sous le nom de conditions UPML (*Uniaxial Perfectly-Matched Layers*).

a/ Conditions aux limites de Liao

La figure III.8 présente une configuration explicative du principe de ces conditions aux limites. Dans cette illustration, la composante E_z du champ électrique se propage en direction négative de l'axe des x , à une vitesse égale à celle de la lumière ($3 \cdot 10^8$ m/s), et pénètre dans la zone délimitée par la limite absorbante située au point $x = x_1$. À cet endroit précis et à l'instant désigné par le pas

temporel n , la valeur de la composante E_z , notée $E_z^n(x_1)$, est estimée en utilisant une approximation linéaire [153][163]. Cette estimation se base sur les valeurs précédentes $E_z^{n-2}(x_1 + 2c\Delta t)$ et $E_z^{n-1}(x_1 + c\Delta t)$ du champ électrique.

De plus, lorsque les positions $x_1 + 2c\Delta t$ et $x_1 + c\Delta t$ ne correspondent pas aux points de calcul du champ électrique, comme illustré dans la figure III-9, les valeurs $E_z^{n-2}(x_1 + 2c\Delta t)$ et $E_z^{n-1}(x_1 + c\Delta t)$ sont estimées en utilisant une interpolation quadratique selon la méthode suivante [153][163]:

$$E_z^n(x_1) = 2E_z^{n-1}(x_1 + c\Delta t) - E_z^{n-2}(x_1 + 2c\Delta t) \quad (\text{III-54})$$

$$\begin{aligned} E_z^n(x_1) = & 2T_{11}E_z^{n-1}(x_1) + 2T_{12}E_z^{n-1}(x_1 + \Delta x) + 2T_{13}E_z^{n-1}(x_1 + 2\Delta x) \\ & - 2T_{11}^2E_z^{n-2}(x_1) - 2T_{11}T_{12}E_z^{n-2}(x_1 + \Delta x) \\ & - (2T_{11}T_{13} + T_{12}^2)E_z^{n-2}(x_1 + 2\Delta x) - 2T_{12}T_{13}E_z^{n-2}(x_1 + 3\Delta x) \\ & - T_{13}^2E_z^{n-2}(x_1 + \Delta x) \end{aligned} \quad (\text{III-55})$$

Avec :

$$T_{11} = \frac{(2-s)(1-s)}{2},$$

$$T_{12} = 2(2-s),$$

$$T_{13} = \frac{s(1-s)}{2},$$

$$s = \frac{c\Delta t}{\Delta x}$$

Les conditions aux limites de deuxième ordre de *Liao* utilisées dans la méthode FDTD sont exprimées dans l'équation (III-55). Il est à noter que *Baba et Rakov* [90][91][93] ont utilisé ce type de conditions aux limites pour évaluer le champ électromagnétique à l'aide de la méthode FDTD-2D en coordonnées cylindriques, ainsi que *Thang et al.* [163][164][165][166].

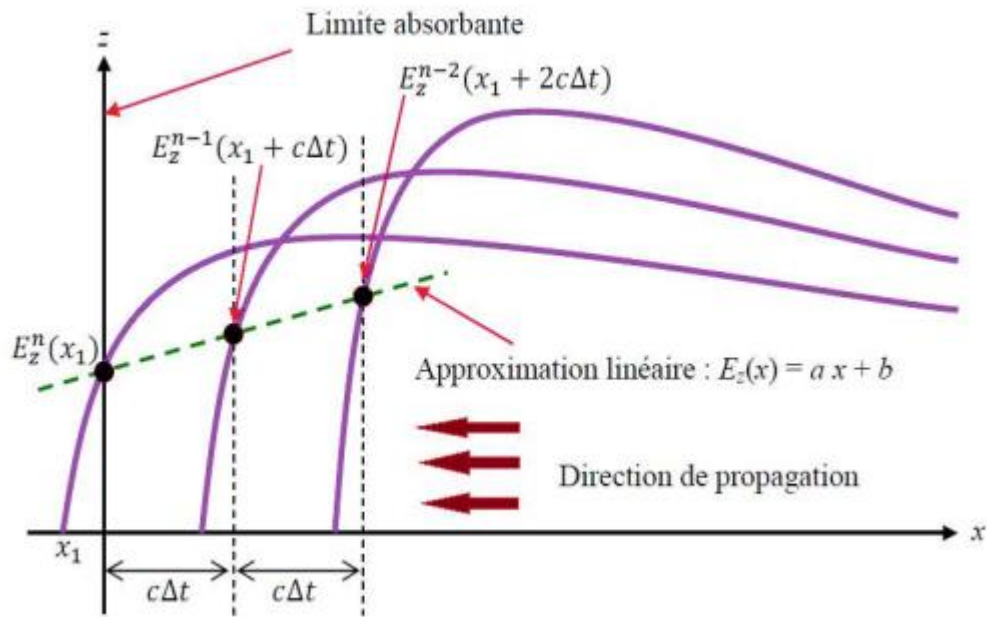


Figure III.8 Diagramme montre comment les composantes E_z du champ électrique se propagent et pénètrent dans la limite absorbante en $x = x_1$ [153].

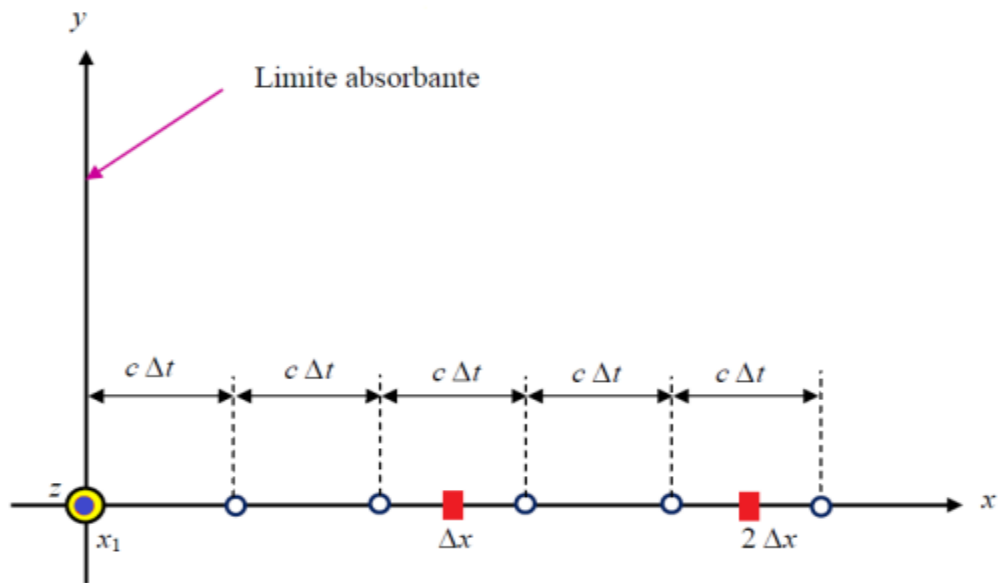


Figure III.9 Points de calcul du champ électrique situés à proximité de la limite absorbante [153].

b/ Condition aux limites PML (Perfect Matched Layer) de Berenger

Berenger a créé une méthode plus précise appelée PML en 1994 [151] [167]. Ces limites sont basées sur la construction d'une couche absorbante complexe de dimensions variables autour du volume de calcul. Elle garantit une excellente absorption des ondes électromagnétiques pour

toutes les fréquences et angles d'incidence. Chaque composante du champ est divisée en deux sous-composantes dans la couche PML, ce qui permet d'obtenir un nouveau système avec 12 équations (équations III-56 à III-67).

$$\varepsilon \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_y E_{xy} = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (\text{III-56})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + \sigma_z E_{xz} = \frac{\partial (H_{yz} + H_{yx})}{\partial z} \quad (\text{III-57})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + \sigma_z E_{yz} = \frac{\partial (H_{xy} + H_{xz})}{\partial z} \quad (\text{III-58})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + \sigma_x E_{yx} = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (\text{III-59})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_x E_{zx} = \frac{\partial (H_{yz} + H_{yx})}{\partial x} \quad (\text{III-60})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_y E_{zy} = \frac{\partial (H_{xy} + H_{xz})}{\partial y} \quad (\text{III-61})$$

$$\mu \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{xy} = \frac{\partial (E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \quad (\text{III-62})$$

$$\mu \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_z^* H_{xz} = \frac{\partial (E_{yz} + E_{yx})}{\partial z} \quad (\text{III-63})$$

$$\mu \frac{\partial H_{yz}}{\partial t} + \sigma_z^* H_{yz} = \frac{\partial (E_{xy} + E_{xz})}{\partial z} \quad (\text{III-64})$$

$$\mu \frac{\partial H_{yx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{yx} = \frac{\partial (E_{zx} + E_{zy})}{\partial x} \quad (\text{III-65})$$

$$\mu \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = \frac{\partial (E_{yz} + E_{yx})}{\partial x} \quad (\text{III-66})$$

$$\mu \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial (E_{xy} + E_{xz})}{\partial y} \quad (\text{III-67})$$

Avec :

$(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$: Conductivités électriques

$(\sigma_x^*, \sigma_y^*, \sigma_z^*)$: Conductivités magnétiques.

Dans la région PML, la discrétisation de l'espace de travail reste la même que celle proposée par Yee [89]. Par exemple, la composante E_x est décomposée de la manière suivante :

$$E_x = E_{xy} + E_{xz}$$

La composante secondaire E_{xy} du champ électrique est calculée aux mêmes points que la composante originale E_x en utilisant l'équation suivante :

$$\begin{aligned} E_{xy}^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) &= e^{-\sigma_y(i+1/2, j, k)\Delta t/\varepsilon} E_{xy}^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \\ &+ \frac{1 - e^{-\sigma_y(i+1/2, j, k)\Delta t/\varepsilon}}{\sigma_y(i + 1/2, j, k)\Delta y} \cdot \left[H_{zx}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) + H_{zy}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) \right. \\ &\left. - H_{zx}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right) - H_{zy}^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{III-68})$$

De manière analogue, les autres composantes secondaires du champ électrique et du champ magnétique sont calculées.

c/ Conditions aux limites UPML (Uniaxial Perfectly Matched Layer) proposées par Taflove

Taflove [152] a proposé une alternative à la méthode PML qui diffère de celle de Berenger en deux aspects. Taflove propose d'abord l'exploitation des densités des champs électriques et magnétiques, puis il propose de réduire le nombre d'équations à résoudre dans la région PML en forçant les composantes du champ électromagnétique à suivre la direction d'un seul axe, ce qui permet d'éviter la décomposition des composantes formant le champ électromagnétique. Les formules suivantes [107] [117][152] fournissent une expression mathématique des équations des composantes principales du champ électrique et du champ magnétique ainsi que de leurs densités :

$$\begin{aligned} D_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) &= \left(\frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot D_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot \\ &\left[\frac{H_z^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right] \end{aligned} \quad (\text{III-69})$$

$$E_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) = \left(\frac{2\varepsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t}\right) \cdot E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + \left[\frac{1}{(2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\varepsilon}\right].$$

$$\left[(2\varepsilon k_x + \sigma_x \Delta t) \cdot D_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - (2\varepsilon k_x - \sigma_x \Delta t) \cdot D_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)\right] \quad (\text{III-70})$$

$$B_x^{n+3/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = \left(\frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot B_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) + \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right).$$

$$\left[\frac{E_z^{n+1}\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^{n+1}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z}\right] \quad (\text{III-71})$$

$$H_x^{n+3/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = \left(\frac{2\varepsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t}\right) \cdot H_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) + \left[\frac{1}{(2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\mu}\right].$$

$$\left[(2\varepsilon k_x + \sigma_x \Delta t) \cdot B_x^{n+3/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - (2\varepsilon k_x - \sigma_x \Delta t) \cdot B_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right)\right] \quad (\text{III-72})$$

Il en est de même pour les composantes principales telles que D_y , D_z , E_y , E_z , B_y , B_z , H_y et H_z . Les coefficients suivants sont définis pour simplifier l'application numérique de ces équations [152] :

$$C_1(j) = \frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \quad (\text{III-73})$$

$$C_2(j) = \frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \quad (\text{III-74})$$

$$C_3(k) = \frac{2\varepsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t} \quad (\text{III-75})$$

$$C_4(k) = \frac{1}{(2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\varepsilon} \quad (\text{III-76})$$

$$C_5(i) = 2\varepsilon k_x + \sigma_x \Delta t \quad (\text{III-77})$$

$$C_6(i) = 2\varepsilon k_x - \sigma_x \Delta t \quad (\text{III-78})$$

Avec :

$$\sigma_x(x) = \left(\frac{x}{d}\right)^m \cdot \sigma_{max} \quad (\text{III-79})$$

$$k_x(x) = 1 + (k_{x,max} - 1) \cdot \left(\frac{x}{d}\right)^m \quad (\text{III-80})$$

$$\sigma_{max} = -\frac{(m+1)\ln(R(0))}{2\eta d} \quad (\text{III-81})$$

$$R(\theta) = e^{-2\eta \cos\theta \int_0^d \sigma(x) dx} \quad \text{« Erreur de réflexion »} \quad (\text{III-82})$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (\text{III-83})$$

d : épaisseur de la région UPML.

x : un entier positif correspondant au numéro de la couche UPML ($0 < x < d$).

Le calcul de ces coefficients (conformément aux équations III-71 à 78) permet d'appliquer une approche uniforme pour traiter le champ électromagnétique dans l'ensemble du volume délimité par l'espace de travail et la région UPML. Les valeurs des paramètres σ et k dans l'espace de travail varient en fonction des propriétés du milieu considéré. Par exemple, dans le vide (ou l'air), ils sont définis comme $\sigma = 0$ et $k = 1$. En revanche, dans la région PML, σ et k sont définis comme des polynômes, dont les expressions mathématiques sont données par les équations (III-79) et (III-80). De manière similaire, les coefficients des autres composantes des champs électrique et magnétique, ainsi que ceux des densités associées ($D_y, D_z, E_y, E_z, B_y, B_z, H_y, H_z$), sont obtenus selon cette approche [107] [117] [152].

III.4.5 Illustration des éléments de circuit localisés et des sources localisées

III.4.5.1 Source de courant localisé

La source de courant localisée $I_s^{n-1/2}$, qui se propage dans la direction de l'axe z et est située au point $(i, j, k+1/2)$, est caractérisée par la spécification de la composante $J_z^{n-1/2}$ de la densité de courant de conduction $J^{\frac{n-1}{2}}$, dont l'expression mathématique est définie dans les références [93][153][154].

$$J_z^{\frac{n-1}{2}}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) = \frac{1}{\Delta x \Delta y} I_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{III-84})$$

Ainsi, l'équation de E_z indiquée au point $(i, j, k+1/2)$ est obtenue par :

$$\begin{aligned}
 E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) = & \frac{1 - \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}} E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}} \cdot \\
 & \left[\frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} \right. \\
 & \left. - \frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} \right] \\
 & + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}} \cdot \frac{1}{\Delta x \Delta y} I_s^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{III-85}$$

Il est important de noter que les sources de courant localisées $I_s^{n-1/2}$, suivant la direction de l'axe z , peuvent être facilement représentées en spécifiant les champs magnétiques qui entourent la source, si $\Delta x = \Delta y$ par les équations suivantes :

$$H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = -\frac{1}{4\Delta x} I_s^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \tag{III-86}$$

$$H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{4\Delta x} I_s^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \tag{III-87}$$

$$H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{4\Delta y} I_s^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \tag{III-88}$$

$$H_y^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = -\frac{1}{4\Delta y} I_s^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \tag{III-89}$$

La source de courant pour un système 2D en coordonnées cylindriques est fournie par [153]:

$$E_z^n \left(0, j + \frac{1}{2} \right) = \frac{1 - \frac{\sigma(0, j + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(0, j + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(0, j + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(0, j + \frac{1}{2})}} E_z^{n-1} \left(0, j + \frac{1}{2} \right)$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(0, j + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(0, j + \frac{1}{2})\Delta t}{2\varepsilon(0, j + \frac{1}{2})}} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta r}{2}} \cdot H_{\emptyset}^{n-1/2} \left(\frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \\
 & + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(0, j + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(0, j + \frac{1}{2})\Delta t}{2\varepsilon(0, j + \frac{1}{2})}} \cdot \frac{1}{\pi \left(\frac{\Delta r}{2} \right)^2} I_s^{n-\frac{1}{2}} \left(0, j + \frac{1}{2} \right)
 \end{aligned}
 \tag{III-90}$$

Cette source peut être représentée de manière simple en coordonnées cylindriques 2D [153] :

$$H_{\emptyset}^{n-1/2} \left(\frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) = - \frac{1}{2\pi \left(\frac{\Delta r}{2} \right)} I_s^{n-\frac{1}{2}} \left(0, j + \frac{1}{2} \right)
 \tag{III-91}$$

III.4.5.2 Source de tension localisée

La source de tension localisée V_s^n , qui se propage dans la direction de l'axe z et est située au point $(i, j, k+1/2)$, est caractérisée par la spécification du champ électrique vertical au point désigné pour la source de tension, conformément à la formule définie dans les références [93][153][154].

$$E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) = \frac{V_s^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta z}
 \tag{III-92}$$

Par conséquent, pour le système de coordonnées 2D cylindriques, la source de tension localisée est donnée par :

$$E_z^n \left(0, j + \frac{1}{2} \right) = \frac{V_s^n \left(0, j + \frac{1}{2} \right)}{\Delta z}
 \tag{III-93}$$

III.4.5.3 Resistance localisée « Lumped resistance »

La résistance localisée R , qui est alignée avec la direction de l'axe z et est située au point $(i, j, k+1/2)$ dans un milieu sans pertes $\sigma = 0$, est caractérisée par la spécification de la composante verticale $J_z^{n-1/2}$ de la densité de courant de conduction $J_{\square}^{n-1/2}$, conformément à la formule énoncée dans les références [153][154][161].

$$J_z^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{\Delta x \Delta y} I_z^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{\Delta x \Delta y} \frac{E_z^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \Delta z}{R} \\
 &= \frac{\Delta z}{\Delta x \Delta y R} \frac{E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{2}
 \end{aligned} \tag{III-94}$$

Dans ce contexte, l'équation pour E_z au point $(i, j, k+1/2)$ est formulée comme suit :

$$\begin{aligned}
 E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) &= \frac{1 - \frac{\Delta t \Delta z}{2R\varepsilon \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \Delta x \Delta y}}{1 + \frac{\Delta t \Delta z}{2R\varepsilon \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \Delta x \Delta y}} E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\
 &+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}}{1 + \frac{\Delta t \Delta z}{2R\varepsilon \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \Delta x \Delta y}} \cdot \left[\frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} \right]
 \end{aligned} \tag{III-95}$$

Les équations des composantes du champ électrique peuvent être formulées de manière similaire dans les directions x et y .

En utilisant des coordonnées cylindriques, il est possible d'exprimer [153][154]:

$$\begin{aligned}
 E_z^n \left(0, j + \frac{1}{2} \right) &= \frac{1 - \frac{\Delta t \Delta z}{2R\varepsilon \left(0, j + \frac{1}{2} \right) \pi \left(\frac{\Delta r}{2} \right)^2}}{1 + \frac{\Delta t \Delta z}{2R\varepsilon \left(0, j + \frac{1}{2} \right) \pi \left(\frac{\Delta r}{2} \right)^2}} E_z^{n-1} \left(0, j + \frac{1}{2} \right) \\
 &+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon \left(0, j + \frac{1}{2} \right)}}{1 + \frac{\Delta t \Delta z}{2R\varepsilon \left(0, j + \frac{1}{2} \right) \pi \left(\frac{\Delta r}{2} \right)^2}} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta r}{2}} H_\emptyset^{n-1/2} \left(\frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{III-96}$$

III.4.5.4 Inductance localisée « Lumped inductance »

L'inductance localisée L , située au point $(i, j, k+1/2)$ dans un milieu sans pertes $\sigma = 0$ et alignée avec la direction de l'axe z , est caractérisée de manière similaire à la résistance localisée en utilisant la spécification de la composante verticale $J_z^{n-1/2}$ de la densité du courant de conduction $J_z^{n-1/2}$ en utilisant la formule suivante [153][154][161].

$$\begin{aligned}
 J_z^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) &= \frac{1}{\Delta x \Delta y} I_z^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\
 &= \frac{1}{\Delta x \Delta y} \frac{1}{L} \int_0^{(n-1/2)} E_z^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \Delta z \, dt \\
 &= \frac{1}{\Delta x \Delta y} \frac{\Delta z \Delta t}{L} \sum_{m=1}^{n-1} E_z^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{III-97}$$

Cela permet d'écrire la composante verticale du champ électrique comme suit [153][154][161]:

$$\begin{aligned}
 E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) &= E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)} \cdot \\
 &\quad \left[\frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} \right] \\
 &\quad - \frac{\Delta z (\Delta t)^2}{L \varepsilon \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)} \cdot \frac{1}{\Delta x \Delta y} \sum_{m=1}^{n-1} E_z^m \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{III-98}$$

Les deux composantes horizontales peuvent être obtenues de la même manière que la composante verticale en suivant les directions x et y .

On peut écrire dans des coordonnées cylindriques en 2D :

$$E_z^n \left(0, j + \frac{1}{2}\right) = E_z^{n-1} \left(0, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon \left(0, j + \frac{1}{2}\right)} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta r}{2}} H_\phi^{n-1/2} \left(\frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta z (\Delta t)^2}{L \varepsilon \left(0, j + \frac{1}{2}\right)} \cdot \frac{1}{\pi \left(\frac{\Delta r}{2}\right)^2} \sum_{m=1}^{n-1} E_z^m \left(0, j + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{III-99})$$

III.4.5.5 Capacité localisée « Lumped capacitance »

La capacité localisée C , située au point $(i, j, k+1/2)$ dans un milieu sans pertes $\sigma = 0$ et alignée avec la direction de l'axe z , est représentée de manière similaire à la résistance et à l'inductance localisées. Cette représentation s'appuie sur la spécification de la composante verticale $J_z^{n-1/2}$ de la densité du courant de conduction $J_z^{n-1/2}$, en utilisant le développement suivant, tel que décrit dans les références [153][154][161].

$$\begin{aligned} J_z^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) &= \frac{1}{\Delta x \Delta y} I_z^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \\ &= \frac{1}{\Delta x \Delta y} C \frac{dE_z^{n-1/2} \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{dt} \Delta z \\ &= \frac{1}{\Delta x \Delta y} \frac{C \Delta z}{\Delta t} \left[E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) + E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{III-100})$$

Ainsi, l'équation pour la composante E_z au point $(i, j, k+1/2)$ est formulée de la manière suivante :

$$\begin{aligned} E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) &= E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \\ &+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}}{1 + \frac{C \Delta z}{\varepsilon \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \Delta x \Delta y}} \cdot \left[\frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta x} \right. \\ &\quad \left. - \frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \right] \end{aligned} \quad (\text{III-101})$$

La même formule peut être utilisée pour obtenir les deux composantes horizontales du champ électrique, qui se trouvent dans les directions x et y . L'équation suivante permet d'écrire cette dernière en coordonnées cylindriques 2D :

$$E_z^n \left(0, j + \frac{1}{2}\right) = E_z^{n-1} \left(0, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon \left(0, j + \frac{1}{2}\right)}}{1 + \frac{c \Delta z}{\varepsilon \left(0, j + \frac{1}{2}\right) \pi \left(\frac{\Delta r}{2}\right)^2}} \frac{1}{\Delta r} \cdot H_y^{n-1/2} \left(\frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{III-102})$$

III.4.6 Modélisation du fil mince dans la méthode FDTD.

La méthode FDTD en trois dimensions (FDTD-3D) utilise fréquemment la représentation du fil mince. De plus, nous donnons un aperçu sur cette représentation dans la présente section. Divers travaux de recherche ont exploité la représentation du fil mince. Par exemple, les études de *Noda et al.* [168] *Umashankar et al.* [169], *Baba et al.* [170] et *Tanaguchi et al.*[171] peuvent être citées. Cependant, la représentation suggérée par *Noda et al* [168] est souvent utilisée dans les études de simulation du rayonnement des coups de foudre nuage-sol, ainsi que dans les recherches sur les surtensions induites par le rayonnement dans diverses structures. De plus, nous nous intéressons cette représentation et exposerons ses fondements.

Noda et Yokoyama [168] ont établi que lors de l'étude du champ électromagnétique à l'aide de la méthode FDTD-3D, le rayon équivalent d'un fil rectiligne parfaitement conducteur, placé dans un milieu sans pertes, peut être déterminé en imposant que les composantes tangentielles du champ électrique le long de l'axe du fil soient nulles. Ce rayon équivalent est exprimé comme $a_0 = 0.23\Delta s$, où Δs représente la longueur du côté latéral de la cellule de discrétisation utilisée dans le calcul. À titre d'exemple, dans la simulation du champ électromagnétique généré par un coup de foudre en utilisant la méthode FDTD-3D, le rayon équivalent du fil vertical représentant le canal de foudre est $a_0 = 0.23\Delta s$. De plus, ces chercheurs ont modélisé un fil avec un rayon différent de ce rayon équivalent a_0 en plaçant ce dernier (le fil ayant un rayon $a_0 = 0.23\Delta s$) dans un milieu artificiel de forme parallélépipédique.

De plus, dans le but d'avoir un fil avec un rayon inférieur à a_0 , la valeur de la perméabilité du milieu (utilisée pour calculer les composantes du champ magnétique bouclant le fil mince) doit être augmentée, tandis que la valeur de la permittivité (utilisée pour calculer les composantes radiales du champ électrique) doit être diminuée. La conductivité doit subir les mêmes changements que la permittivité dans un milieu avec pertes [170]. Les formules suivantes peuvent être utilisées pour écrire la perméabilité, la permittivité et la conductivité du milieu artificiel en fonction des paramètres du milieu original (le milieu où se propage le champ électromagnétique, pour la foudre c'est l'air).

$$\mu'_r = \mu_r / m \quad (\text{III-103})$$

$$\varepsilon'_r = m \varepsilon_r \quad (\text{III-104})$$

$$\sigma' = m \sigma \quad (\text{III-105})$$

$$m = \frac{\ln\left(\frac{\Delta s}{a_0}\right)}{\ln\left(\frac{\Delta s}{a}\right)} \quad (\text{III-106})$$

μ_r, σ et ε_r sont utilisés pour représenter la perméabilité relative, la conductivité, et la permittivité relative du milieu d'origine, tandis que le coefficient m est employé pour déterminer la perméabilité, la conductivité, et la permittivité du milieu artificiel en fonction de celles du milieu d'origine.

Afin d'éviter l'instabilité numérique, la perméabilité modifiée μ'_r est également utilisée pour calculer les composantes axiales du champ magnétique se trouvant en parallèle avec le fil mince lorsque le fil a un rayon inférieur au rayon équivalent a_0 (voir figure III.10.a). De plus, la permittivité relative modifiée ε'_r est utilisée pour représenter un fil ayant un rayon supérieur au rayon équivalent a_0 (figure III.10.b) [154][161].

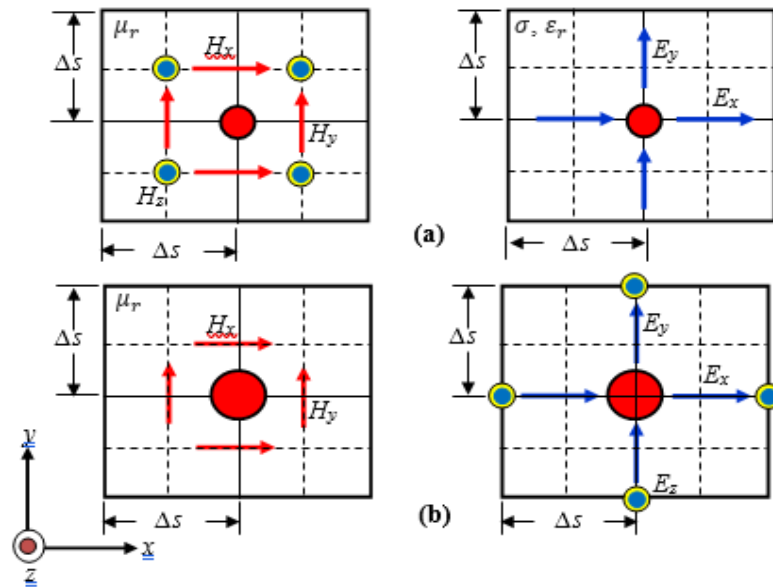


Figure III.10 Représentation d'un fil mince placé le long de l'axe des z avec un rayon a impliquant la configuration des composantes du champ électrique et magnétique qui bouclent autour du fil: **(a)** $a < a_0$ ($m < 1$) et **(b)** $a > a_0$ ($m > 1$) [153].

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué une revue exhaustive des méthodes employées pour le calcul, l'analyse et l'évaluation du champ électromagnétique généré par un coup de foudre descendant du nuage vers le sol. Nous avons également exposé les équations et les procédures algorithmiques requises pour atteindre cet objectif, en tenant compte de trois configurations distinctes du sol : un sol parfaitement conducteur, un sol homogène doté d'une conductivité finie, ainsi qu'un sol stratifié.

Une attention particulière a été accordée à la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) en deux et trois dimensions, que nous allons adopter pour notre analyse du champ électromagnétique émis par un coup de foudre et aussi pour évaluer son couplage avec les lignes aériennes. Étant donné que la mise en œuvre de la technique FDTD nécessite l'établissement de conditions aux limites au niveau des frontières du domaine de calcul, nous avons fourni un aperçu complet des différentes conditions aux limites employées par les chercheurs dans ce domaine.

De plus, ce chapitre a également abordé les concepts de sources localisées et d'éléments de circuits localisés, qui jouent un rôle crucial dans la représentation des sources d'excitation et dans la modélisation du canal de foudre. Enfin, nous avons exposé la manière dont un fil mince est représenté dans la technique FDTD en trois dimensions (FDTD-3D).

Dans le chapitre suivant, nous aborderons la mise en pratique numérique de la méthode FDTD-3D en utilisant la formulation de *Taflove*.

Chapitre IV

Simulation des perturbations EM générées par la foudre à l'aide de la méthode FDTD-3D

IV.1 Introduction

Les chercheurs ont intéressé à l'étude du champ électromagnétique rayonné par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé (une tour). Pour caractériser ce champ, il faut connaître la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre et de la tour. La détermination correcte de cette distribution permet de calculer le champ généré par ce phénomène. Nous allons analyser la distribution spatio-temporelle du courant le long du canal de foudre et de la tour, ainsi que le champ électromagnétique associé. Nous comparerons deux modèles de calcul du courant d'arc en retour : le modèle d'ingénieurs et le modèle électromagnétique.

Ce chapitre propose une étude sur l'utilisation des modèles électromagnétiques [92] associés à la méthode 3D-FDTD [89][152] dans l'évaluation des rayonnements électromagnétiques générés par les coups de foudre sur les objets élevés. Cette évaluation concerne à la fois la propagation de l'onde de courant le long de la tour et le long du canal de foudre, ainsi que la propagation de l'impulsion électromagnétique de la foudre (LEMP). La tour est modélisée par un fil parfaitement conducteur pour avoir une vitesse de propagation du courant égale à celle de la lumière, et le canal de foudre est modélisé par un fil résistif vertical recouvert d'un matériau fictif ayant une permittivité relative et une perméabilité relative supérieures à celles de l'air. Cette représentation du canal de foudre permet d'obtenir une vitesse de propagation de l'onde de courant inférieure à la vitesse de la lumière, ce qui est proche du cas réel. Ainsi, afin de simuler la géométrie réelle, la méthode 3D-FDTD est utilisée pour calculer le courant de foudre et le champ électromagnétique associé. Dans ce calcul, la source de courant contaminée par la foudre au sommet de la tour (point d'attachement entre la foudre et la tour) est calculée à l'aide de la formule mathématique proposée par *Guerrier et al.* [172][173] et modifiée ultérieurement par *Bermudez et al.*[50]. En effet, le calcul du courant et du champ électromagnétique est effectué en considérant différentes valeurs de conductivité du sol. Enfin, pour valider l'approche proposée ainsi que le code de calcul développé, nous comparons nos résultats avec des résultats de mesure tirés de la littérature spécialisée.

IV.2 Calcul de la distribution spatio-temporelle du courant et du champ EM à l'aide des modèles d'Ingénieurs sur un terrain plat

IV.2.1 Géométrie du problème

La géométrie du problème consiste en un nuage situé à 2500 mètres du sol. Quatre points d'observation (A, B, C et D) sont situés à des distances de 50, 100, 150 et 200 mètres du canal de

foudre, respectivement (figure IV.1). Le canal de foudre, vertical, est placé sur la gauche d'une surface horizontale au-dessus du sol. Ce canal a une hauteur de 2,5 kilomètres. Les points d'observation sont situés à une distance r de la base du canal de foudre et à une hauteur nulle. Le volume de l'espace de travail est de 600 m × 1600 m × 2900 m. Il est discrétisé en cellules parallélépipédiques de 5 m × 5 m × 10 m. Le canal de foudre est excité par une source de courant localisée à sa base, produisant une forme d'onde de courant de 16 kA de pointe avec un temps de montée de 0,7 µs (figure IV.2). Le pas temporel du calcul est de 5 ns. Les conditions aux limites absorbant UPML sont appliquées aux six faces du volume de travail pour empêcher les réflexions indésirables aux frontières du volume de travail.

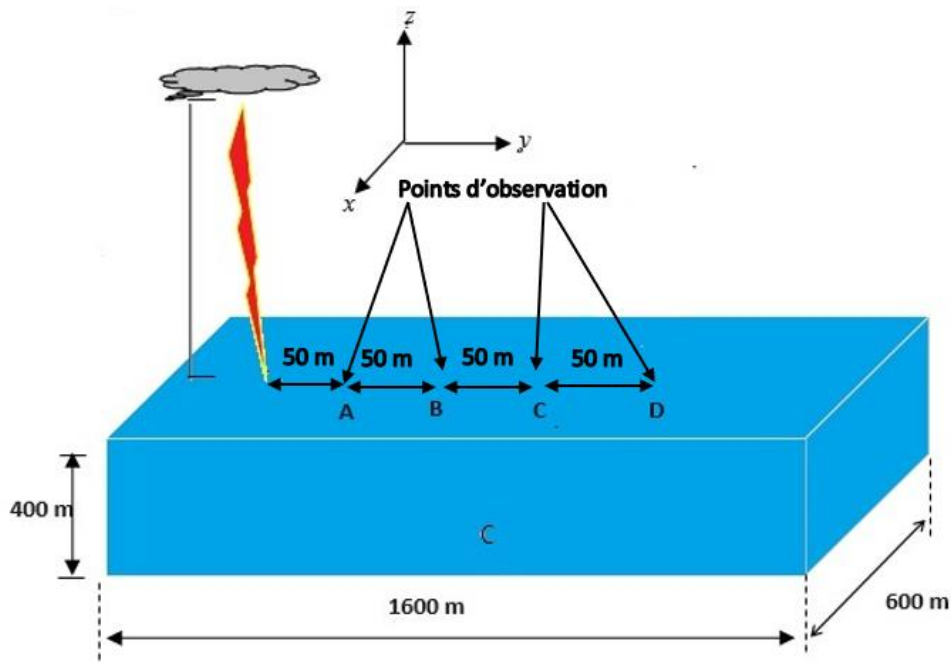


Figure IV.1 Géométrie du problème

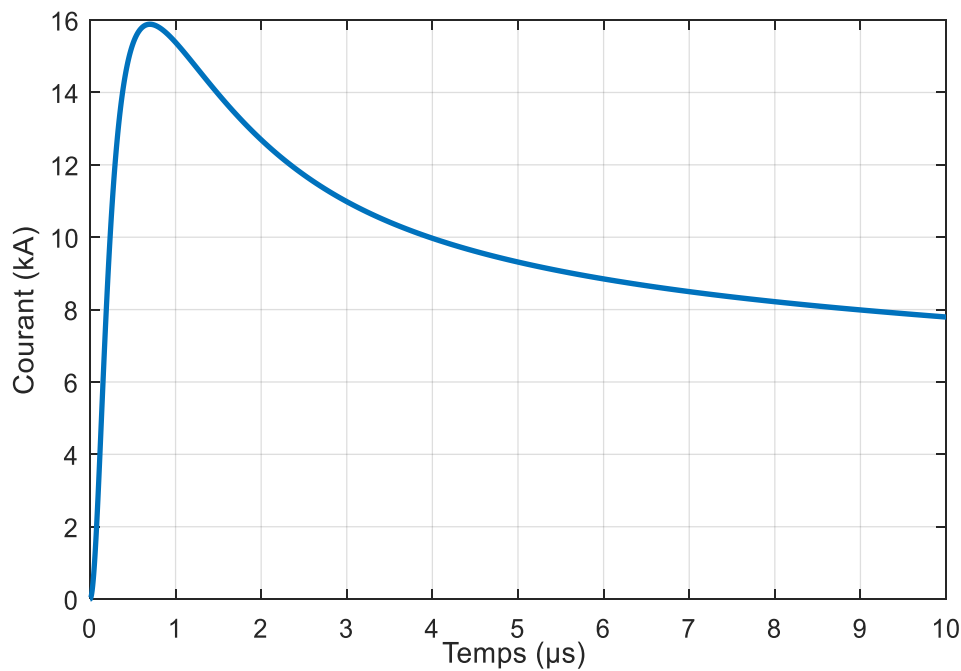
IV.2.2 Source de courant de la foudre

La fonction d'*Heidler* pour un arc en retour subséquent (Eq. IV.1) est utilisée pour déterminer le courant qui représente le canal de la foudre. Le tableau IV.1 présente les paramètres utilisés dans notre simulation. Ces paramètres sont issus de la référence [174].

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

Tableau IV.1 Paramètre utilisée pour calculer le courant à la base du canal de foudre [174]

i_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	i_{02} (kA)	τ_{21} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_1	n_2
14.8	0.244	2.77	6.86	4.18	40.66	2	2

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

IV.2.3 Résultats et interprétation

IV.2.3.1 Distribution spatiotemporelle du courant sur un terrain plat

La distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre, calculée à quatre points d'observation situés aux altitudes 0 m, 250 m, 500 m et 750 m mètres par rapport à la surface du sol, est illustrée sur la figure IV.3. Ces courants sont calculés à l'aide du modèle MTLL. Il est évident que le courant diminue de manière linéaire lorsqu'il se propage le long du canal, avec un retard du temps correspondant à la durée nécessaire au courant pour atteindre chaque point d'observation.

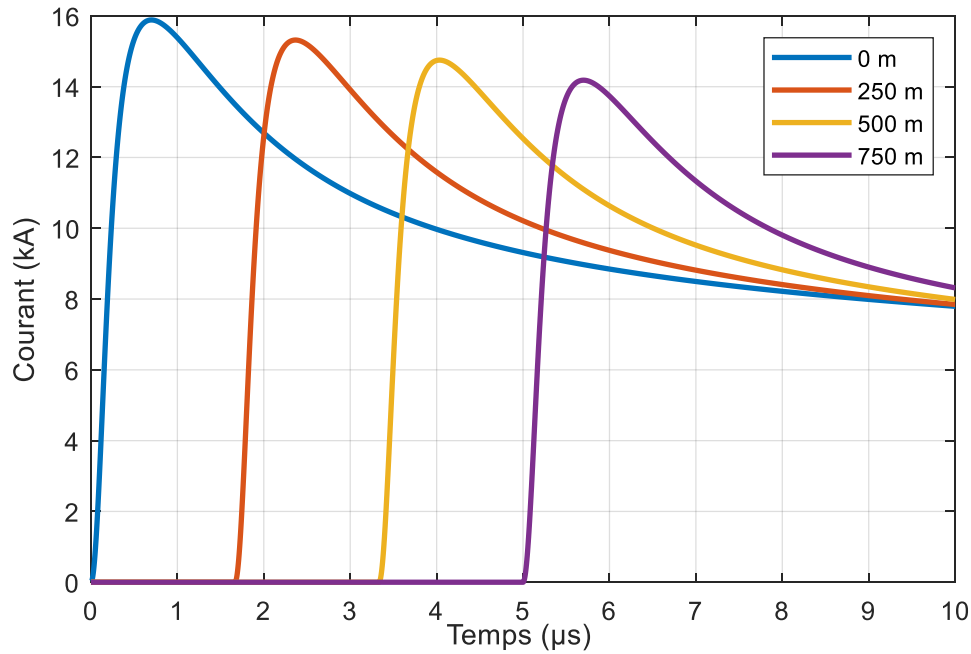


Figure IV.3 Distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la foudre.

IV.2.3.2 Distribution spatiotemporelle du champ électromagnétique

La figure IV.4 montre l'évolution temporelle de la composante verticale du champ électrique généré par la foudre à quatre distances horizontales de 50, 100, 150 et 200 m dans la direction de l'axe des y , à une altitude de 10 mètres par rapport au sol. Ces données ont été obtenues à l'aide de la méthode FDTD-3D associée aux modèles MTLL. On observe que le temps de retard entre les quatre distances est le même, car les distances sont égales. Cela correspond au temps nécessaire à l'onde du champ électrique pour atteindre le point d'observation. Le point le plus proche du point d'impact est caractérisé par la plus grande amplitude, qui est de 25.74 kV/m et pour les points suivants B, C et D, le champ électrique vertical $E_z = 12.26, 7.49$ et 5.25 kV/m, respectivement. L'amplitude diminue avec l'augmentation de la distance. La figure IV.5 illustre la distribution spatiotemporelle du champ magnétique azimuthal à des distances identiques à celles du champ électrique. Il convient de noter que les quatre distances maintiennent un retard constant entre elles. Chaque courbe présente une décroissance après le premier pic. Il est à noter que le point A présente une amplitude plus élevée que les points B, C et D, avec des valeurs respectives de $H_x = 44.76, 21.23, 13.43$ et 9.50 A/m.

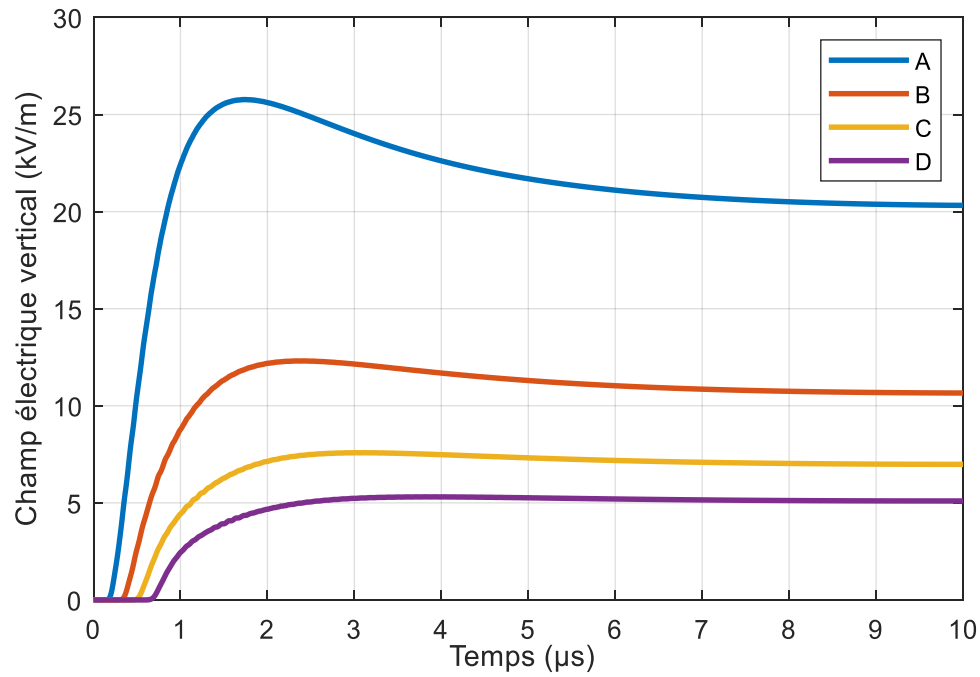


Figure IV.4 Distribution du champ électrique vertical à des distances horizontales

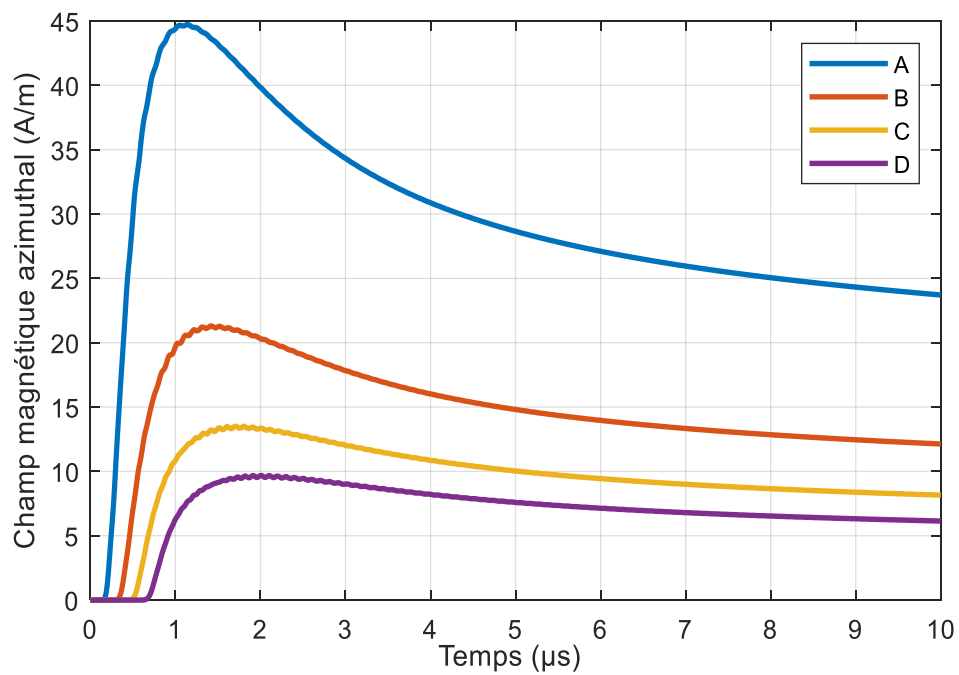


Figure IV.5 Distribution du champ magnétique azimuthal à des distances horizontales

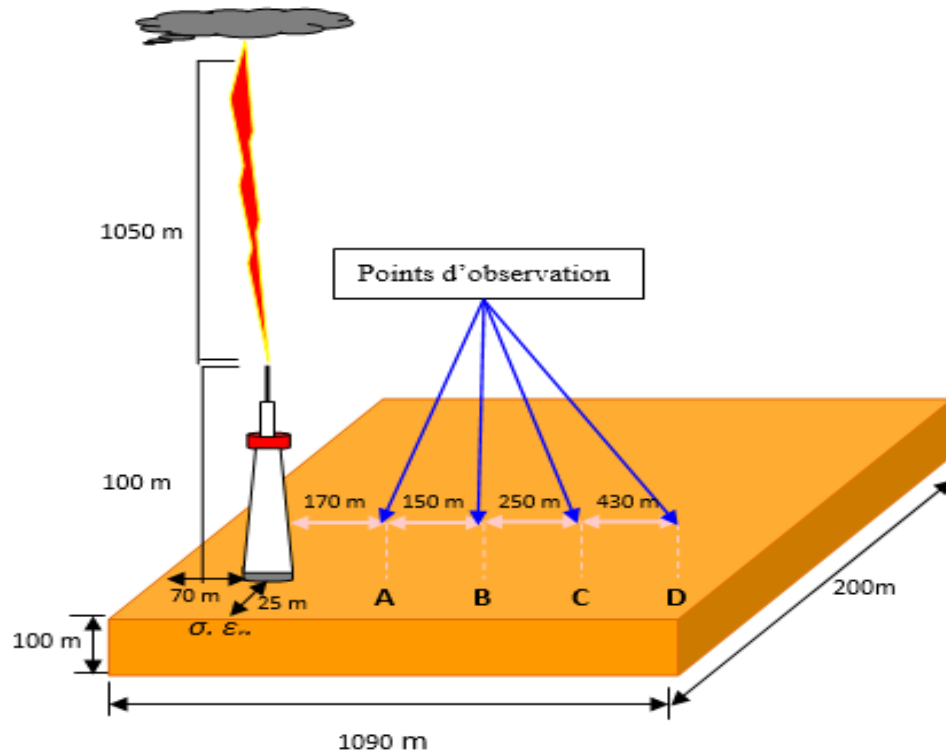


Figure IV.6 Géométrie du problème

IV.3 Calcul de la distribution spatio-temporelle du courant et du champ EM à l'aide des modèles d'Ingénieurs en présence d'une tour

IV.3.1 Géométrie adoptée pour la simulation

La géométrie utilisée pour étudier la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre et le long de la tour, ainsi que les composantes du champ électromagnétique produites par l'interaction d'un coup de foudre descendant avec une tour élevée, sont illustrées dans la figure IV.6. Le volume de travail est divisé en deux zones principales. La première zone est l'air, tandis que la seconde est le sol. Ce dernier est supposé parfaitement conducteur avec une profondeur de 100 m.

Une tour d'une hauteur de 100 m est disposée sur le sol à des distances de 70 m et 25 m par rapport aux côtés de l'espace de travail. Le canal de foudre vertical est situé à une altitude de 1050 mètres. Les points d'observation qui sont considérés pour calculer les composantes du champ électromagnétique sont situés à des distances horizontales de 170 m, 320 m, 570 m et 1000 m par rapport au sommet de la tour et à une hauteur de 10 m au-dessus de la surface du sol.

Ce système a été installé dans un espace de travail de volume égal à 1090 m × 200 m × 1250 m. Ce dernier volume a été divisé en 327 000 cellules cubiques de 5 m pour chaque côté. Pour éviter toute réflexion indésirable aux niveaux des six plans entourant le volume de travail, les conditions aux limites UPML sont appliquées. Le pas temporel désigné pour ce calcul est de 2,5 ns et la durée d'évaluation du champ et du courant est de 10 µs.

IV.3.2 Représentation du courant de la foudre

Le modèle de *Baba et Rakov* [85], basé sur le modèle de la ligne de transmission TL, est utilisé pour évaluer la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de la foudre et le long de la tour. Le modèle comprend les équations mathématiques suivantes :

Le long de la tour :

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

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

Le long du canal de la foudre :

Pour $z' \geq h$:

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

Avec :

n : nombre de réflexions entre le sommet et la base de tour,

c : vitesse de la lumière (3×10^8 m/s),

v : la vitesse de propagation du courant le long du canal de la foudre,

I_{sc} : courant de court-circuit (courant produit au sommet de la tour lors de son interaction avec le coup de foudre),

$$\rho_g = 1$$

$$\rho_t = -0.5$$

Le courant au point de contact entre le coup de foudre et la tour sera représenté en utilisant la fonction d'*Heidler* (Eq. IV.1) pour un arc en retour subséquent. Les paramètres spécifiés dans l'équation IV.1 sont réservés au niveau du tableau IV.2.

Tableau IV.2 Constantes utilisées pour calculer le courant au point de contact entre la foudre et la tour [175].

i_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	i_{02} (kA)	τ_{21} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_1	n_2
10.5	0.25	2.5	6.5	2.1	230	2	2

IV.3.3 Résultats et interprétation

IV.3.3.1 Distribution du courant le long de la tour et le long du canal de la foudre

La forme d'onde injectée au point d'interaction entre le coup de foudre descendant et la tour (injectée au sommet de la tour) est illustrée dans la figure IV.7. Cette forme d'onde a été obtenue en exploitant la fonction d'*Heidler*. Selon cette figure, ce courant est une impulsion avec une amplitude maximale de 12 kA et un temps de montée de 0.6 μ s.

La figure IV.8 présente la distribution spatiotemporelle du courant à différentes positions le long du canal de la foudre, notamment à 250 m, 500 m et 750 m du sommet de la tour, ainsi qu'au sommet et à la base de la tour. Ces résultats de courant ont été obtenus en utilisant la mise en œuvre numérique du modèle de *Baba* et *Rakov* [85]. Il est clairement observable que la forme d'onde obtenue à la base de la tour présente la plus grande amplitude, car elle représente la somme des ondes de courant descendantes et les ondes ascendantes. De plus, tant pour l'onde obtenue au sommet de la tour que pour celles calculées le long du canal de la foudre, on peut noter un retard temporel correspondant au temps nécessaire à l'onde pour atteindre le point de calcul. Ainsi, aucune atténuation n'a été observée sur ces ondes, cela revient à l'utilisation du modèle TL. Les multiples bosses (multiples oscillations) visibles sur les formes d'onde du courant sont le résultat de l'interaction entre l'onde originale et l'onde réfléchie, c-à-d qu'elles sont dues aux multiples réflexions de l'onde de courant entre le sommet de la tour et sa base.

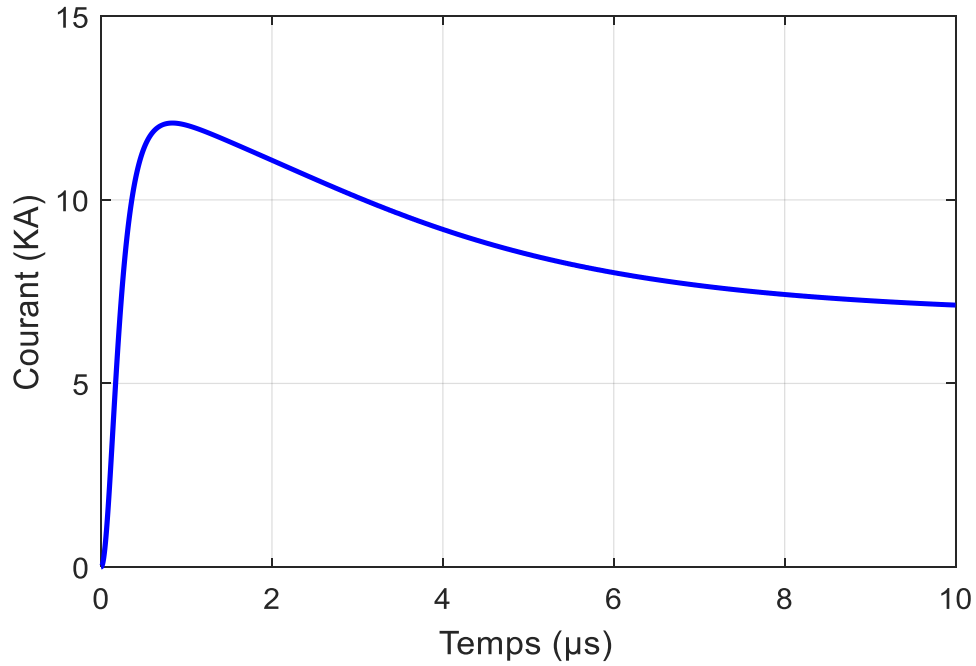


Figure IV.7 Courant non-contaminé injecté au sommet de la tour

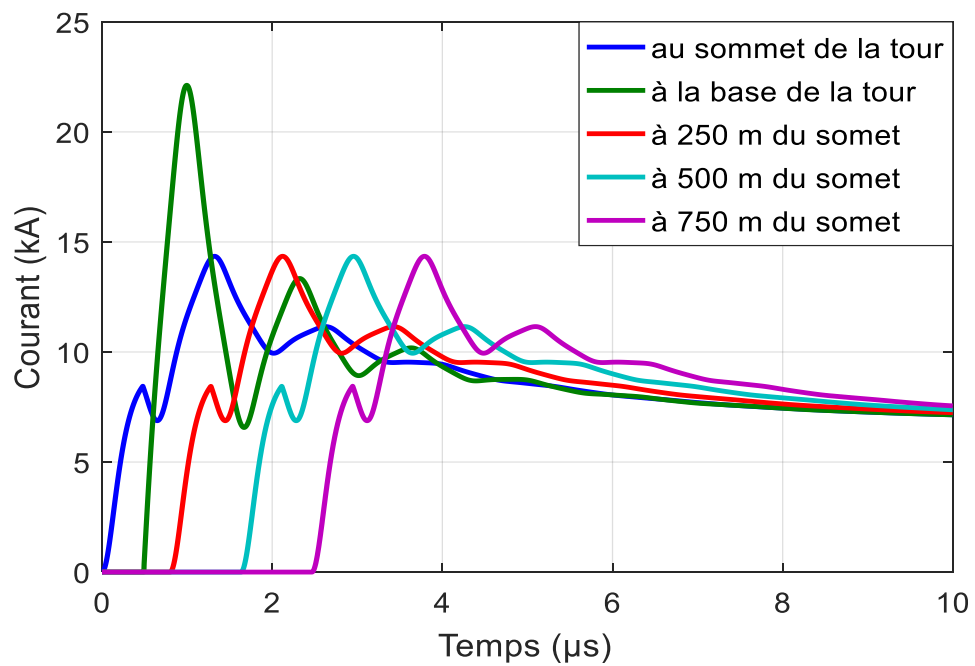


Figure IV.8 Distribution du courant le long de la tour et le long du canal de la foudre

IV.3.3.2 Distribution du champ électromagnétique

La figure IV.9 représente les variations spatiotemporelles de la composante verticale du champ électrique. Ces formes d'onde sont calculées pour quatre points d'observation A, B, C et D situés à une altitude de 10 m par rapport à la surface du sol et à des distances horizontales différentes

par rapport à la tour (170 m, 320 m, 570 m et 1000 m). Ces résultats montrent que le champ électrique vertical est atténué et retardé au fil du temps lorsqu'il se propage dans l'air.

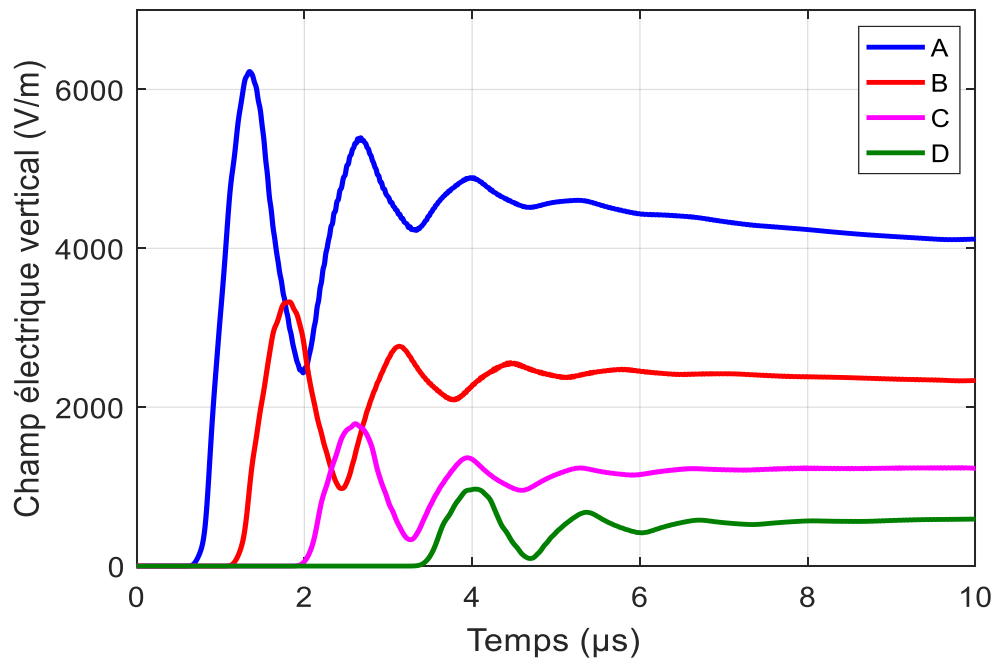


Figure IV.9 Champ électrique vertical calculé à diverses distances par rapport à la tour (170 m, 320 m, 570 m, 1000 m).

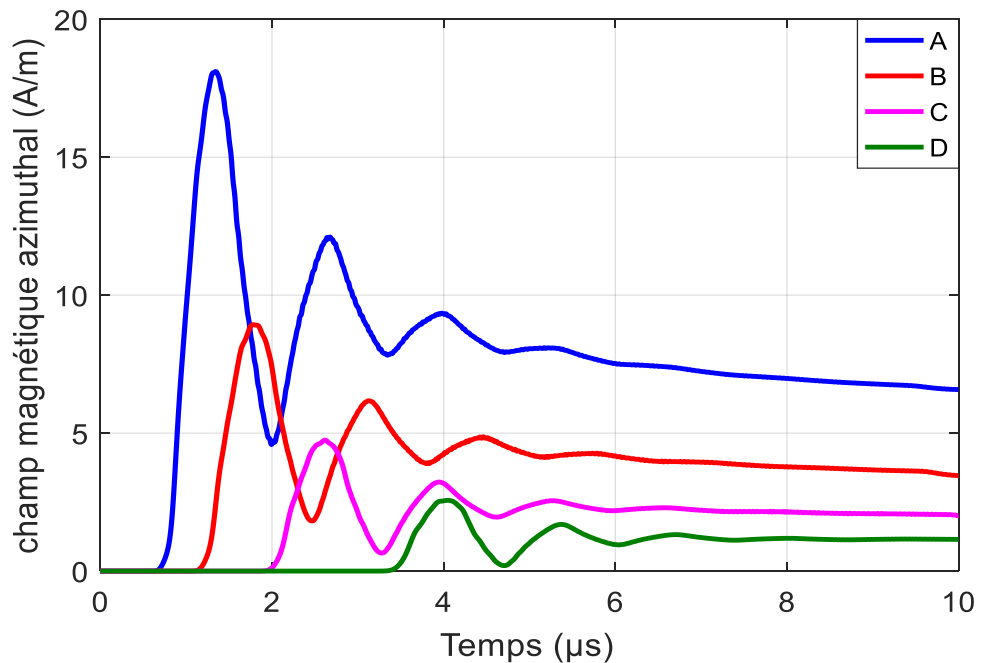


Figure IV.10 Champ magnétique azimuthal calculé à diverses distances par rapport à la tour (170 m, 320 m, 570 m, 1000 m).

La figure IV.10 montre la composante azimutale du champ magnétique obtenue aux quatre points d'observation (A, B, C et D) qui sont concernés par le calcul du champ électromagnétique. Il est également observé que les formes d'ondes du champ magnétique azimutal présentent une atténuation au niveau des amplitudes en raison du fait que le phénomène de la foudre est un phénomène transitoire, c-à-d que les ondes du champ souffrent d'une atténuation lorsqu'elles s'éloignent de sa source qui le courant de foudre dans notre cas. De plus, elles présentent un temps de retard qui correspond au temps que l'onde met pour atteindre le point d'observation.

IV.4 Calcul de la distribution spatio-temporelle du courant et du champ EM à l'aide des modèles Electromagnétique

Une analyse est réalisée pour déterminer comment le courant généré par la foudre se propage le long de la tour et à travers le canal de la foudre sur une période de temps spécifiée. Cette analyse inclut également l'étude de la distribution du champ électromagnétique généré par ce courant.

IV.4.1 Géométrie du problème

La géométrie adoptée est présentée dans la figure IV.11, où le volume de travail concerné par cette étude a une hauteur de 2570 m (dans la direction z) et des côtés latéraux de longueurs respectives de 1300 m et 500 m le long des directions y et x . Ce volume est divisé en deux zones. La première zone représente l'air, tandis que la deuxième zone représente une couche de sol ayant une profondeur de 400 m. Une tour d'une hauteur de 170 m (semblable à la tour de *Peissenberg* en Allemagne, qui a une hauteur de 168 m) est placée au centre de la surface supérieure du sol (au centre du plan formé par les axes x et y). La fondation de la tour est modélisée par une base d'extension cubique parfaitement conductrice située sous la surface du sol, caractérisée par une longueur de côté de 10 m. Cette tour est frappée en son sommet par un coup de foudre, qui est modélisée par un canal vertical ayant une altitude de 2000 mètres.

En respectant les besoins d'application de la méthode des différences finies tridimensionnelles dans le domaine temporel (FDTD-3D), l'espace de travail est divisé en cellules parallélépipédiques rectangulaires de $5\text{ m} \times 5\text{ m} \times 10\text{ m}$, ce qui donne un total de 6 682 000 cellules. En effet, pour simuler la propagation continue des ondes du champ électromagnétique, les conditions aux limites absorbantes de couche parfaitement adaptée « *Uniaxial Perfectly Matched Layer* » (UPML) [107][108] [116] [145] [152] ont été appliquées aux six plans entourant le volume de travail, pour le but de supprimer les réflexions indésirables aux niveaux

des limites de ce volume de travail. Afin d'éviter toute instabilité de calcul, l'incrément de pas de temps est fixé à 5 ns. Le temps d'observation est pris égal à 10 μ s.

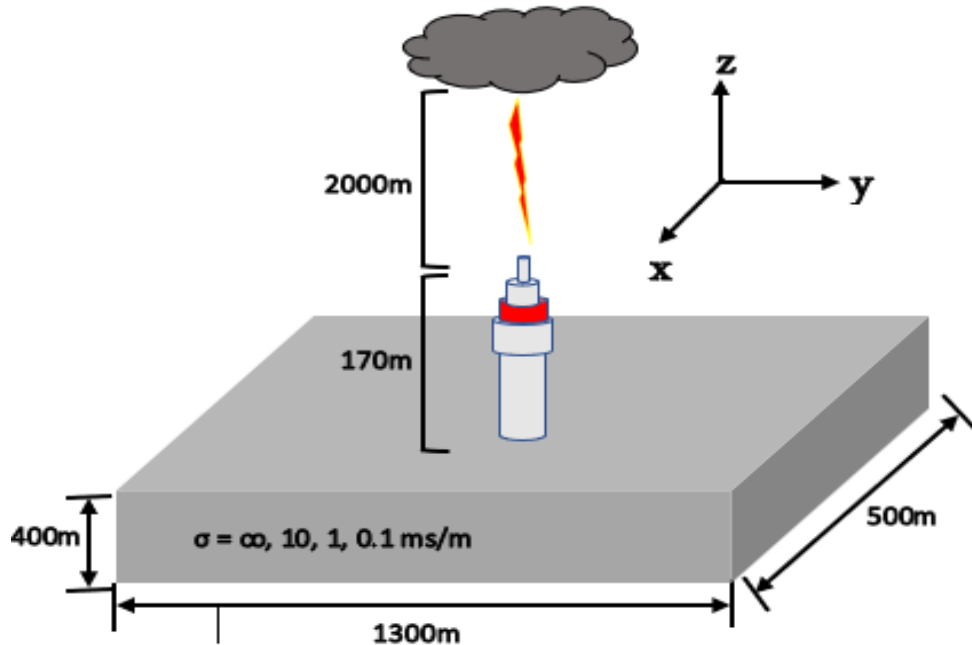


Figure IV.11 Géométrie adoptée pour le calcul du courant et du champ électromagnétique de la foudre.

IV.4.2 Représentation de la tour et du canal de foudre

Dans la littérature, il existe sept modèles du canal de la foudre utilisés dans les calculs électromagnétiques, qui sont les suivants :

- **Modèle 1** : Fil parfaitement conducteur ou résistif placé dans l'air au-dessus du sol ;
- **Modèle 2** : Fil chargé par des inductances additionnelles montées en série dans l'air au-dessus du sol ;
- **Modèle 3** : Fil entouré par un milieu diélectrique (autre que l'air) occupant le demi-espace de travail au-dessus du sol ;
- **Modèle 4** : Fil enveloppé par un matériau diélectrique (sous la forme d'un cylindre ou d'un parallélépipède) et placé dans l'air au-dessus du sol ;
- **Modèle 5** : Fil enveloppé par un matériau de permittivité et de perméabilité relatives supérieures à celles de l'air ;
- **Modèle 6** : Deux fils parallèles shuntés entre eux par des capacités additionnelles et distribués le long du canal de foudre ;
- **Modèle 7** : Sources de courant placées verticalement dans l'air et au-dessus du sol.

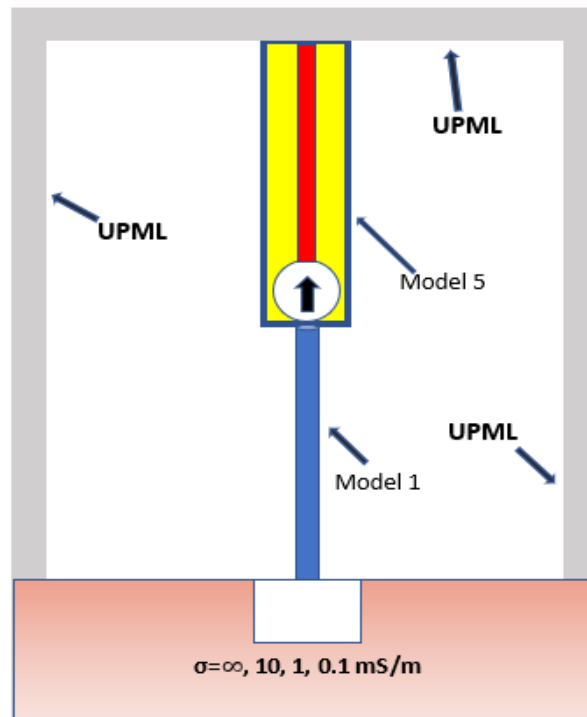


Figure IV.12 Représentation schématique du canal de foudre et de la tour

Pour simuler le cas réel de la propagation de l'onde de courant de la foudre le long de la tour et le long du canal de foudre, ces derniers sont modélisés en utilisant respectivement les modèles 1 et 5. Comme le montre la figure IV.12, cette représentation est désignée comme suit :

- (i) **Tour** : modélisée par un fil parfaitement conducteur vertical (représenté par le modèle 1), ce qui entraîne une vitesse de propagation de l'onde de courant égale à la vitesse de la lumière ($c = 300 \text{ m}/\mu\text{s}$).
- (ii) **Canal de foudre** : modélisée par un fil résistif vertical intégré dans un parallélépipède ayant une section transversale de $10 \text{ m} \times 10 \text{ m}$, une permittivité relative $\epsilon_r = 3,99$ et une perméabilité relative $\mu_r = 3,99$, et chargée par une résistance en série ($R = 0,35 \text{ } \Omega/\text{m}$: cette résistance en série est utilisée pour contrôler l'atténuation de l'onde de courant lorsqu'elle se propage le long du canal de foudre), ce qui représente le modèle 5. La vitesse de propagation résultante de l'onde de courant est d'environ $150 \text{ m}/\mu\text{s}$ (la valeur de la vitesse de propagation de l'onde de courant de la foudre " v " se situe dans l'intervalle : $1/3 c < v < 2/3 c$).

IV.4.3 Représentation de la source de courant de la foudre

Le courant injecté au sommet de la tour, qui est le point d'attachement entre le canal de la foudre et la tour (point où la foudre frappe la tour), doit prendre en compte les phénomènes de réflexion de l'onde de courant entre le sommet et le bas de la tour. Dans ce cas, le courant contaminé est représenté à l'aide de la formule mathématique développée par *Guerrier et al.* [172] [173] et modifiée par *Bermudez et al.* [50]. Cette formule est écrite comme suit :

$$i(h, t) = (1 - \rho_t) \cdot \left(i_0(t) + \sum_{n=1}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} (1 + \rho_t) \times i_0 \left(t - \frac{2nh}{c} \right) \right) \quad (\text{IV.4})$$

Avec :

h : représente la hauteur de la tour ;

n : représente le nombre de réflexion entre le haut et le bas de la tour ;

$\rho_t = \frac{Z_{tow} - Z_{ch}}{Z_{tow} + Z_{ch}}$: représente le coefficient de réflexions au sommet de la tour ;

$\rho_g = \frac{Z_{tow} - Z_{gr}}{Z_{tow} + Z_{gr}}$: représente le coefficient de réflexion au bas de la tour ;

Z_{tow} : représente l'impédance de la tour ;

Z_{ch} : représente l'impédance du canal de la foudre ;

Z_{gr} : représente l'impédance du sol

$i_0(t)$: représente le courant non-contaminé calculé avec la somme de deux fonction *d'Heidler*, qui est donnée par l'équation suivante :

$$i_1(t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{12})^{n_1}}{1 + (t/\tau_{11})^{n_1}} \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{22})^{n_2}}{1 + (t/\tau_{21})^{n_2}} \exp(-t/\tau_{22}) \quad (\text{IV.5})$$

Avec :

I_{01}, I_{02} : représentent les amplitudes des courants ;

τ_{11}, τ_{12} : représentent le temps de montée des courants ;

τ_{21}, τ_{22} : représentent la durée de l'impulsion ;

n_1, n_2 : sont des exposants ayant une valeur comprise entre 2 et 10.

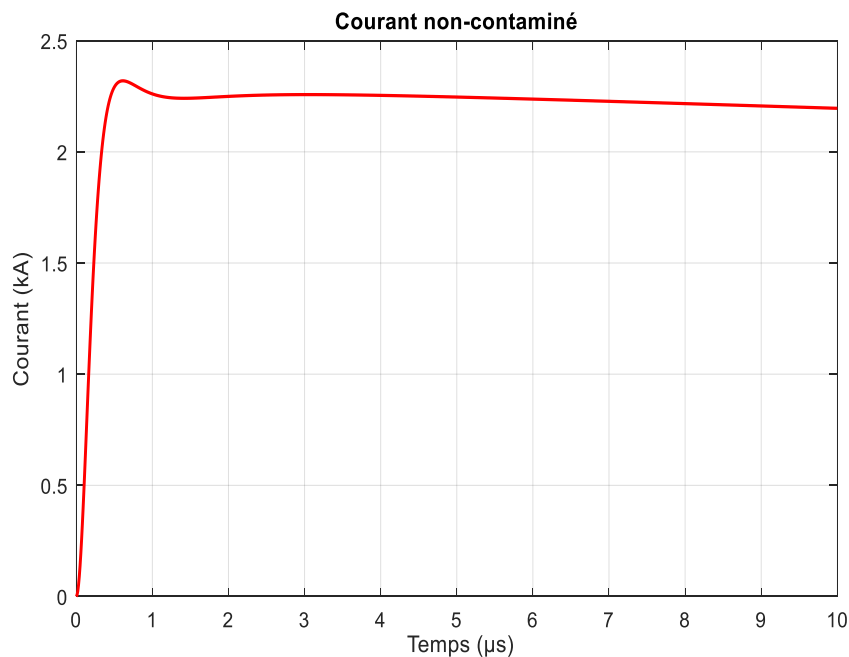
$$\eta_1 = \exp \left[- \left(\frac{\tau_{11}}{\tau_{12}} \right) \left(n_1 \frac{\tau_{12}}{\tau_{11}} \right)^{1/n_1} \right]$$

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

Tableau IV.3 Valeur utilisée pour calculer le courant non-contaminé [75].

$I_{01}(A)$	$\tau_{11}(\mu s)$	$\tau_{12}(\mu s)$	n_1	$I_{02}(A)$	$\tau_{21}(\mu s)$	$\tau_{22}(\mu s)$	n_1
942.5	0.44	0.27	2	2196.2	0.27	200	2

Le tableau IV.3 présente toutes les constantes utilisées dans la fonction de *Heidler* (Équation IV.5) utilisée pour calculer le courant non contaminé, qui est employée pour obtenir la forme d'onde du courant contaminé injecté au sommet de la tour afin de simuler la distribution du courant et le champ électromagnétique associé.

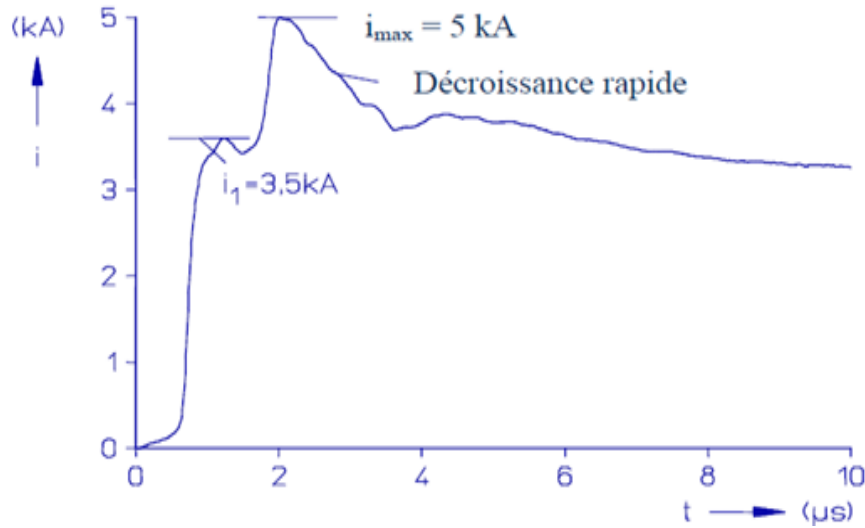
**Figure IV.13** Forme d'onde du courant non-contaminé calculée par l'équation de *Heidler*.

IV.4.4 Résultats et analyse

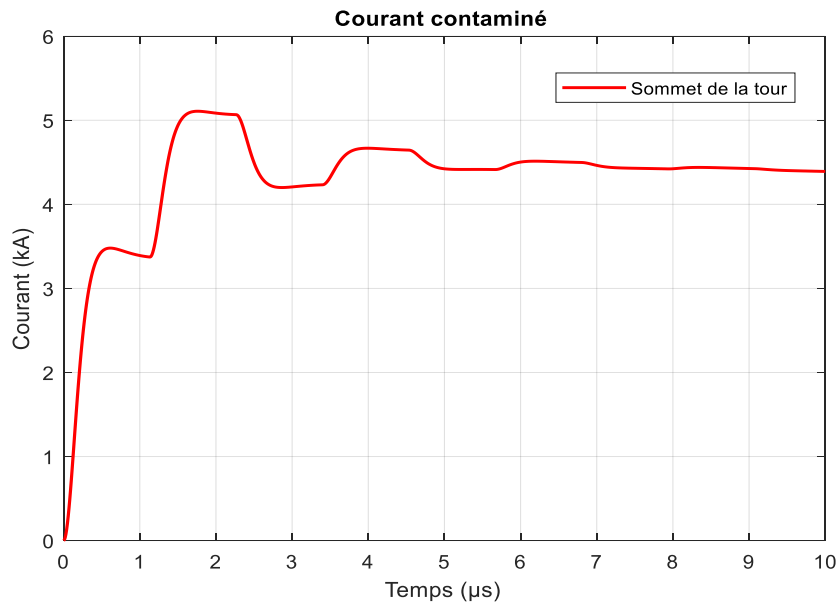
IV.4.4.1 Test de la validité de l'approche proposée et du code développé

Dans cette partie, la validité du code développé sur l'environnement Matlab et de l'approche proposée, basée sur les modèles électromagnétiques (Modèle 5 et Modèle 1) associés à la méthode FDTD-3D, est examinée en comparant les formes d'onde calculées avec celles obtenues par des mesures issues de la littérature. La figure IV.14-(a) présente le courant mesuré au sommet de la tour Peissenberg 168 m et dans la figure IV.14-(b) le courant calculé à l'aide de la méthode FDTD-3D. Selon la comparaison entre les deux résultats présentés, un accord satisfaisant est observé. De plus, dans les deux formes d'onde, la valeur crête de la première impulsion est égale à 3,5 kA, et leur valeur maximale absolue est de 5 kA. Les oscillations qui

apparaissent sur les formes d'onde du courant sont causées par les multiples réflexions entre le sommet et la base de la tour. Cet accord satisfaisant entre les résultats confirme la pertinence de l'approche que nous avons proposée (basée sur la méthode 3D-FDTD) et valide le code de calcul que nous avons développé.



(a)



(b)

Figure IV.14 Formes d'onde du courant contaminé obtenu au sommet de la tour de Peissenberg

(a) Courant mesuré [173].

(b) Courant calculé à l'aide de la méthode FDTD-3D.

Les formes d'ondes du champ électrique vertical E_z et du champ magnétique azimutal H_x adoptées pour la validation sont issues de la littérature, notamment des travaux de [172] [173]. Il

convient de noter que ces données de mesure ont également été utilisées par *Mimouni et al.* [75] en 2008 pour valider leur programme de simulation, ainsi que dans notre travail présenté dans la référence [178]. Les mesures ont été effectuées à différentes distances de la tour de Peissenberg en Allemagne, où le champ électrique vertical E_z a été mesuré à une distance de 198 mètres, tandis que le champ magnétique azimutal H_x a été mesuré à une distance de 185 mètres.

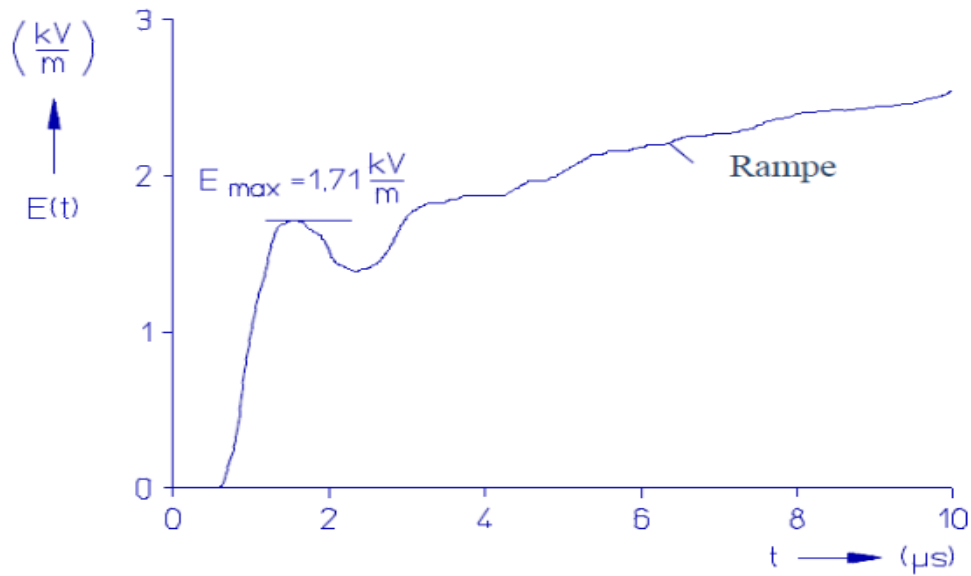
De plus, dans les publications citées précédemment, aucune information n'a été fournie sur les valeurs du coefficient de réflexion au sommet et au bas de la tour de Peissenberg. En effet, comme le montrent les figures IV.1-(b) et IV.16-(b), quatre valeurs de conductivité du sol sont utilisées et comparées aux données mesurées du champ électromagnétique afin de déterminer la valeur du coefficient de réflexion au sol (au bas de la tour). Ces valeurs de conductivité du sol sont les suivantes : $\sigma = \infty$ (sol parfaitement conducteur), $\sigma = 10$ mS/m, $\sigma = 1$ mS/m et $\sigma = 0,1$ mS/m. Le tableau IV.4 résume les valeurs adoptées de la conductivité du sol avec les impédances correspondantes du sol et le coefficient de réflexion au bas de la tour. Ces dernières valeurs ont été présentées dans les travaux de *Baba et Rakov* [153][158].

Tableau IV.4 Valeurs de conductivité du sol, les coefficients de réflexion et d'impédance du sol.

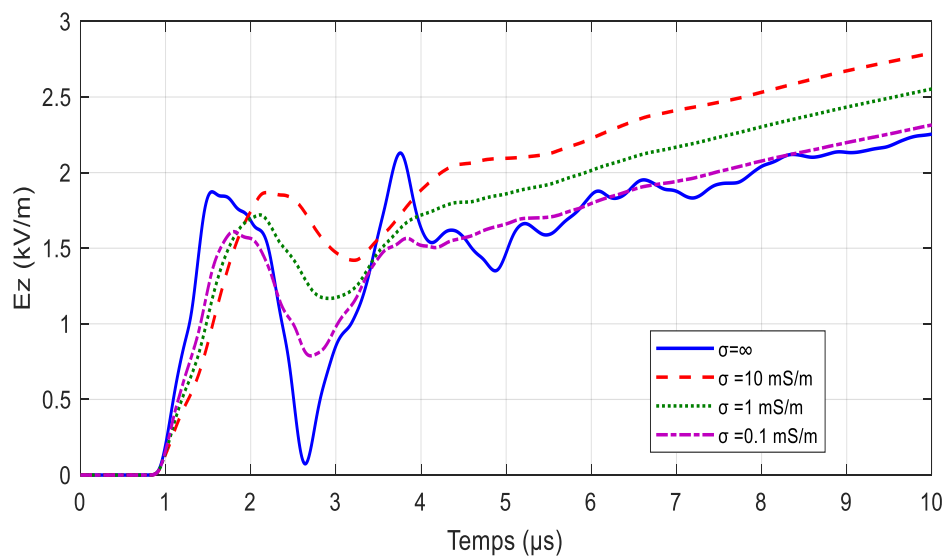
Paramètres	Valeurs			
σ (mS/m)	∞	10	1	0.1
ρ_g	1	0.94	0.75	0.59
z_{gr} (Ω)	0	6.4	30	54

Les figures IV.15 et IV.16 présentent les composantes du champ électromagnétique mesurées et calculées. Dans la figure V.15-(a), nous présentons le champ électrique vertical E_z , mesuré à une distance horizontale dans la direction de l'axe y égale à 198 mètres. La composante azimutale du champ magnétique H_x dont la même direction que E_z , qui a été mesurée à une distance de 185 mètres, est présentée dans la figure IV.16-(a). La figure IV.15-(b) inclut la forme d'onde du champ électrique vertical calculée à l'aide du code de calcul FDTD-3D à une distance de 200 mètres de la tour (cette distance est plus proche de la distance réelle de la mesure, qui est de 198 mètres, car dans notre programme de calcul, nous prenons $\Delta y = 5$ mètres) les quatre valeurs de conductivité du sol mentionnées dans le tableau (IV.5). Enfin, dans la figure IV.16-(b), nous présentons le champ magnétique azimutal calculé à une distance de 185 mètres. Les composantes du champ électromagnétique sont calculées en adoptant les quatre valeurs de conductivité du sol répertoriées dans le tableau (IV.6). De plus, tous les résultats sont calculés au

niveau de la surface du sol (à une altitude de 0 mètre par rapport à la surface du sol), car les mesures expérimentales ont été effectuées à cette altitude.



(a)

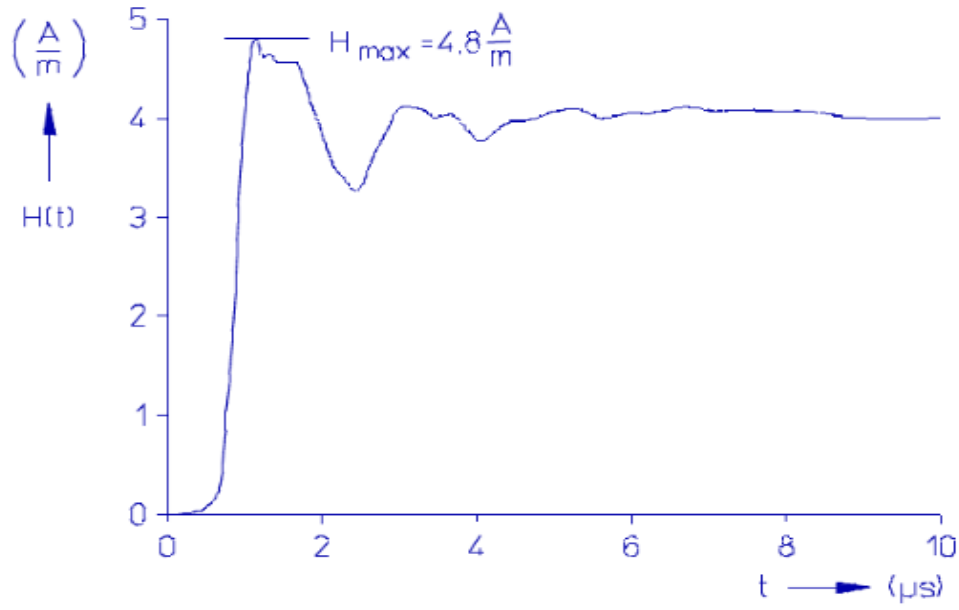


(b)

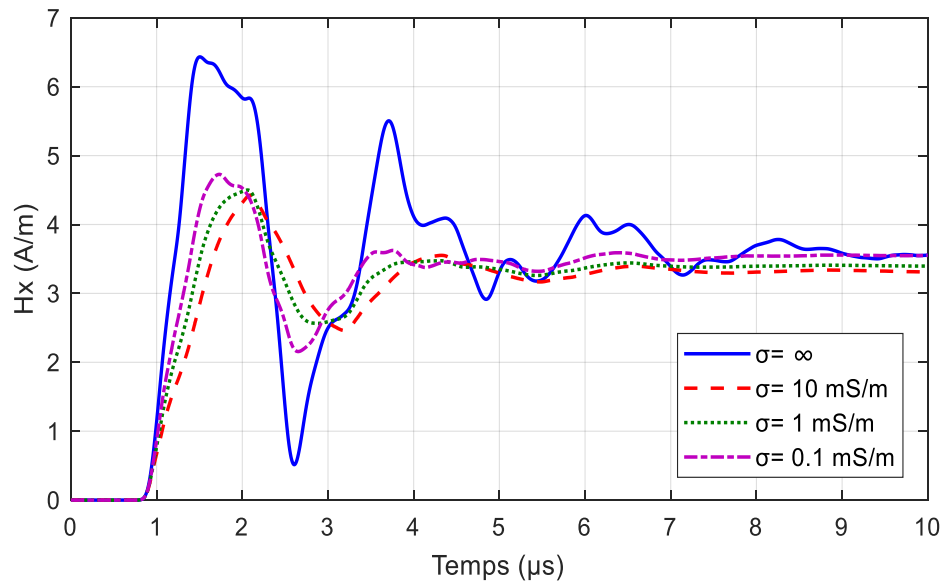
Figure IV.15 Formes d'onde des champs électriques verticaux :

(a) mesuré à une distance de 198 m [173],

(b) calculés à une distance de 200 m à l'aide du code 3D-FDTD.



(a)



(b)

Figure IV.16 Formes d'onde des champs magnétiques azimutaux :

(a) mesuré à une distance de 185 m [173],

(b) calculés à une distance de 185 m à l'aide du code 3D-FDTD.

Tableau IV.5 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude, le temps de montée et le début du deuxième pic de E_z .

σ (mS/m)	<i>Champ électrique vertical E_z</i>		
	Amplitude Max du pic initial (kV/m)	Temps de montée (μ s)	Début du 2ème pic
∞	1.87 at 1.5 μ s	0.7	0.07 kV/m at 2.6 μ s
10	1.86 at 2.1 μ s	1.3	1.4 kV/m at 3.2 μ s
1	1.7 at 2.1 μ s	1.3	1.1 kV/m at 2.9 μ s
0.1	1.6 at 1.7 μ s	0.9	0.7 kV/m at 2.7 μ s

Tableau IV.6 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude, le temps de montée et le début du deuxième pic de H_x .

σ (mS/m)	<i>Champ magnétique azimuthal H_x</i>		
	Amplitude Max du pic initial (A/m)	Temps de montée (μ s)	Début du 2ème pic
∞	6.4 at 1.5 μ s	0.7	0.5 A/m at 2.6 μ s
10	4.3 at 2.1 μ s	1.3	2.4 A/m at 3.2 μ s
1	4.5 at 2.1 μ s	1.3	2.5 A/m at 2.9 μ s
0.1	4.7 at 1.7 μ s	0.9	2.1 A/m at 2.7 μ s

Selon les résultats présentés sur les figures IV.15 et IV.16 ainsi que les tableaux IV.5 et IV.6, il est clairement remarqué que les formes d'onde du champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal ont été influencées par la variation des valeurs de la conductivité du sol. Ainsi, l'amplitude maximale du premier pic (avec le temps correspondant à cette amplitude), le temps de monter et le début du deuxième pic (valeur d'amplitude associée au temps d'apparition de ce pic) sont affectés par le changement de la valeur de la conductivité du sol. De plus, l'amplitude du pic initial du champ électrique vertical calculée pour le cas d'un sol parfaitement conducteur ($\sigma = \infty$) est 1.85 kV/m, qui est obtenue à 1.5 μ s, avec un temps de montée de 0.7 μ s et le deuxième pic apparu à 2.6 μ s avec une valeur de 0.07 kV/m. Sur la forme d'onde du champ électrique vertical obtenue pour ce dernier cas, il apparut un nombre d'oscillations plus supérieur que celui du champ mesuré.

De plus, les formes d'onde de la composante verticale du champ électrique calculées pour les trois autres cas sol caractérisées par des conductivités avec des valeurs finies ($\sigma = 10$ mS/m, $\sigma = 1$ mS/m et $\sigma = 0.1$ mS/m) sont similaires à celle mesurée, mais avec des valeurs différentes des amplitudes maximales du premier pic, des temps de montée et du début du deuxième pic (comme il est indiqué sur le tableau IV.5).

Pour le champ magnétique azimutal, la forme d'onde calculée pour le cas d'un sol parfaitement conducteur est plus affectée en comparaison avec la forme d'onde mesurée. Les trois allures du champ obtenues pour le cas du sol avec conductivité finie ($\sigma = 10$ mS/m, $\sigma = 1$ mS/m et $\sigma = 0.1$ mS/m), sont caractérisées par la même forme d'onde que celle mesurée, mais avec des valeurs différentes des amplitudes maximales du premier pic, le temps de montée et le début du second pic (valeur d'amplitude et temps d'apparition) comme il est consigné sur le tableau IV.6.

Selon la comparaison effectuée entre les différents résultats obtenus lors de cette phase de validation, on peut constater que le cas le plus proche des résultats mesurés est celui calculé pour une valeur de conductivité égale $\sigma = 0.1$ mS/m.

IV.4.4.2 Distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre

a/ Évaluation de l'effet de la conductivité du sol sur le courant calculé à chaque altitude

Une fois la mise en évidence de notre approche proposée et du code de calcul effectuée, nous présentons dans cette section l'évaluation de la distribution du courant le long du canal de la foudre et le long de la tour avec différentes valeurs de la conductivité du sol ($\sigma = \infty$, 10 mS/m, 1 mS/m et 0.1 mS/m [176]).

Les figures ci-dessous (figure IV.17 - IV.20) montrent les formes d'onde du courant calculées à l'aide de l'approche proposée. Ainsi, la figure IV.17 montre les formes d'onde du courant à la base de la tour ($h = 0$), tandis que la figure IV.18, la figure IV.19 et la figure IV.20 montrent les formes d'onde du courant à différentes hauteurs du canal de la foudre : $h = 250$ m, 500 m et 750 m à partir du sommet de la tour, respectivement. Ces résultats sont obtenus en considérant quatre valeurs de la conductivité du sol, à savoir : $\sigma = \infty$, 10 mS/m, 1 mS/m et 0.1 mS/m.

Nous remarquons dans la figure IV.17 qu'à la base de la tour, le courant calculé, dans le cas d'un sol parfaitement conducteur, présente une amplitude maximale de 7 kA, tandis que les cas de $\sigma = 10$, 1 et 0.1 mS/m ont une amplitude maximale de courant égale à 6.67 kA, 6.15 kA et 5.53 kA respectivement. Ces résultats numériques démontrent que la variation de la conductivité du

sol a une influence importante sur le courant circulant dans la tour. Dans un sol parfaitement conducteur, il y a une réflexion totale de l'onde de courant (sol sans perte avec $\rho=1$), ce qui entraîne des formes d'onde de courant plus importantes que les autres. Pour les trois cas représentant un sol avec des valeurs finies de conductivité, il est montré que les amplitudes du courant diminuent avec la diminution de la conductivité du sol. En effet, comme le montre le tableau IV.4, le coefficient de réflexion est directement proportionnel aux valeurs de conductivité, et cette dernière est inversement proportionnelle à l'impédance du sol.

De plus, lorsque ces ondes de courant traversent le canal de la foudre, qui est représenté par un milieu artificiel ayant une permittivité et une perméabilité égales à 3,99, la vitesse de propagation du courant devient inférieure à celle de la vitesse de la lumière ($v = 1,5 \times 10^8$ m/s). Dans les figures IV.18-20, nous remarquons que les formes d'onde du courant sont caractérisées par une atténuation lorsque le courant se propage du sommet de la tour le long du canal de la foudre, ainsi que par des oscillations dues aux réflexions entre le sommet et la base de la tour. Ainsi, dans la figure IV.18, qui représente la hauteur la plus proche du sommet de la tour (250 m), nous remarquons une légère différence entre les formes d'onde obtenues pour les cas de $\sigma = \infty$ et 10 mS/m, mais cette différence devient plus importante dans les figures IV.19-20. De plus, de la comparaison entre les figures IV.18-20, on peut facilement voir que les formes d'onde du courant sont influencées.

Ainsi, la différence entre l'amplitude du premier pic et celle du deuxième pic devient plus petite lorsque l'onde de courant se propage de l'altitude la plus proche (250 m de la tour) à l'altitude la plus éloignée (750 m de la tour). Cela est dû au fait que lorsque l'onde de courant s'éloigne du sommet de la tour, l'effet de la réflexion au niveau du sol devient moins significatif, aussi que dû à l'influence du temps de retard entre l'onde de courant qui se propage du sommet de la tour vers le nuage (avec $v = 1,5 \times 10^8$ m/s) et celle réfléchi par le sol (avec la vitesse de la lumière). Ce temps de retard est causé par la différence entre la vitesse de l'onde de courant dans la tour, qui est égale à la vitesse de la lumière $c = 3 \times 10^8$ m/s, et la vitesse de propagation le long du canal de la foudre $v = 1,5 \times 10^8$ m/s. En général, on peut remarquer que les formes d'onde et les amplitudes du courant de la foudre sont influencées par la variation de la conductivité du sol.

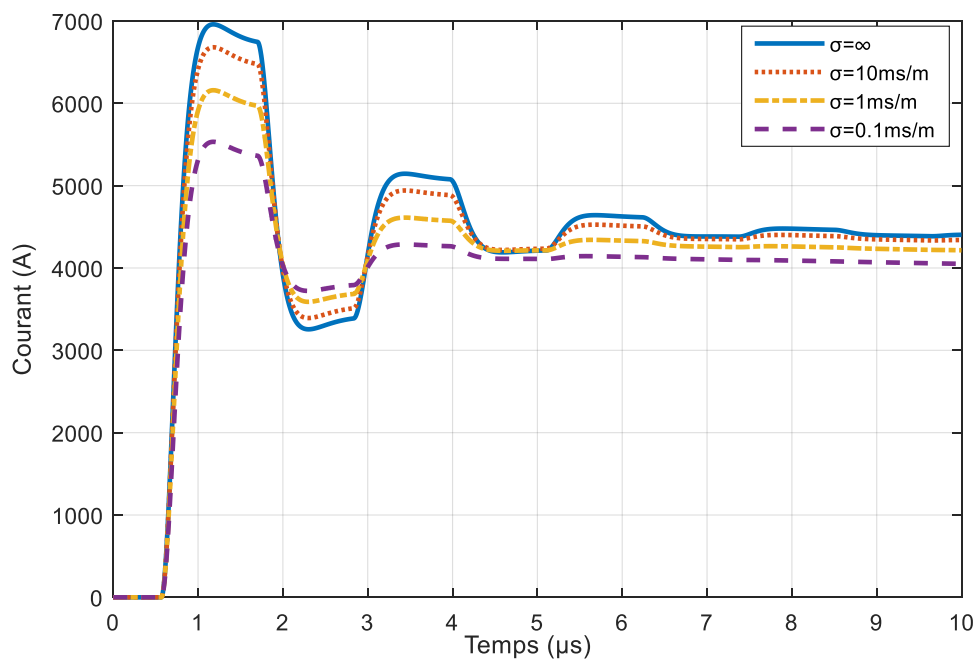


Figure IV.17 Formes d'onde du courant de la foudre calculées à la base de la tour ($h = 0$)

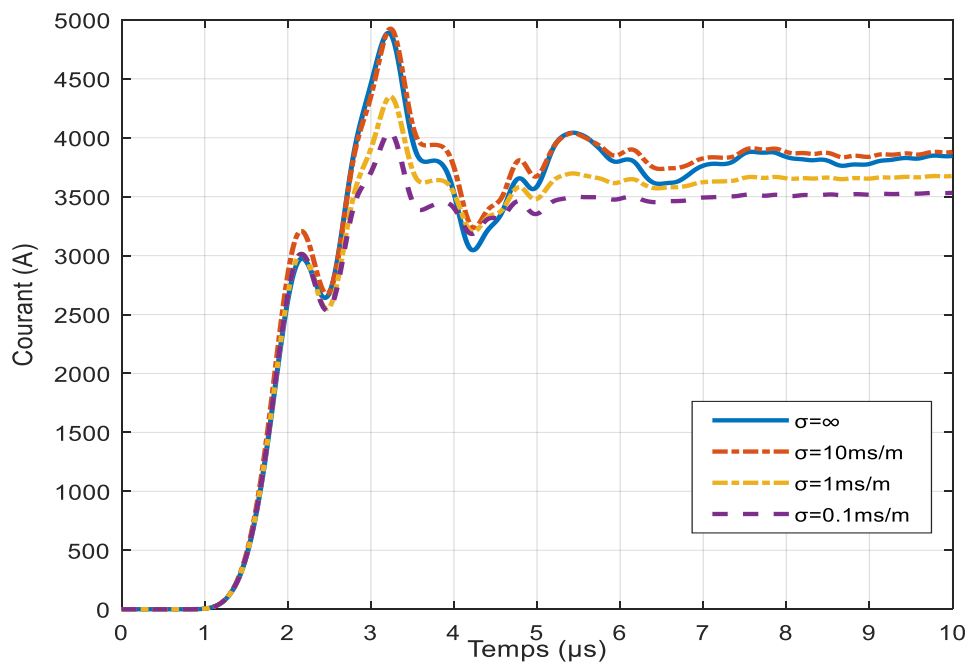


Figure IV.18 Formes d'onde du courant de la foudre calculées à 250 mètres du sommet de la tour.

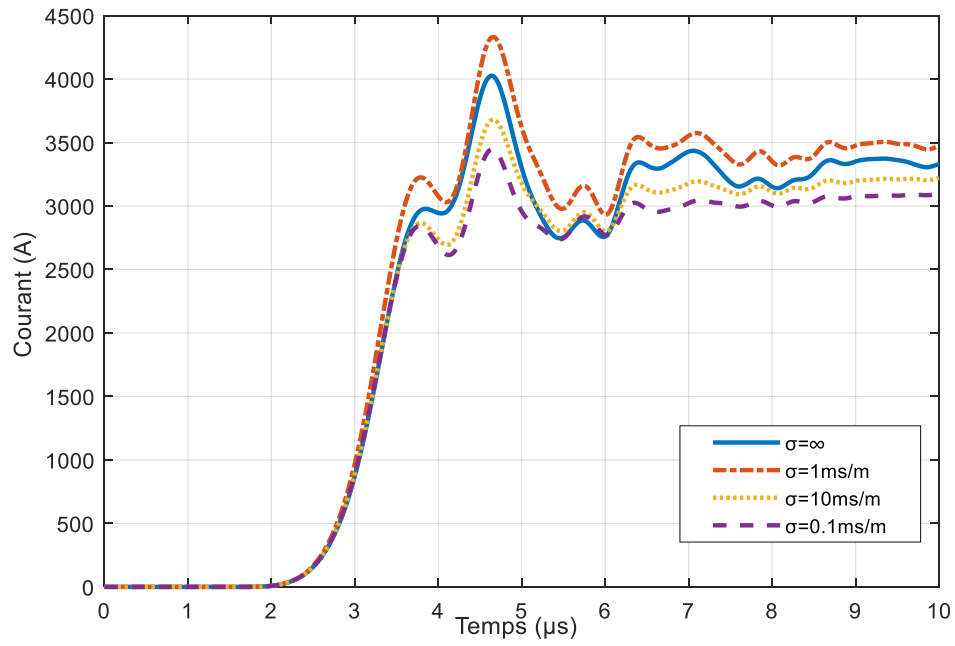


Figure IV.19 Formes d'onde du courant de la foudre calculées à 500 mètres du sommet de la tour.

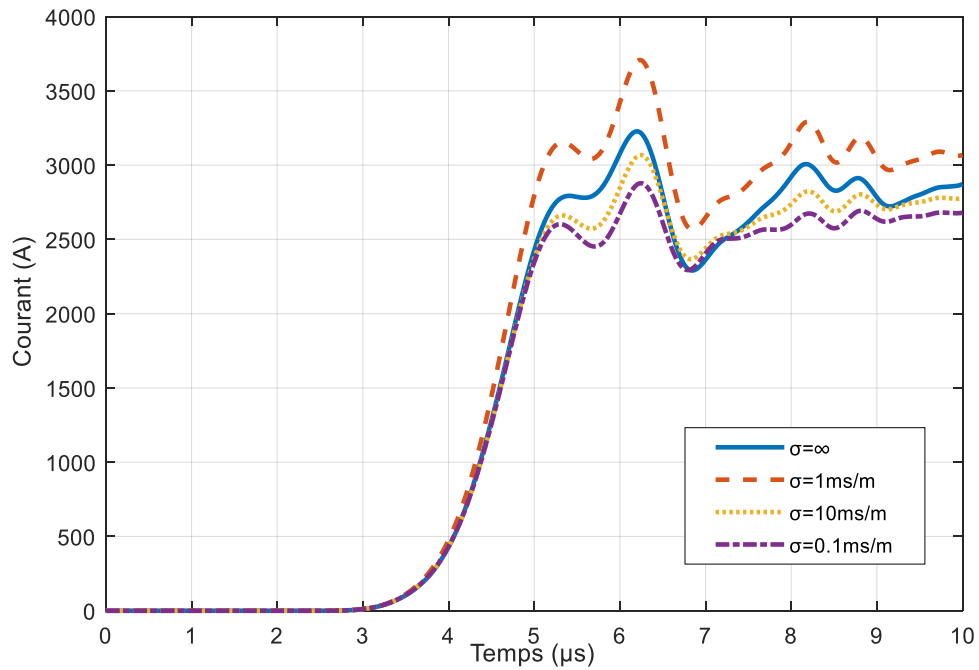


Figure IV.20 Formes d'onde du courant de la foudre calculées à 750 mètres du sommet de la tour.

b/ Évaluation de la distribution spatiotemporelle du courant pour chaque valeur de conductivité du sol

Après que nous avons étudié l'influence de la conductivité sur les formes d'ondes et les amplitudes du courant obtenues pour quatre altitudes. Dans cette partie, nous allons calculer pour chaque valeur de la conductivité le courant à cinq différentes altitudes. Ces derniers sont : au sommet de la tour (170 m), à la base de la tour et à 250 m, 500 m, 750 m par rapport au sommet . Les figures IV.21-24 montrent le courant de foudre calculé à différentes altitudes sur la tour et sur le canal de foudre en considérant quatre cas de conductivité du sol, qui sont : $\sigma = \infty$ (sol parfaitement conducteur), $\sigma = 10$ mS/m, $\sigma = 1$ mS/m et $\sigma = 0.1$ mS/m.

Selon ces figures, d'une part, la variation de la conductivité du sol a un impact sur les valeurs maximales des amplitudes du courant dans la tour et dans le canal de foudre. Cela est dû au fait que le courant réfléchi à la base de la tour est lié au coefficient de réflexion, qui est lui-même lié à la valeur de la conductivité du sol. D'autre part, les valeurs de ces amplitudes de courant de foudre diminuent avec la diminution de la conductivité du sol. La plus grande amplitude de courant est obtenue à la base de la tour, car elle représente la somme des ondes de courant descendantes et ascendantes. Le courant contaminé (ligne rouge en pointillés) est également influencé par le changement de conductivité du sol.

En outre, les formes d'onde du courant calculées à 250 m, 500 m et 750 m par rapport au sommet de la tour, qui est le point de contact entre le canal de foudre et la tour, se caractérisent par une atténuation de leur amplitude lorsqu'elles se propagent le long du canal.

Le tableau IV.I répertorie l'amplitude maximale des formes d'onde du courant calculées à différentes hauteurs sur la tour et sur le canal de foudre pour différents cas de valeurs de conductivité du sol ($\sigma = \infty$ (sol parfaitement conducteur), $\sigma = 10$ mS/m, $\sigma = 1$ mS/m et $\sigma = 0,1$ mS/m). De plus, toutes les amplitudes de courant sont significativement influencées par la variation des valeurs de conductivité du sol. Cependant, les amplitudes de courant diminuent avec la diminution de la conductivité du sol, elles sont donc directement proportionnelles aux valeurs de conductivité. En outre, ce tableau montre que pour $\sigma = 10$ mS/m à 500 m et 750 m, l'amplitude du courant est supérieure à celle obtenue pour le cas d'un sol parfaitement conducteur.

Nous pouvons conclure des formes d'onde des courants présentées sur les figures IV.21-24 et des valeurs du courant répertoriées dans le tableau IV.7, que la distribution spatiotemporelle du

courant de foudre le long de la tour et le long du canal de foudre est directement proportionnelle aux valeurs de conductivité du sol.

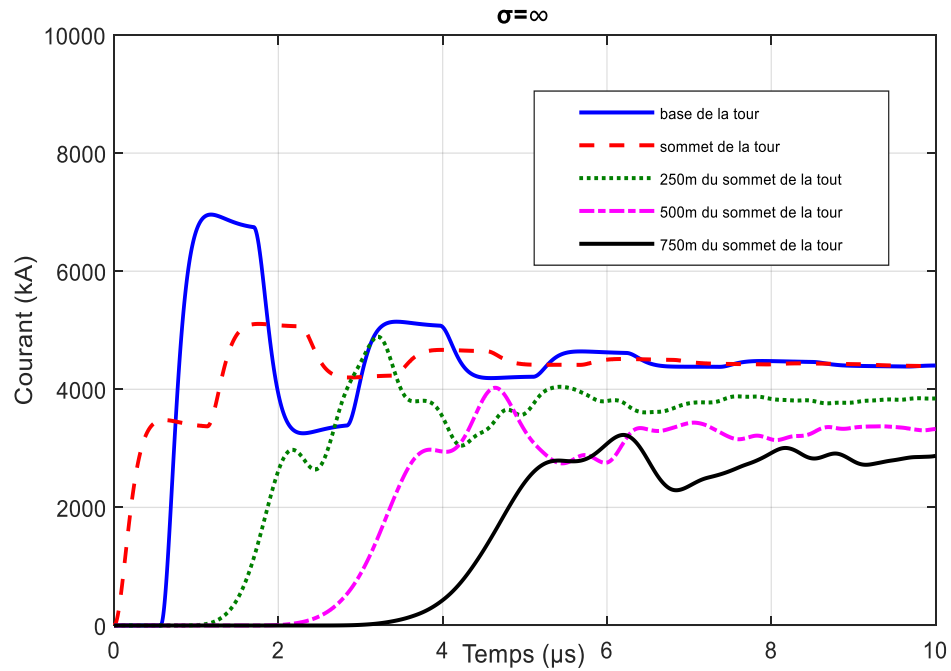


Figure IV.21 Formes d'onde du courant calculées à différents points en considérant valeur infinie pour la conductivité du sol $\sigma = \infty$,

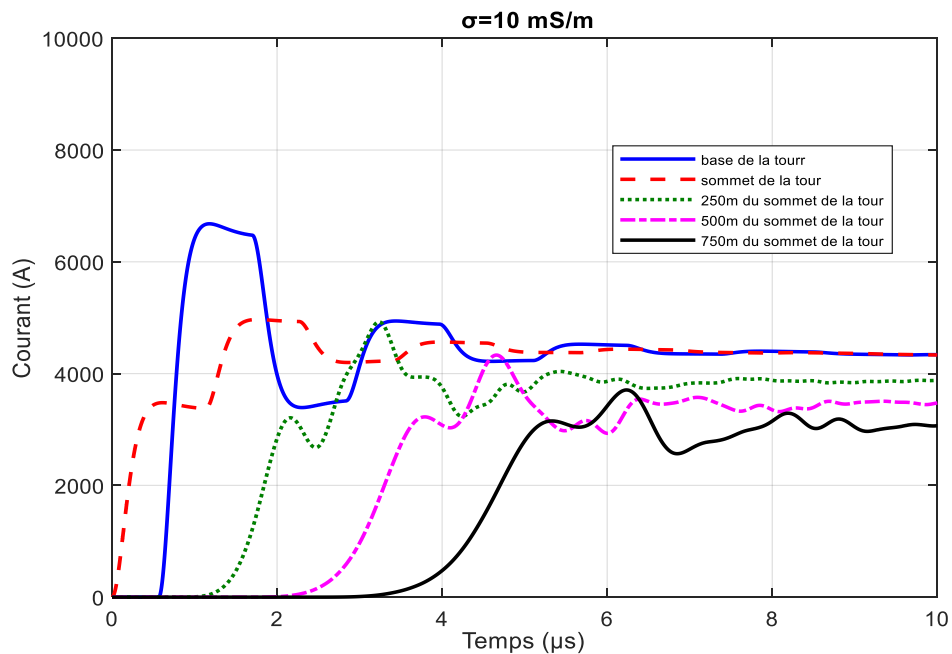


Figure IV.22 Formes d'onde du courant calculées à différents points en considérant valeur de conductivité du sol finit $\sigma = 10 \text{ mS/m}$,

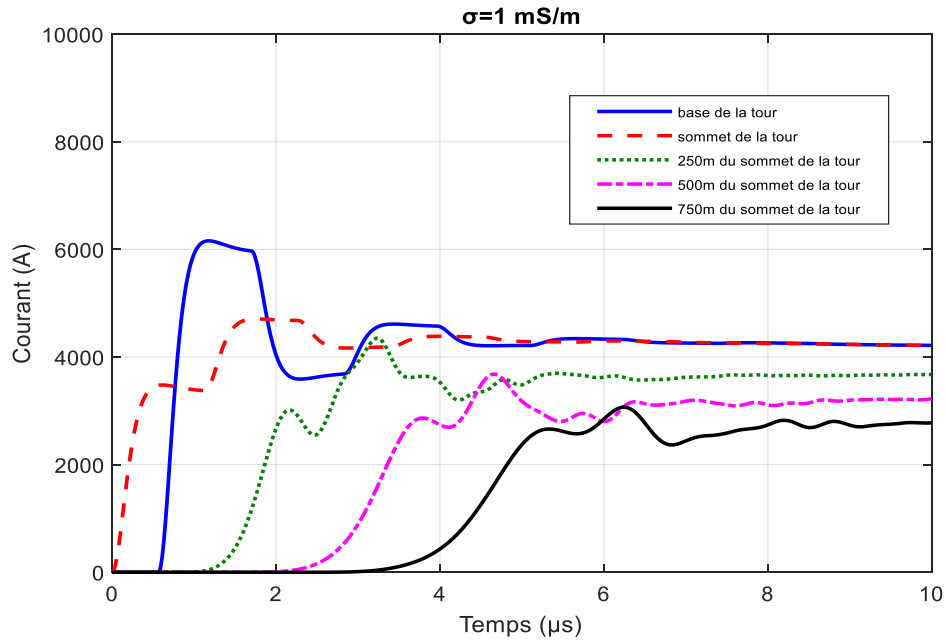


Figure IV.23 Formes d'onde du courant calculées à différents points en considérant valeur de conductivité du sol finit $\sigma = 1 \text{ mS/m}$,

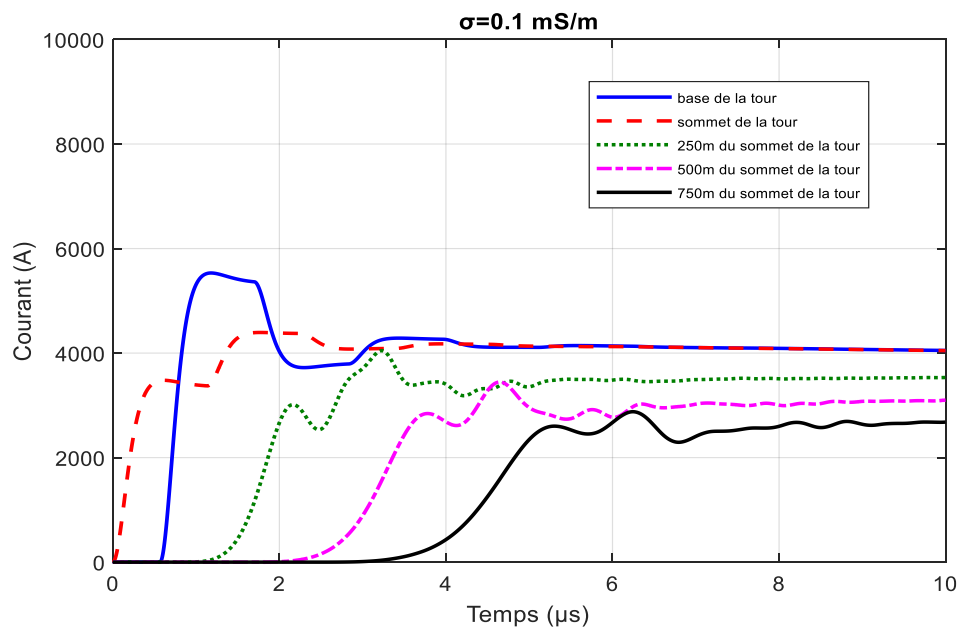


Figure IV.24 Formes d'onde du courant calculées à différents points en considérant valeur de conductivité du sol finit $\sigma = 0.1 \text{ mS/m}$,

Tableau IV.7 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude du courant

$\sigma = (\text{mS/m})$	Courant (A)				
	La base de la tour	Le sommet de la tour	250m du Sommet de la tour	500m du Sommet de la tour	750 m du Sommet de la tour
∞	7000	5060	5000	4200	3200
10	6600	4950	4920	4300	3700
1	6250	4670	4550	3680	3060
0.1	5520	4380	4050	3450	2870

IV.4.4.3 Propagation du champ électromagnétique

IV.4.4.3.1 Champ électrique vertical

a/ Effet de la distance entre la tour et les points d'observation

Dans la partie de la validation présentée ci-avant (section IV.4.4.1), la comparaison entre les datas mesurées du champ électrique vertical qui montre dans la figure IV.15-(a) et le champ électrique vertical calculé de la figure IV.15-(b) présente une bonne similitude entre les deux résultats, tant en termes de forme d'onde que d'amplitude. Cependant, dans les deux formes d'onde, la valeur de crête initiale est égale à 1,71 kV/m, et la rampe d'augmentation suivante prédite par le modèle utilisé est en bon accord avec les données mesurées. De cette comparaison, nous pouvons conclure que la conductivité du sol entourant la tour de Peissenberg est de $\sigma = 1$ mS/m. Notez que cette valeur de conductivité n'est pas donnée dans la littérature.

Dans la présente partie, nous évaluons la propagation du champ électromagnétique généré par l'interaction entre la foudre et un objet élevé (une tour). La tour considérée dans cette partie de l'étude a une hauteur de 170 m (tour de Peissenberg en Allemagne). Le champ électrique est calculé à quatre points d'observation situés à différentes distances de la tour. Ces quatre points sont situés à des distances horizontales de $r = 15, 30, 60$ et 80 m dans la direction de l'axe y .

Tout d'abord, la propagation de l'onde du champ électrique à une distance proche est évaluée. Ensuite, l'effet de la présence et de l'absence de l'extension cubique parfaitement conductrice sous la tour, avec une longueur de côté de 10 m (fondation de la tour), sur le calcul des champs électriques.

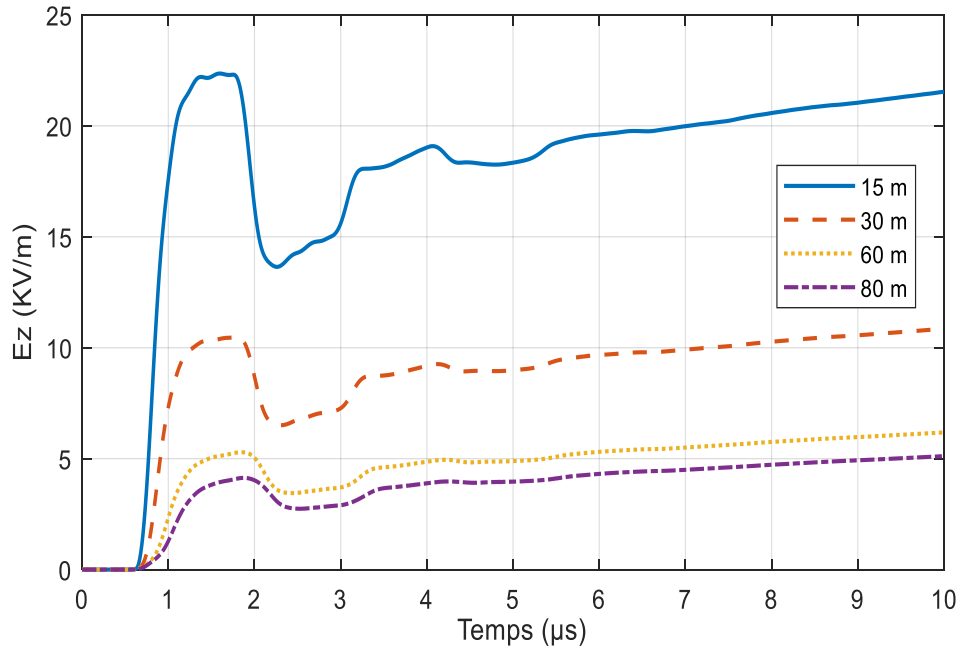


Figure IV.25 Distribution spatiotemporelle du champ électrique vertical calculé à 15, 30, 60 et 80 m de la base de la tour de Peissenberg

La figure IV.25 montre les composantes du champ électrique vertical calculées à différentes distances de la base de la tour : $r = 15, 30, 60$ et 80 m en utilisant la méthode 3D-FDTD basée sur la formulation de *Taflove* et les conditions aux limites UPML. On remarque l'apparition d'oscillations dans la forme d'onde du champ électrique. Ces dernières sont causées par les réflexions multiples du courant de foudre aux deux extrémités de la tour (sommet et bas de la tour). De plus, l'amplitude de chaque forme d'onde du champ électrique diminue. En outre, les distances et les valeurs d'amplitude maximale sont inversement proportionnelles, c'est-à-dire que l'amplitude diminue lorsque la distance augmente. Ainsi, les valeurs sont les suivantes : $E_z = 22,36, 10,43, 5,24$ et $4,09$ kV/m pour les distances $r = 15, 30, 60, 80$ m respectivement.

b/ Effet de la fondation de la tour sur le champ électrique vertical

Les figures IV.26-29 montrent une comparaison entre les formes d'onde du champ électrique calculées avec et sans fondation aux distances considérées $r = 15, 30, 60$ et 80 m respectivement. Les formes d'onde du champ calculées pour la présence de la fondation de la tour sont tracées avec une ligne bleue continue, et celles du cas de l'absence de la fondation de la tour sont tracées avec une ligne brune en pointillés.

Il ressort des figures IV.26-27 qui représentent les résultats calculés à 15 et 30 m, que la forme d'onde du champ électrique sans fondation présente une légère atténuation de 10,2 % et 6,2 %

par rapport à celle avec fondation. Il est à noter que pour les distances de 60 et 80 m, l'effet de la fondation de la tour devient moins significatif que celui des deux distances précédentes (15 et 30 m). D'après ces remarques, nous pouvons conclure que l'effet de la fondation de la tour sur le champ électrique n'est significatif qu'à des distances très proches de la tour.

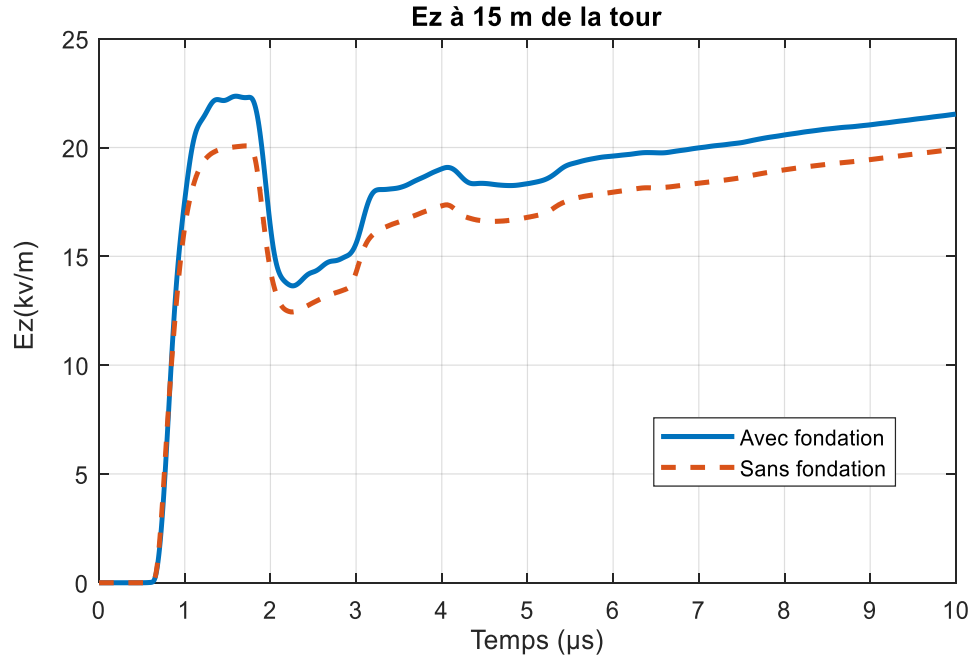


Figure IV.26 Forme d'onde du champ électrique vertical calculée à 15 m de la base de la tour.

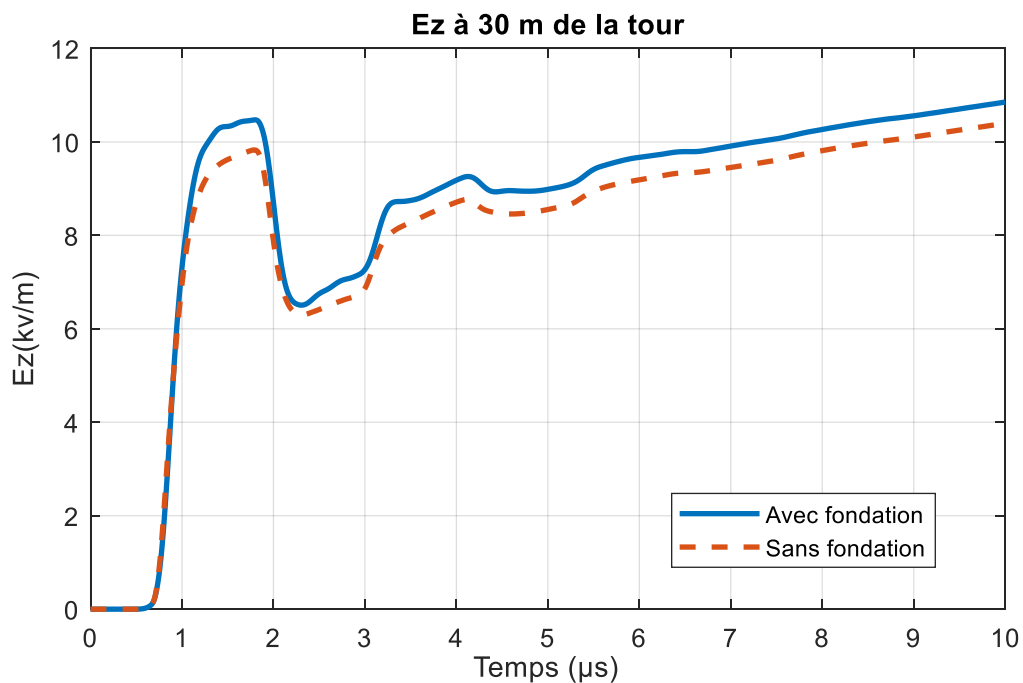


Figure IV.27 Forme d'onde du champ électrique vertical calculée à 30 m de la base de la tour

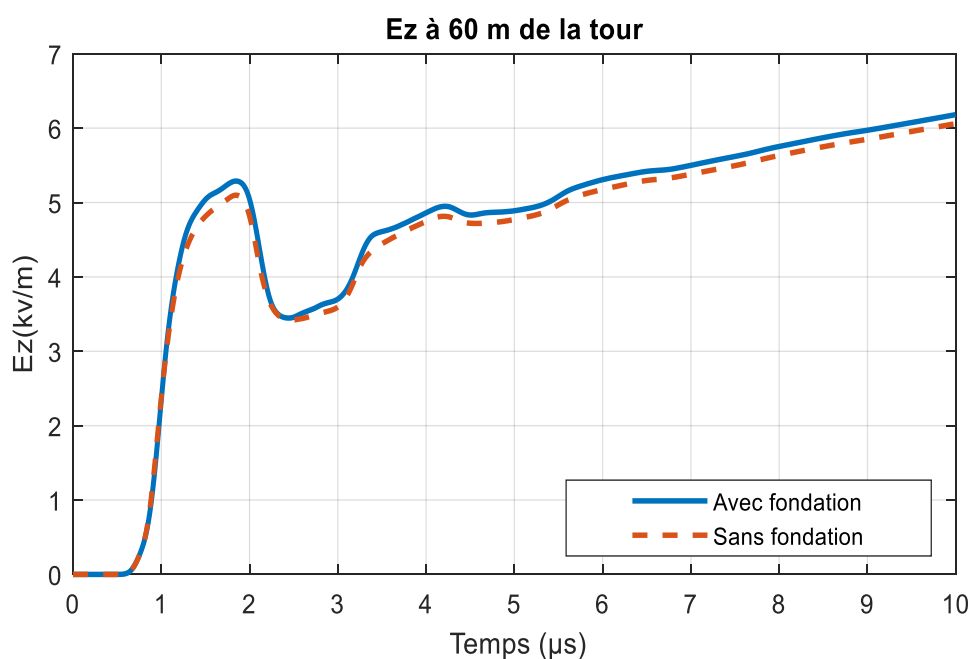


Figure IV.28 Forme d'onde du champ électrique vertical calculée à 60 m de la base de la tour

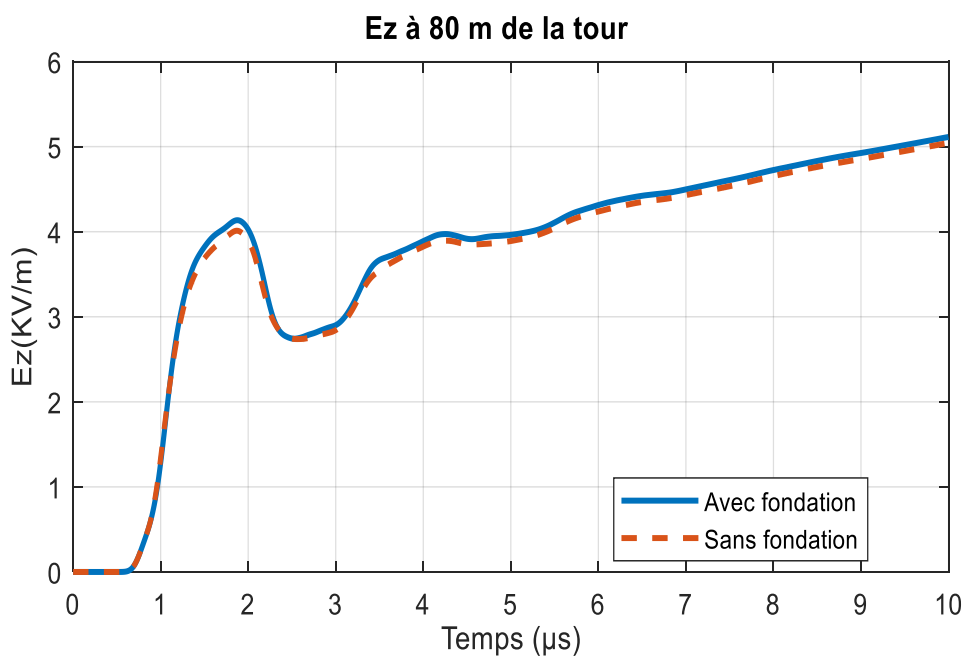


Figure IV.29 Forme d'onde du champ électrique vertical calculée à 80 m de la base de la tour

c/ Effet de la conductivité du sol sur le champ électrique vertical

Dans cette partie, les composantes du champ électrique ont été calculées à trois distances horizontales proches de la tour dans la direction de l'axe y, qui sont 50 m, 250 m et 750 m, et à une hauteur de 10 m au-dessus du sol. De plus, afin de connaître l'influence de la conductivité du sol sur les formes d'onde et les amplitudes du champ électrique, quatre cas de cette conductivité ont été adoptés. Ces valeurs de conductivité du sol sont : $\sigma = \infty$ (sol parfaitement conducteur), $\sigma = 10 \text{ mS/m}$, $\sigma = 1 \text{ mS/m}$ et $\sigma = 0,1 \text{ mS/m}$ [178].

Les figures IV.30-33 montrent les variations temporelles du champ électrique calculées. Ainsi, la figure IV.30 présente les résultats obtenus dans le cas d'un sol parfaitement conducteur $\sigma = \infty$, tandis que les figures IV.31-33 présentent les champs électriques verticaux calculés pour le cas d'un sol ayant des valeurs de conductivité finie à savoir $\sigma = 10 \text{ mS/m}$, $\sigma = 1 \text{ mS/m}$ $\sigma = 0,1 \text{ mS/m}$ respectivement.

Selon ces résultats, nous remarquons l'apparition de nombreuses oscillations sur les formes d'onde du champ électrique, qui sont causées par les multiples réflexions entre le haut et le bas de la tour. Cependant, sur les formes d'onde du champ électrique obtenues pour le cas d'un sol parfaitement conducteur ($\sigma = \infty$), il y a plus d'oscillations que pour les trois cas de conductivité finie du sol ($\sigma = 10 \text{ mS/m}$, $\sigma = 1 \text{ mS/m}$ $\sigma = 0,1 \text{ mS/m}$). Il est à noter que ces résultats relatifs au cas du sol parfaitement conducteur se caractérisent par un léger changement de polarité au début du deuxième pic de chaque onde calculée pour les trois distances. De plus, tous les champs électriques calculés dans les trois cas de conductivité finie du sol ont des valeurs positives sans aucun changement de polarité. En outre, il est clairement remarqué que les formes d'onde du champ électrique subissent une atténuation lorsqu'elles se propagent de la tour aux points d'observation (points concernés par le calcul du champ), ce qui correspond au cas physique réel, car le champ électrique doit diminuer lorsqu'il se propage de la distance proche à la distance lointaine par rapport à la source qui, dans notre cas, est représentée par la propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre.

Le tableau IV.8 répertorie les valeurs d'amplitude maximales du pic initial du champ électrique vertical calculé à trois différentes distances (50 m, 250 m et 500 m) par rapport à la tour et pour quatre cas de conductivité du sol. À partir de ces valeurs numériques du champ électrique, il est montré que, pour les trois distances, toutes les amplitudes diminuent de la distance la plus proche à la distance la plus éloignée (comme le montrent les figures IV.30-33). Pour le cas d'un sol

ayant une conductivité finie, l'influence de la valeur de conductivité est significative sur le champ électrique calculé à 50 m, qui est une distance très proche de la tour, elle diminue avec la diminution des valeurs de conductivité. Mais, elle a une légère influence à 250 m. De plus, aucune influence n'est remarquée à 500 m. Ce qui nous a permis de conclure que la variation de la conductivité du sol a une influence significative à des distances très proches, mais cette influence diminue lorsque le champ électrique vertical s'éloigne de la source (cette conclusion est tirée dans la limite de ce travail pour 50 m à 500 m).

Tableau IV.8 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude maximale du pic initial de E_z .

$\sigma = (\text{mS/m})$	Champ électrique vertical E_z (KV/M)		
	50 m	250 m	500 m
∞	3.7	1.6	0.8
10	9	1.35	0.4
1	5.8	1.3	0.4
0.1	3.9	1.3	0.4

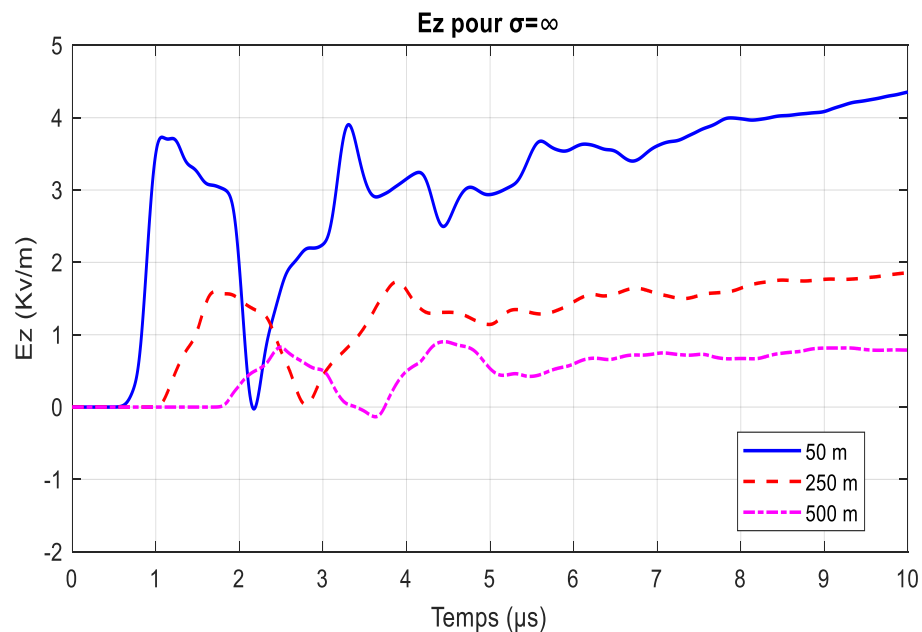


Figure IV.30 Formes d'onde du champ électrique vertical calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = \infty$ mS/m

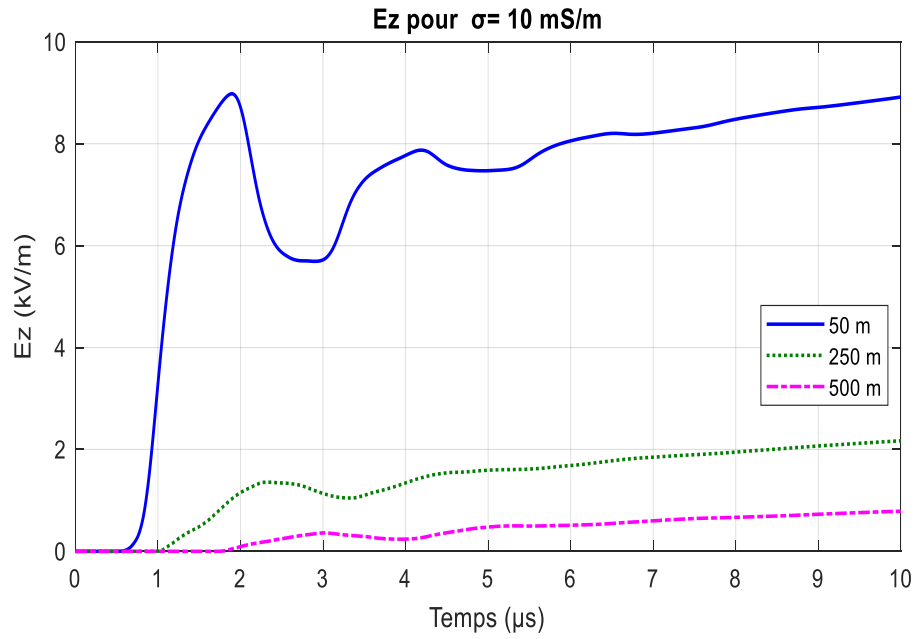


Figure IV.31 Formes d'ondes du champ électrique vertical calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 10 \text{ mS/m}$

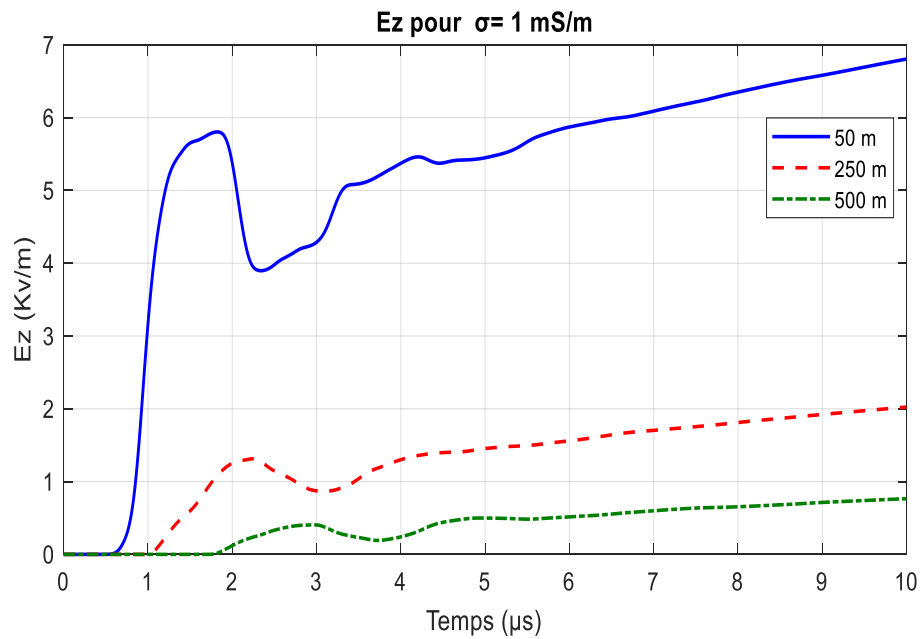


Figure IV.32 Formes d'onde du champ électrique vertical calculé à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 1 \text{ mS/m}$

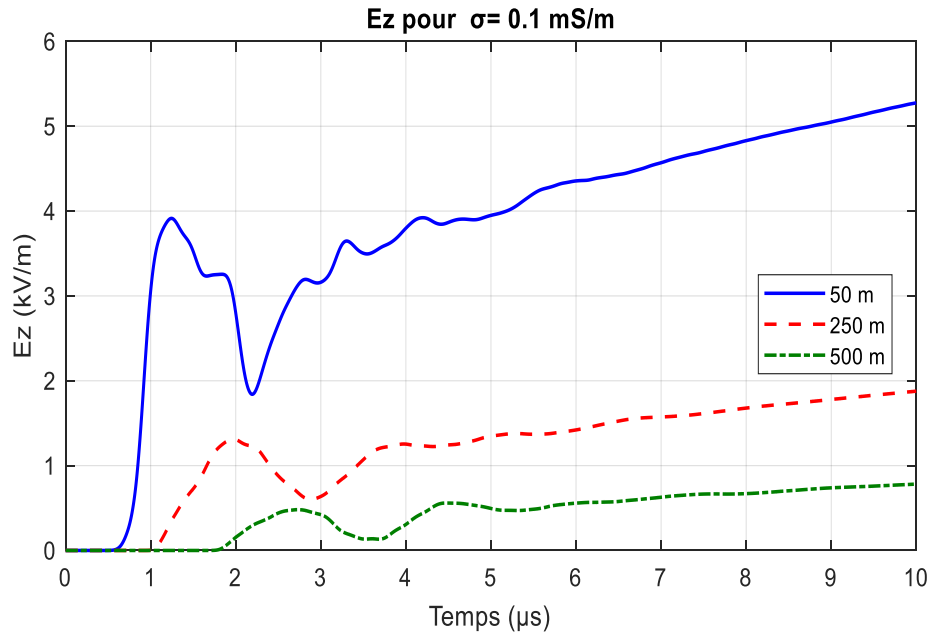


Figure IV.33 Formes d'onde du champ électrique vertical calculé à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 0,1$ mS/m

IV.4.4.3.2 Champ électrique horizontal

Les figures IV.34-36 montrent les résultats obtenus pour la composante horizontale du champ électrique. Le champ calculé pour le cas de $\sigma = 10$ mS/m est illustré sur la figure IV.34, tandis que la figure IV.35 présente le champ calculé pour $\sigma = 1$ mS/m et les résultats obtenus dans le cas de $\sigma = 0,1$ mS/m sont tracés sur la figure IV.36.

Selon ces résultats présentés aux figures IV.34-36, il est montré que la forme d'onde du champ horizontal calculé pour le cas de $\sigma = 0,1$ mS/m est différente de celle obtenue pour $\sigma = 10$ mS/m et $\sigma = 1$ mS/m. De plus, toutes les formes d'onde électrique subissent une atténuation lorsqu'elles se propagent de la distance la plus proche à la distance la plus éloignée par rapport à la source de rayonnement du champ électromagnétique (la source est présentée par la propagation du courant de foudre le long de la tour et le long du canal de foudre). L'amplitude du champ électrique est inversement proportionnelle à la distance de la tour.

Le tableau IV.9 répertorie l'influence de la variation de la conductivité du sol sur l'amplitude maximale du pic initial du champ électrique horizontal. Ainsi, les résultats numériques présentés dans ce tableau montrent que l'amplitude du champ électrique horizontal diminue avec l'augmentation de la distance à la tour (comme il est remarqué sur les figures IV.34-36, elle est inversement proportionnelle). L'amplitude maximale du pic initial de cette composante du champ

est directement proportionnelle à la valeur de la conductivité du sol (elle diminue avec la diminution de la valeur de la conductivité du sol). L'influence de la variation de la conductivité du sol sur la valeur maximale de l'amplitude du pic initial est moins importante à la distance de 500 m, car lorsque l'onde du champ électrique horizontal s'éloigne de la source de rayonnement du champ électromagnétique, l'effet des multiples réflexions entre le sommet et la base de la tour devient moins important que celui d'une distance très proche de la tour.

Tableau IV.9 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude maximale du pic initial de E_y .

$\sigma = (\text{mS/m})$	Champ électrique horizontal $E_y(\text{kV/m})$		
	50 m	250 m	500 m
10	7.2	1.1	0.3
1	4.2	0.7	0.2
0.1	3	0.4	0.15

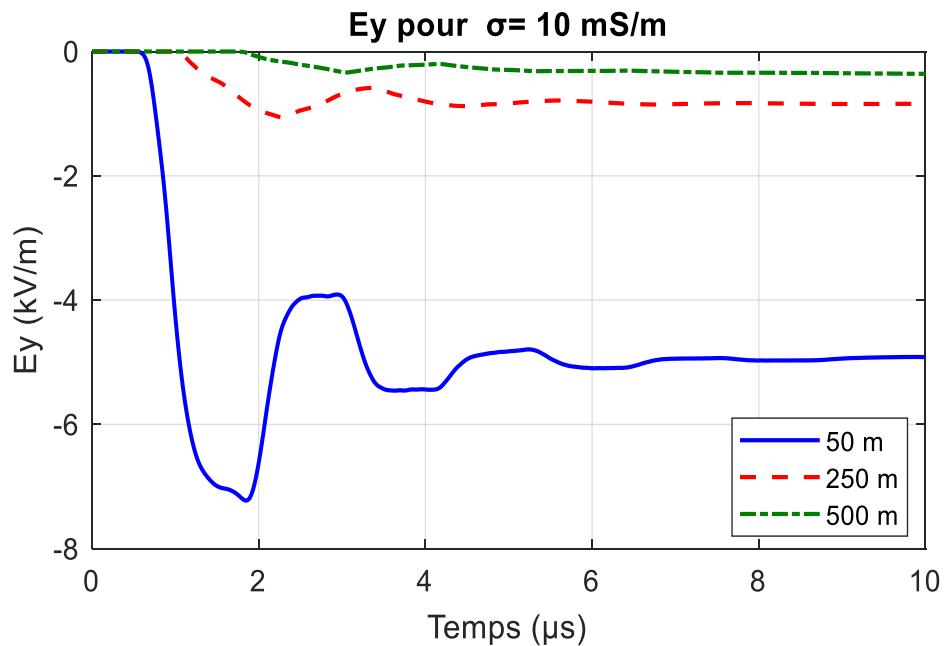


Figure IV.34 Formes d'onde du champ électrique horizontal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 10 \text{ mS/m}$.

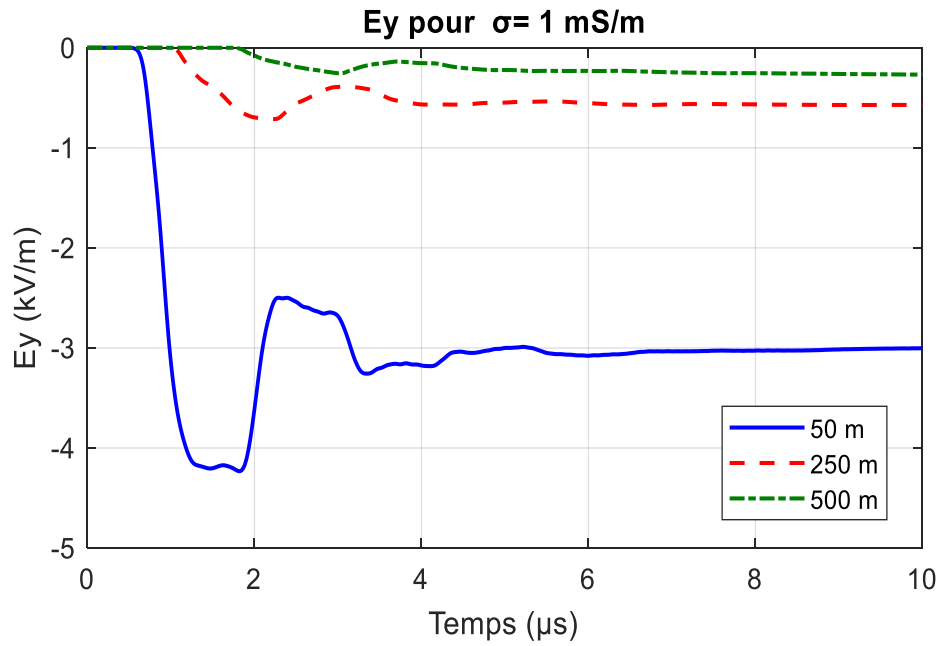


Figure IV.35 Formes d'onde du champ électrique horizontal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 1 \text{ mS/m}$.

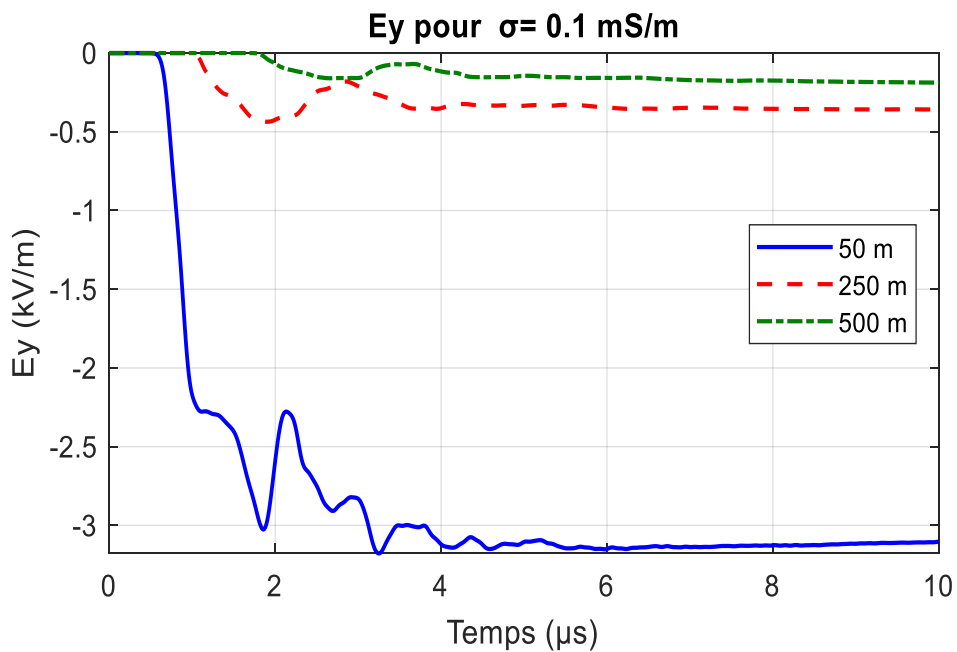


Figure IV.36 Formes d'onde du champ électrique horizontal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 0.1 \text{ mS/m}$.

IV.4.4.3.3 Champ magnétique azimutal

La figure IV.37 montre le champ magnétique azimutal calculé pour le cas d'un sol parfaitement conducteur ($\sigma = \infty$). Les résultats calculés pour le cas de $\sigma = 10$ mS/m sont représentés à la figure IV.3. De plus, les résultats obtenus pour $\sigma = 1$ mS/m sont illustrés sur la figure IV.39, tandis que la figure IV.40 présente les formes d'onde du champ magnétique azimutal calculées pour $\sigma = 0,1$ mS/m. Ainsi, dans toutes ces figures, le champ calculé à 50 m est représenté par une ligne bleue continue, celui obtenu à 250 m est représenté par une ligne rouge en tiret et celui calculé à 500 m est représenté par une ligne verte en pointillés. Selon ces résultats, les formes d'onde du champ magnétique azimutal sont influencées par la variation de la conductivité du sol. Cependant, les formes d'onde de champ obtenues dans le cas d'un sol parfaitement conducteur sont caractérisées par la présence de plus d'oscillations que celles calculées pour les trois autres cas de sol ayant des valeurs de conductivité finie. Les formes d'onde de champ subissent une atténuation lorsqu'elles se propagent de la distance la plus proche de la tour à la distance la plus éloignée.

Le tableau IV.10 résume les valeurs maximales des amplitudes du pic initial calculées aux trois distances adoptées de la tour et pour les quatre cas de conductivité du sol. À partir de ces résultats numériques, on remarque que les amplitudes maximales du champ magnétique azimutal sont inversement proportionnelles à la distance de la tour, c-à-d qu'elles diminuent lorsqu'elles s'éloignent de la tour. De même, les amplitudes obtenues pour le cas d'un sol parfaitement conducteur sont supérieures à celles obtenues pour les trois cas représentant les valeurs finies de conductivité du sol. À la distance la plus proche (50 m), pour les valeurs finies de conductivité du sol, les amplitudes maximales de champ diminuent avec la diminution des valeurs de conductivité, mais à 250 m et 500 m, les valeurs d'amplitude augmentent légèrement avec la diminution des valeurs de conductivité.

Tableau IV.10 Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude maximale du pic initial de H_x .

$\sigma = (\text{mS/m})$	Champ magnétique azimutal $H_x(\text{A/m})$		
	50 m	250 m	500 m
∞	22.5	4.7	2.3
10	19.6	2.9	0.9
1	18.1	3	1.1
0.1	17.6	3.3	1.2

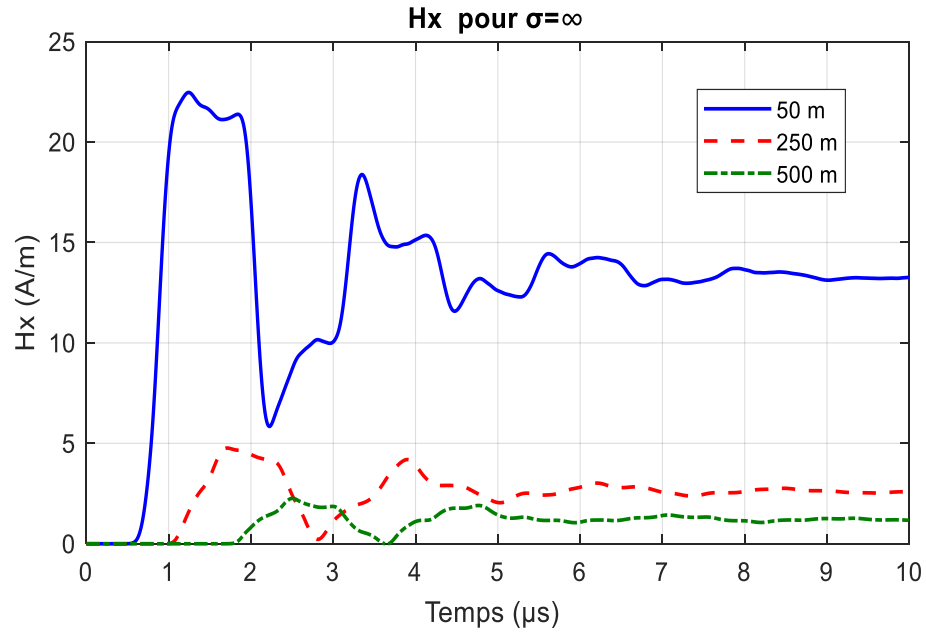


Figure IV.37 Formes d'onde du champ magnétique azimuthal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = \infty$

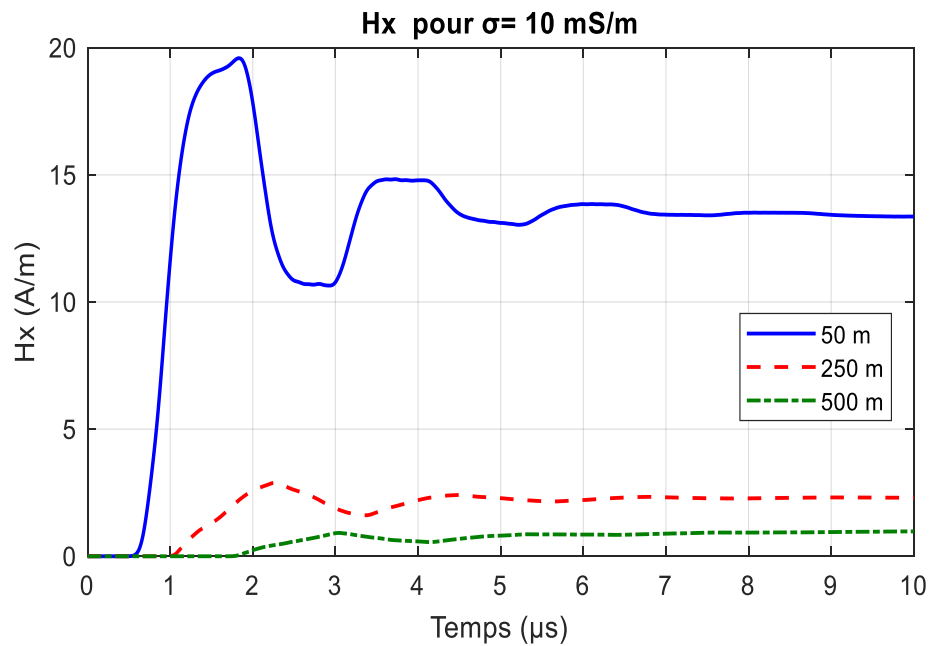


Figure IV.38 Formes d'onde du champ magnétique azimuthal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 10 \text{ mS/m}$

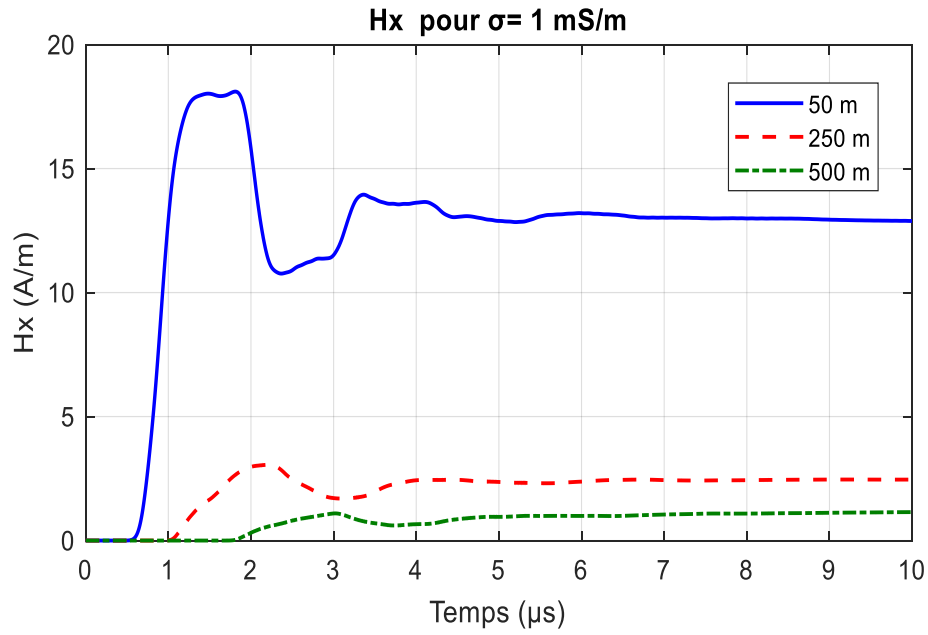


Figure IV.39 Formes d'onde du champ magnétique azimuthal calculées à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 1 \text{ mS/m}$

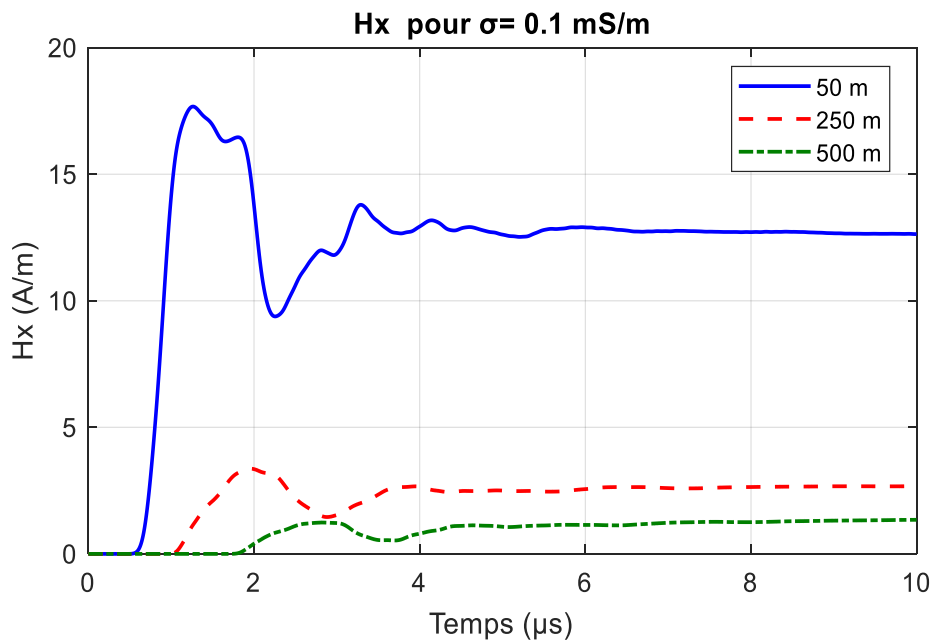


Figure IV.40 Formes d'onde du champ magnétique azimuthal calculé à 50 m, 250 m et 500 m de la tour, pour $\sigma = 0,1 \text{ mS/m}$

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons entamé le cas d'interaction entre un coup de foudre et un objet élevé (une tour). Cette étude demande l'évaluation de la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal de foudre, ainsi que la propagation du champ électromagnétique à des différentes distances de la base de la tour avec différentes configurations du sol. Les calculs ont été effectués par la mise en œuvre numérique du modèle d'Ingénieurs, du modèles électromagnétiques et de la méthode FDTD-3D. De plus, l'approche proposée et le code développé ont été validés par la comparaison avec des résultats mesurés issus de la littérature spécialisée. Cette comparaison montre une bonne concordance entre nos résultats et ceux mesurés.

Afin de savoir l'influence de la présence de la tour sur les formes d'onde du courant de la foudre et les composantes du champ électromagnétique, nous avons calculé ces derniers pour le cas d'un coup de foudre qui tombe sur un terrain plat, ainsi qu'un coup de foudre qui frappe une tour. Ce dernier cas a été évalué en considérant les modèles dits d'*Ingénieurs* et ceux dits *Electromagnétiques*. Les classes des modèles présentent des résultats raisonnables pour le courant et le champ électromagnétique associé. Il est à noter que, les modèles d'Ingénieurs sont simples et faciles pour la mise en œuvre numérique, mais ils ne reflètent pas la réalité physique du phénomène de la foudre. Par contre, les modèles électromagnétiques sont plus proches de la physique de la foudre.

Dans cette même étude, nous avons effectué des tests concernant l'influence de la présence de la fondation du sol sur les amplitudes et les formes d'onde du courant. Ainsi, l'effet de la variation des valeurs de la conductivité du sol sur la distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal de la foudre a été entamé. L'influence de ces variations de la conductivité électrique sur la propagation du champ électromagnétique pour des distances proches de la tour a été aussi testée et étudiée.

Le prochain chapitre sera consacré à l'étude du couplage d'une électrique aérienne avec le champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour.

**Sur tension induite par l'interaction
d'un coup de foudre avec une tour
sur une ligne aérienne**

V.1 Introduction

La foudre est un phénomène naturel qui est jugé comme électro-atmosphérique puissant. Ce dernier se manifeste sous la forme d'une décharge électrique ayant des impacts indésirables sur notre environnement de différentes façons. Dans le domaine du génie électrique et parmi les systèmes vulnérables à être affectés par foudre, les réseaux électriques aériens occupent une place prépondérante.

Lorsqu'un coup de foudre aura lieu, soit sur le sol ou sur un objet élevé, il génère la radiation d'un champ électromagnétique. Ce champ ne peut pas seulement endommager un ou des éléments du réseau électrique, mais aussi perturber le service fourni à la clientèle, entraînant des pannes considérables du point de vue technico-économique. Afin d'optimiser la protection et de garantir la distribution d'énergie électrique avec fiabilité, il faut étudier et évaluer le couplage du champ électromagnétique généré par de la foudre avec les réseaux électriques aériens.

Dans ce chapitre, nous explorerons en profondeur les mécanismes du couplage entre une ligne de transmission aérienne et le champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre. En premier lieu, nous présentons un état de l'art sur les méthodes de calcul des tensions induites par la foudre sur les lignes aériennes. Par la suite, nous nous intéressons à la simulation de ces tensions induites par la mise en œuvre de la méthode 3D-FDTD basée sur la formulation de *Taflove* et les conditions aux limites UPML. Pour atteindre ce but, deux modèles électromagnétiques sont adoptés : le premier présente la tour et le deuxième présente le canal de la foudre. Ainsi, une comparaison sera effectuée entre les résultats obtenus à l'aide de l'approche proposée avec ceux issus de la littérature spécialisée.

V.2 Historique des modèles de couplage

Les premières recherches théoriques relatives aux signaux induits sur les lignes électriques par le couplage avec les radiations d'un coup de foudre ont été conduites par *K.W. Wagner* [180] en 1908. Ce dernier a constaté que les charges électriques induites sur les lignes électriques par les nuages orageux sont caractérisées par une polarité positive. Par la suite, et dans le but de la détermination de la charge induite le long de la ligne, *Wagner* a supposé que les charges électriques libres peuvent être écoulées vers la terre à travers une résistance de fuite, ainsi que le neutre de la ligne est mis à la terre pendant l'augmentation du champ électrique. Il a également supposé que le potentiel résistant de la ligne est nul. La disparition de la charge du nuage orageux permet le déplacement de la charge induite le long de la ligne sous forme d'onde. Selon

cette théorie, la tension induite sur la ligne est proportionnelle au produit du champ électrique généré par la décharge orageuse et de la hauteur du conducteur par rapport à la surface du sol.

Bewley [180] a proposé une amélioration de la théorie de *Wagner* en 1929. Cette amélioration est basée sur l'idée que le champ électrique inducteur ne peut pas disparaître instantanément, mais doit avoir une dérivée temporelle limitée. Cela signifie qu'au moment relatif à la diminution de l'amplitude d'onde mobile, la longueur de cette onde augmente.

La première publication liée au sujet du couplage de la foudre avec une ligne aérienne a été réalisée en 1935 par *Aigner* [180], en prenant en considération l'effet inducteur du canal vertical de foudre par rapport au sol. Dans cette publication, sauf le champ magnétique qui a été exploité pour obtenir la tension induite sur une ligne électrique. Ainsi, les calculs des tensions induites sont basés sur les bases quasi-stationnaires associées à la supposition du courant de foudre ayant une forme sinusoïdale. Ces suppositions ont limité la valeur du travail présenté par *Aigner*.

En 1942, *Wagner* et *Mc. Cann* [180] ont démontré que la tension induite par la foudre est maximale pendant la phase de retour de l'arc. Ils ont effectué leur étude en supposant que la charge électrique est uniformément répartie et que le courant de retour de l'arc se propage à une vitesse constante le long du canal de foudre. Ils ont calculé le champ électrique à l'aide des équations de *Maxwell*, en supposant que le courant a la forme d'une fonction échelon. La tension induite a été calculée numériquement, en négligeant le potentiel vecteur.

Une formulation plus complexe que celle de *C. F. Wagner* et *Mc. Cann* est utilisée dans les travaux publiés par *Szpor* [180] en 1948 pour calculer les tensions induites par un canal vertical de foudre. Par conséquent, dans sa nouvelle formulation, il prend en compte l'induction magnétique et électrostatique, et les résultats qu'il a obtenue ne sont validés que dans le voisinage immédiat du canal de foudre. Il convient de souligner que l'ampleur des tensions induites calculées par *Szpor* est identique à celle fournie par *C. F. Wagner* et *Mc. Cann*.

En 1954, *Golde* [180] a étudié l'influence des tensions induites par la foudre sur la fréquence de défaut des lignes électriques. Sa méthodologie de calcul des tensions induites est similaire à celle de *Wagner* et *Mc. Cann*. Cependant, il propose que la charge électrique distribuée le long du traceur descendant diminue exponentiellement avec la hauteur par rapport au sol. Il suppose également que la vitesse de propagation de l'arc en retour diminue exponentiellement en fonction du temps. L'influence de ces hypothèses sur la valeur maximale de la tension induite est faible.

Golde estime que la vitesse de l'arc en retour est d'environ 80 m/ μ s, soit 27 % de la vitesse de la lumière.

R. Lundholm [180] a décrit en 1955 le calcul des tensions induites dans une ligne de transport HT courte et longue et a démontré la relation entre la vitesse de l'arc en retour et le courant de foudre. Le calcul des tensions induites prend en compte les théories de *C. F. Wagner* et *Mc. Cann*, sans tenir compte de la partie du champ magnétique. Malheureusement, ses résultats de calcul n'ont pas été suffisamment persuasifs sur le plan théorique.

Un modèle de couplage du champ EM rayonné par un coup de foudre avec les lignes de transmission a été présenté par *S. Rusck* [180] en 1958. Ce modèle est considéré dans la littérature comme le fondement des études de couplage entre les réseaux de puissance et le champ électromagnétique rayonné par la foudre. En effet, l'auteur a exprimé les équations de la ligne de transmission en fonction de son courant et du potentiel scalaire induit et inducteur.

V.3 Approches fondées sur la théorie de la ligne de transmission

Divers modèles mathématiques, appelés « modèles de couplage », ont été créés sur la base de la géométrie présentée dans la figure V.1, et leur objectif était de calculer les tensions induites par la foudre sur les lignes aériennes de transmission. La « théorie de la ligne de transmission », qui utilise les équations télégraphistes avec la présence de sources qui représentent les composantes du champ électromagnétique, a été utilisée pour obtenir ces modèles.

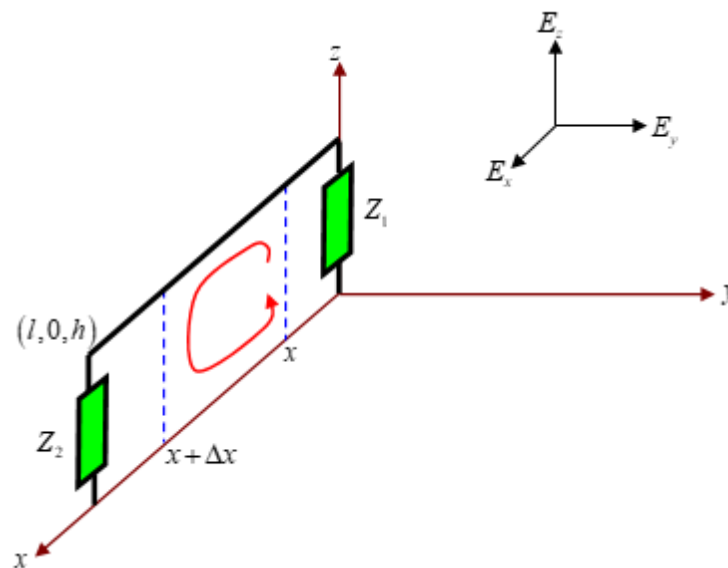


Figure V.1 Configuration adoptée pour dériver les équations de couplage entre une ligne aérienne et un champ EM exciteur [181].

V.3.1 Modèles de Rusck

S. Rusck a modélisé mathématiquement le couplage du champ EM rayonné par un coup de foudre nuage-sol avec les lignes aériennes de transmission dans sa thèse de doctorat en 1958 [180]. Les courants de la ligne et le potentiel scalaire induit et inducteur représentent les équations de la ligne de transmission proposées par Rusck. Selon Rusck, les équations décrivant le couplage entre la foudre et une ligne de transmission sont les suivantes :

$$\frac{\partial V(x,t)}{\partial x} + L \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (V.1)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \frac{\partial V(x,t)}{\partial t} = C \cdot \frac{\partial V_i(x,t)}{\partial t} \quad (V.2)$$

$V(x,t)$ représente le potentiel scalaire induit, tandis que $V_i(x,t)$ représente le potentiel scalaire inducteur du champ incident. Les composantes linéiques de la ligne sont : L pour l'inductance et C pour la capacité. L'équation qui décrit la tension induite totale est la suivante :

$$U(x,t) = V(x,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i(x,t)}{\partial t} \quad (V.3)$$

h représente la hauteur de la ligne étudiée et A_z^i représente la composante verticale du potentiel vecteur incident. Les conditions aux limites applicables à la ligne de transmission étudiée sont les suivantes :

$$U(0,t) = -Z_1 \cdot i(0,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i}{\partial t} \quad (V.4)$$

$$U(l,t) = -Z_2 \cdot i(l,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i}{\partial t} \quad (V.5)$$

La figure V.2 expose les composants de la ligne de transmission que Rusck a pris en compte pour élaborer son modèle de couplage.

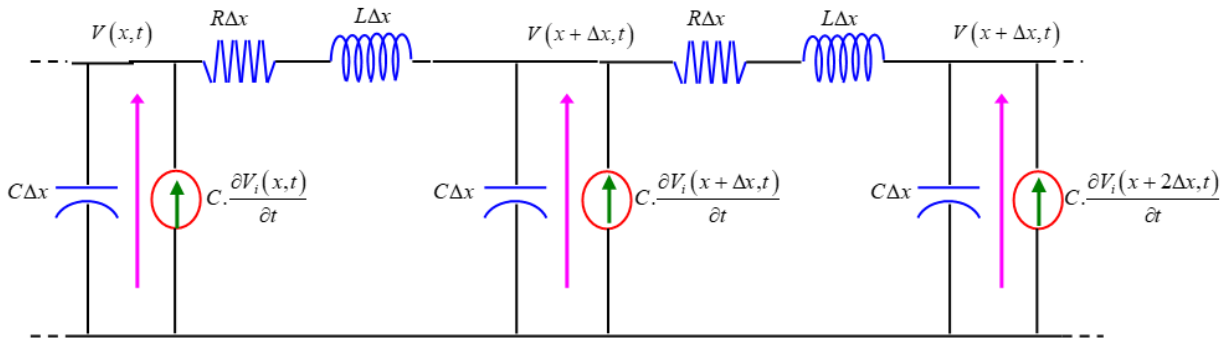


Figure V.2 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle de Rusck [181].

V.3.2 Modèle de Taylor, Satterwite et al.

Taylor, Satterwite et al. ont proposé un modèle mathématique décrivant le phénomène du couplage en 1965[182]. Ce modèle est basé sur des sources de tensions et de courants distribués, comme le montre la figure V.3. Voici les équations de la ligne de transmission en termes de la tension totale et du courant de la ligne :

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + R \cdot i(x,t) + L \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = - \int_0^h B_y^i(x,z,t) dz \quad (V.6)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,y) dz \quad (V.7)$$

Les formules associées au modèle de Taylor utilisent le champ électrique vertical incident E_z^i et le champ d'induction magnétique horizontal incident B_y^i .

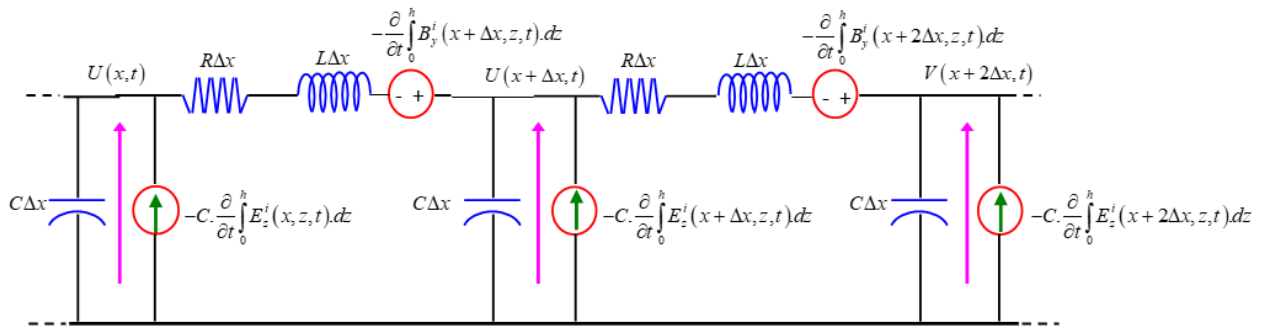


Figure V.3 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle de Taylor et al.[181]

V.3.3 Modèle de Chowdhuri et Gross

Chowdhuri et Gross [183] ont proposé un autre modèle en 1967. Les équations de couplage de ce modèle sont les suivantes :

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (V.8)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad (V.9)$$

La composante verticale du champ électrique incident est notée par E_z^i . Les conditions aux limites de ce modèle sont décrites par les équations suivantes :

$$U(0,t) = -Z_1 \cdot i(0,t) \quad (V.10)$$

$$U(l,t) = -Z_2 \cdot i(l,t) \quad (V.11)$$

La figure V.4 présente les éléments de la ligne de transmission qui sont utilisés dans le modèle de couplage développé par *Chowdhuri et al.* [183].

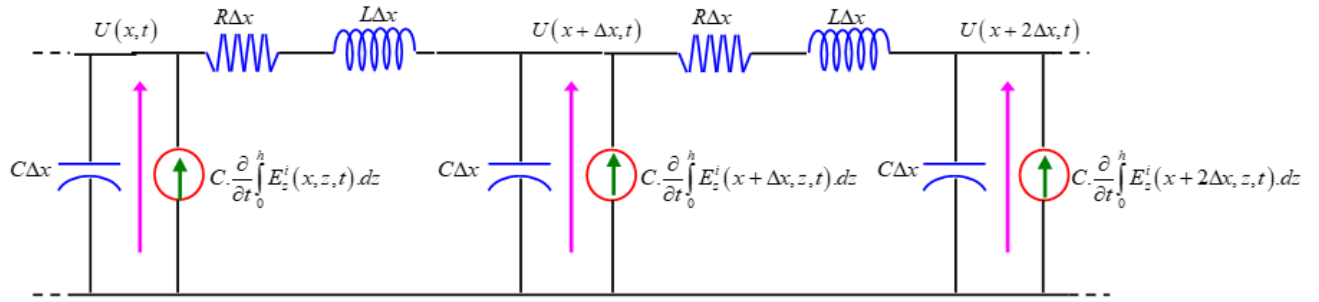


Figure V.4 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle de *Taylor et al.* [181]

V.3.4 Modèle d'Agrawal et al.

Agrawal, Price et Gurbaxini [184] (1980) ont dérivé des équations de couplage en termes de tension diffractée. Ces équations sont les suivantes.

$$\frac{\partial U^s(x, t)}{\partial x} + R \cdot i(x, t) + L \cdot \frac{\partial i(x, t)}{\partial t} = E_x^i(x, h, t) \quad (\text{V.12})$$

$$\frac{\partial i(x, t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U^s(x, t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{V.13})$$

Les sources des tensions distribuées résultantes du champ électrique horizontal au niveau de la hauteur de la ligne provoquent la propagation de la tension diffractée U^s le long de la ligne. Par conséquent, la tension totale induite sur la ligne $U(x, t)$ est donnée par la formule suivante à n'importe quel point et à n'importe quel instant :

$$U(x, t) = U^s(x, t) - \int_0^h E_z^i(x, z, t) dz \quad (\text{V.14})$$

La tension diffractée doit satisfaire les conditions aux limites suivantes :

$$U^s(0, t) = -Z_1 \cdot i(0, t) + \int_0^h E_z^i(0, z, t) dz \quad (\text{V.15})$$

$$U^s(l, t) = -Z_2 \cdot i(l, t) + \int_0^h E_z^i(l, z, t) dz \quad (\text{V.16})$$

La figure V.5 donne une représentation relative à la ligne de transmission basée sur le modèle de couplage d'*Agrawal et al.* [184].

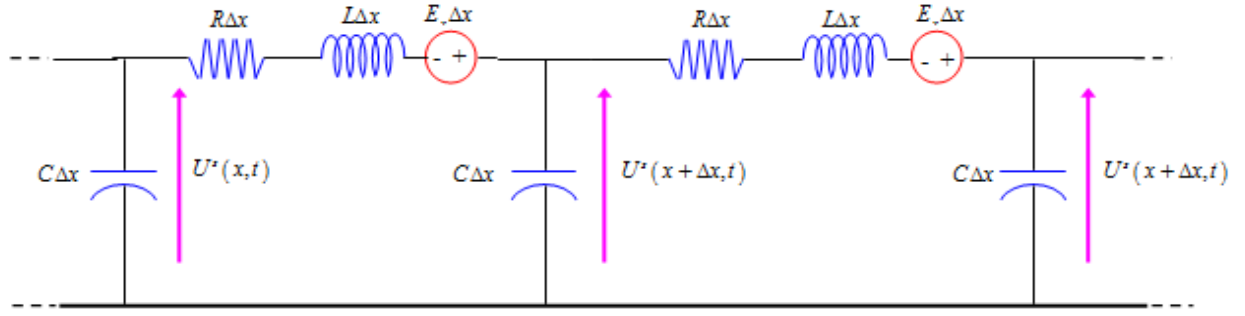


Figure V.5 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle d'Agrawel et al. [181]

V.3.5 Modèle de Rachidi

En 1993 [185] Rachidi a proposé un modèle de couplage décrit en termes des courants diffractés de la ligne (i^s) et des sources du champ magnétique horizontal incident (B_x). Les équations de la ligne de transmission basées sur ce modèle sont exprimées par :

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + R \cdot i(x,t) + L \cdot \frac{\partial i^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{V.17})$$

$$\frac{\partial i^s(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{L} \int_0^h \frac{\partial B_x(x,z,t)}{\partial y} dz \quad (\text{V.18})$$

L'expression du courant total de la ligne est la suivante :

$$i(x,t) = i^s(x,t) - \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(x,z,t) dz \quad (\text{V.19})$$

Les conditions aux limites sont données par :

$$i(0,t) = -\frac{U(0,t)}{Z_1} + \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(0,z,t) dz \quad (\text{V.20})$$

$$i(l,t) = -\frac{U(l,t)}{Z_1} + \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(l,z,t) dz \quad (\text{V.21})$$

Nous présentons dans la figure V.6 le modèle de la ligne de transmission selon Rachidi [185].

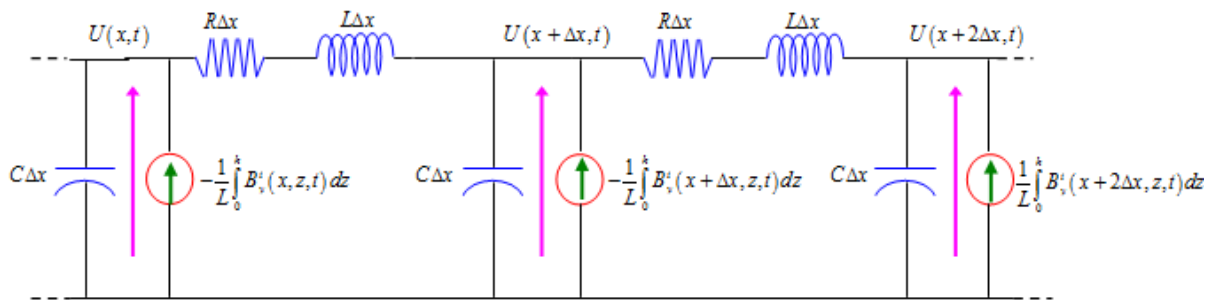


Figure V.6 Représentation de la ligne de transmission selon le modèle de Rachidi. [181]

V.3.6 Analyse des modèles de couplage

En se basant sur la revue de la littérature présentée dans ce chapitre, qui expose divers modèles mathématiques visant à calculer les surtensions induites par l'interaction du champ électromagnétique émis par la foudre avec les lignes aériennes, il est notable que tous ces modèles reposent sur une formulation commune, dérivée des équations de *Maxwell*. La différence entre ces modèles réside dans les sources qui leur sont associées, exprimées en termes des différentes composantes du champ électromagnétique. Par exemple, le modèle de *Rusck* se présente en termes du potentiel scalaire du champ incident, tandis que les équations de couplage de *Chowdhuri* sont exprimées en termes de la composante verticale du champ électrique incident. Le modèle d'*Agrawal* est décrit en termes de la composante verticale du champ électrique incident, et le modèle de couplage de *Rachidi* est formulé en termes du champ magnétique incident.

V.4 Modèle basé sur la méthode 3D-FDTD

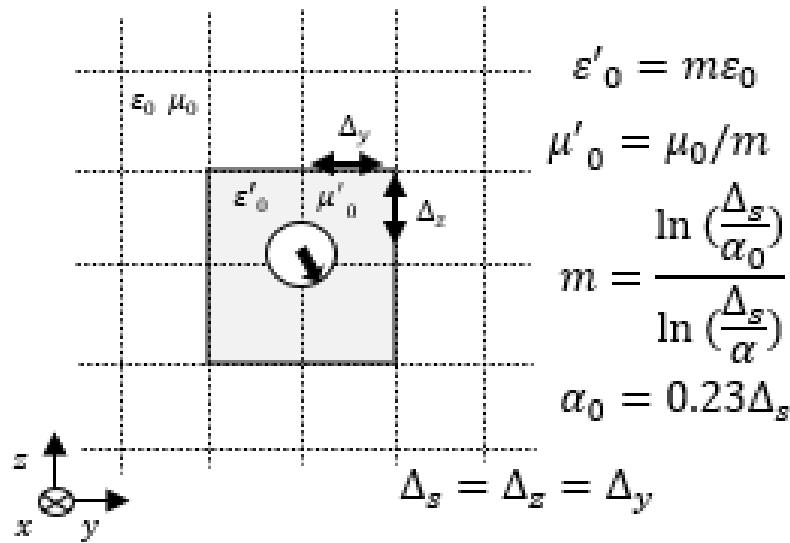


Figure V.7 Fil horizontal avec un rayon a vu en coupe transversale [153].

La méthode des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (FDTD-3D) est exploitée pour étudier le problème de couplage entre les lignes aériennes et les coups de foudres indirects. Ce couplage se traduit par le calcul des tensions induites par le champ électromagnétique généré par la foudre sur les lignes aériennes. La modélisation mathématique de ce phénomène de couplage est basée sur la théorie du fil mince présentée dans la section III.4.6 du chapitre III de cette modeste thèse. Cette théorie consiste à effectuer des changements

au niveau des paramètres du milieu entourant le conducteur aérien concerné par le calcul des surtensions induites. Les paramètres modifiés sont les suivants : la permittivité diélectrique est plus faible par rapport à celle de l'air $\varepsilon'_0 = m\varepsilon_0$ et la perméabilité magnétique est plus élevée en comparaison avec celle de l'air $\mu'_0 = \mu_0/m$ (ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité de l'air), comme il est indiqué sur la figure V.7 [186][187]. Le coefficient m est donné par $\ln(\Delta s/\alpha_0)/\ln(\Delta s/\alpha)$, où Δs est la longueur du côté latéral des cellules, α_0 ($\approx 0.23\Delta s$) est le rayon équivalent et α est le rayon réel du fil électrique aérien. La tension induite est calculée en effectuant l'intégral du champ électrique entre le sol et le fil aérien, et en forçant le champ électrique tangentiel au fil aérien à être nul.

V.5 Calculs des tensions induites par foudre sur ligne aérienne

V.5.1 Comparaison et validation

a/ Géométrie du problème

La figure (V.8) montre la géométrie du système, qui comprend un canal de foudre de 2000 m de haut selon l'axe z et pour les axes x et y , il y a une distance de 600 m et 1600 m respectivement et une profondeur de 400 m pour le sol (la terre), une ligne aérienne de 200 m de long et une altitude de 10 m, et deux résistances de 498 Ω aux extrémités de la ligne. Cette ligne aérienne est située à une distance y du point d'impact de la foudre. La figure (V.9) montre la position de la ligne aérienne et du point d'impact du coup de foudre.

Les calculs ont été effectués à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (3D-FDTD). Le domaine du travail a été discrétisé en cellules cubiques de 5 m $\times$ 5 m $\times$ 10 m, avec un pas temporel de 5 ns. Les conditions aux limites UPML ont été appliquées aux six plans entourant le volume de travail pour éviter les réflexions indésirables.

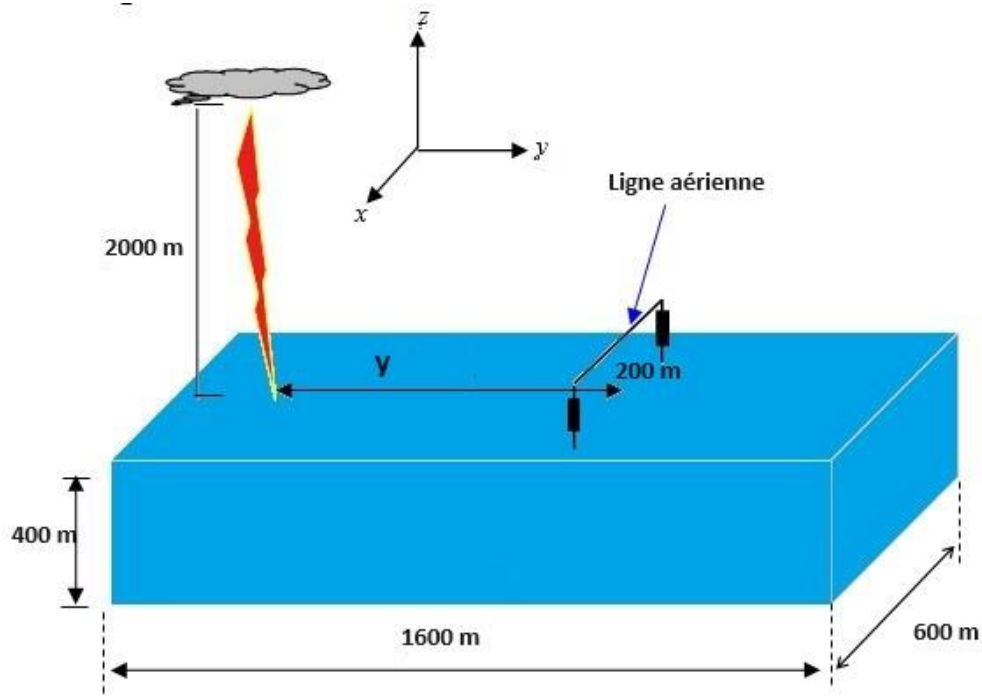


Figure V.8 Géométrie du problème

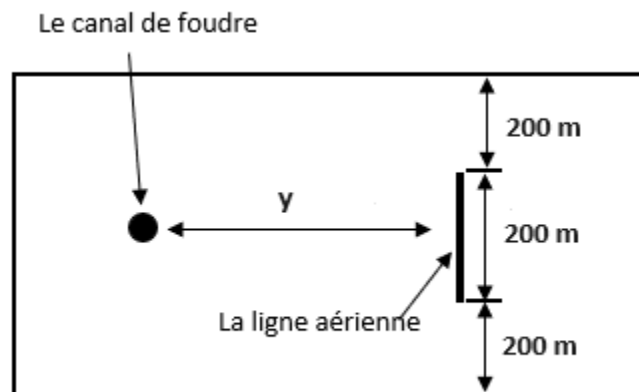


Figure V.9 Vue de dessus de la géométrie du problème

b/ Représentation de la source de courant

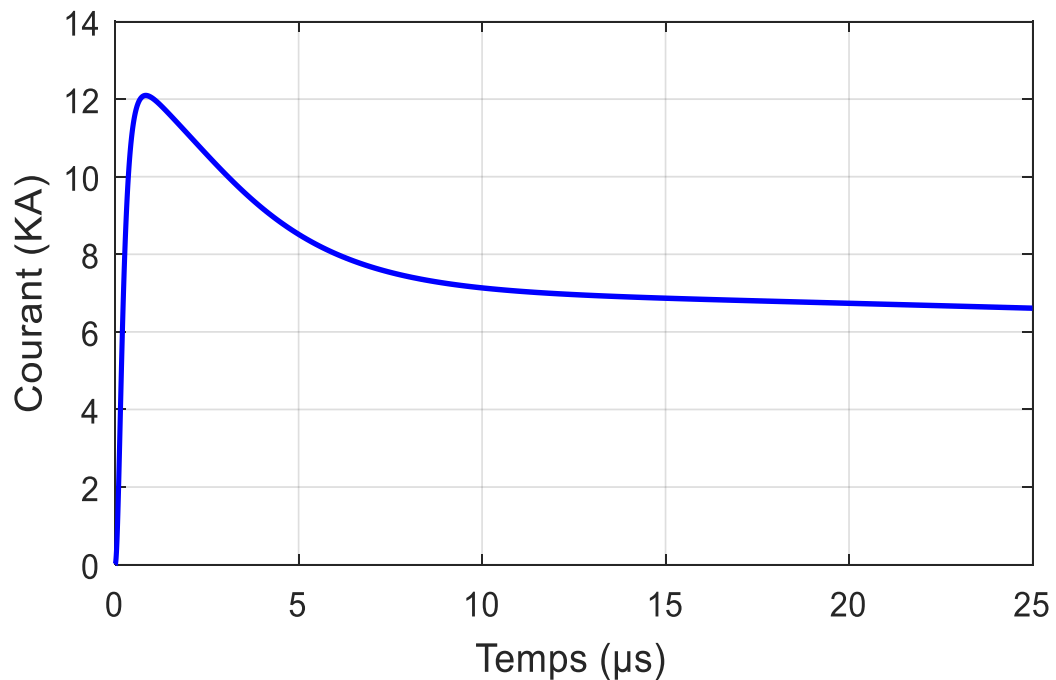
Pour calculer le courant à la base du canal de la foudre, nous utilisons la fonction d'*Héidler* pour un arc en retour subséquent (équation V.22). Les paramètres utilisés dans notre simulation sont indiqués dans le tableau (V.1).

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

Tableau V.1 Paramètres utilisés pour la simulation du courant à la base du canal [95]

$i_{01}(\text{kA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	$i_{02}(\text{kA})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_1	n_1
10.5	0.25	2.5	6.5	2.1	230	2	2

La figure (V.10) montre la variation temporelle du courant à la base du canal de foudre, obtenue à l'aide de la fonction d'*Heidler* et des paramètres du tableau (V.1). Le courant présente une forme d'impulsion avec une valeur maximale de 12 kA et un temps de montée de 0,7 μs .

**Figure V.10** Courant à la base du canal de foudre.

c/ Comparaison avec la formule de Rusck

Dans cette partie, nous examinons la validité de notre approche proposée et notre code de calcul développé par la mise en œuvre numérique de la méthode FDTD-3D basée sur la formulation de *Taflave* [152]. Cette validation sera effectuée par la comparaison avec les résultats présentés par *Baba et Rakov* [188]. Dans cette publication, les auteurs ont effectué une comparaison entre leurs résultats obtenus à l'aide de la méthode FDTD basée sur l'algorithme de *Yee* [89] et les conditions aux limites de *Liao* [150] avec ceux obtenus par la mise en œuvre de la formule de *Rusck* [180]. Les tensions induites sont calculées pour le cas d'un coup de foudre qui tombe

directement sur le sol (nuage-sol) et pour une ligne aérienne de 200 m de longueur et 10 de hauteur, en adoptant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur.

En 1958, dans sa thèse de Doctorat *Rusk* a développé une formule analytique qui permet l'obtention de l'amplitude maximale de la tension induite sur une ligne aérienne monofilaire par un coup vertical tombant sur un sol plat et parfait. Cette formule est représentée mathématiquement par :

$$V = \frac{30 I_{max}}{d} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v}{c} \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2/2}} \right) \quad V-23$$

Avec :

V : valeur maximale de la tension induite.

I_{max} : valeur maximale du courant de l'arc en retour foudre (A).

d : plus petite distance entre le canal de foudre et la ligne aérienne.

v : vitesse de propagation du courant de l'arc en retour.

c : vitesse de la lumière.

Tableau V-2 Comparaison entre les trois méthodes utilisées pour la validation

	Approche proposé	Baba et Rakov	Rusck
Méthode de calcul	FDTD-3D basée sur <i>Taflove</i> formulation	FDTD-3D basée sur Algorithme de <i>Yee</i>	Formule analytique
Conditions aux limites	UPML	Liao	/
Modèle de courant	Electromagnétique type 5	TL	/

Le tableau (V.2) présente les trois méthodes concernées par la comparaison pour le but de la validation. Ces méthodes sont :

- *L'approche proposée dans notre travail* : méthode FDTD-3D basée sur la formulation de *Taflove*, les conditions aux limites UPML et les modèles électromagnétiques;

- L'approche proposée par Baba et Rakov: méthode FDTD-3D basée sur l'algorithme de Yee, les conditions aux limites de Liao et le modèle TL;
- La formule analytique de Rusk : équation (V.23)

Les résultats obtenus des amplitudes maximales obtenus à l'aide des trois approches sont reportés sur le tableau V.3.

Tableau V-3 Amplitudes maximales des tensions induites obtenues pour deux différentes distances par rapport au canal de foudre et en adoptant trois approches.

	Tensions induite (kV)		
	FDTD-3D	Formule de Rusck	Baba et Rakov
$d = 100 \text{ m}$	42.1	40.8	42.4
$d = 200 \text{ m}$	20.4	20.4	20.4

Les résultats illustrés dans le tableau IV-3 présentent une bonne concordance entre les valeurs maximales des tensions induites obtenues à l'aide de notre code de calcul basé sur la méthode FDTD-3D et ceux obtenus de la littérature, notamment la référence [188]. À l'issue de cette bonne concordance, on peut dire que l'approche proposée lors de cette étude et le code de calcul développé sont validés.

V.5.2 Calcule des tensions induites par foudre sur ligne aérienne à la présence d'une tour avec le modèle EM à l'aide de la méthode (3D-FDTD)

V.5.2.1 Configuration du problème

La géométrie proposée est illustrée à la figure V.11, où le volume de travail considéré a des côtés latéraux mesurant 1500 m et 800 m le long des axes y et x, respectivement, et une hauteur de 1200 m (suivant la direction z). Ce domaine de travail comporte deux sections. La première section représente l'air, et la deuxième est une couche terrestre de 300 m de profondeur. Au milieu de la surface supérieure du sol, se trouve une tour de 170 mètres de hauteur (similaire à la tour Peissenberg en Allemagne, qui mesure 168 mètres de hauteur). La structure du fondement de la tour est modélisée par une base d'extension cubique parfaitement conductrice de 10 mètres de côté qui s'étend sous la surface du sol. La foudre frappant le sommet de cette tour est représentée par un canal vertical à une altitude de 730 m. De plus, un fil électrique horizontal

aérien est situé à 100 m de la base de la tour et à 10 m au-dessus du sol plat. Ce fil est caractérisé par un rayon de 5 mm, une longueur de 500 m et deux extrémités terminées par une résistance de 498 Ω .

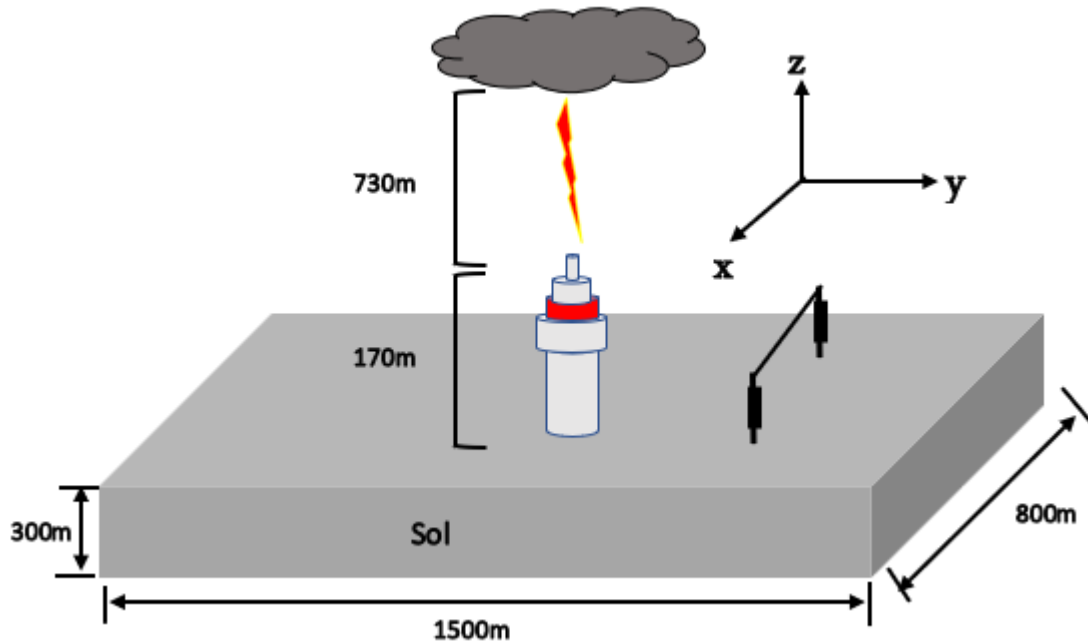
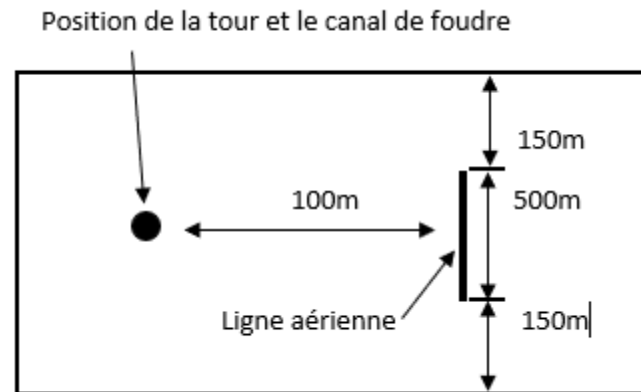


Figure V.11 Géométrie adopté

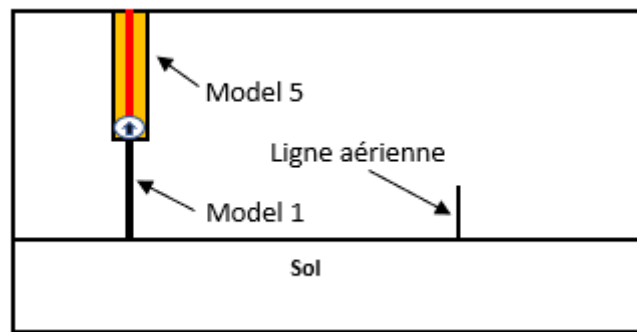
Les figures (V.12-a et b) montrent respectivement la vue de dessus, la vue en coupe transversale de la position de la tour et de celle du fil électrique horizontal aérien. Ce dernier est parallèle à l'axe x . La figure (V.12-a) montre que le fil électrique horizontal aérien est éloigné de la limite du volume de travail de 150 mètres de chaque côté, afin d'assurer un meilleur calcul sans influences extérieures. Sur la figure (V12-b), le canal de foudre et la tour sont représentés par deux modèles électromagnétiques (type 1 pour la tour et type 5 pour le canal de la foudre).

Le fil électrique aérien considéré dans cette étude est de rayon $a = 5$ mm. Selon la représentation proposée par Noda et Yokoyama [161] et illustrée sur la figure (V.7), le fil aérien ayant un rayon équivalent de $a_0 \approx 0.23\Delta y = 0.23\Delta z = 0.23 \times 5$ m est placé au centre d'un prisme rectangulaire artificiel ayant une section transversale de $(2 \times \Delta y) \times (2 \times \Delta z)$ et les paramètres modifiés (par rapport à ceux de l'air) suivants : permittivité électrique plus faible $\varepsilon'_0 = m\varepsilon_0$ et perméabilité magnétique plus élevée $\mu'_0 = \mu_0/m$ (ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité de l'air).

Le coefficient m est donné par $\ln(\Delta s/\alpha_0)/\ln(\Delta s/\alpha)$, où $\Delta s = \Delta y = \Delta z = 5$ m, avec α_0 ($\approx 0.23\Delta s$) est le rayon équivalent et α est le rayon réel du fil électrique aérien.



(a)



(b)

Figure V.12 Position de la tour et du fil électrique aérien **(a)** Vue de dessus **(b)** Coupe transversale

L'espace de travail est divisé en cellules cubiques de $5\text{ m} \times 5\text{ m} \times 5\text{ m}$, ce qui donne 11520000 cellules, conformément aux exigences d'application de la méthode 3D-FDTD (les dimensions des cellules sont choisies plus petites que la longueur d'onde, qui est d'environ 300 m). De plus, afin de supprimer les réflexions indésirables aux limites du volume de travail et de simuler la propagation continue des ondes électromagnétiques, les conditions aux limites d'absorption uniaxiales à couche parfaitement adaptée (UPML) [107][116][117][152][185] [186] ont été appliquées aux six plans entourant le volume de travail. Le pas de temps est ajusté à 5 ns pour empêcher l'instabilité des calculs et maintenir la condition de *Courant* [160]. La période d'observation est fixée à 10 ns.

V.5.2.2 Représentation de la tour et du canal de foudre

Baba et Rakov [153] ont classé les modèles électromagnétiques du courant de foudre en sept catégories. La tour et le canal de foudre sont modélisés respectivement à l'aide des modèles 1 et 5 pour représenter la situation réelle de la propagation de l'onde de courant de foudre le long de la tour et le long du canal de foudre (fig. V.12-b). Cette représentation est notée comme suit :

- ✓ **La tour** : est représentée par un fil vertical qui est parfaitement conducteur (modèle 1), pour avoir une vitesse de propagation de l'onde de courant égale à celle de la lumière ($c = 3.10^8$ m/s).
- ✓ **Le canal de foudre** : est représenté par un fil vertical résistif encastré dans un parallélépipède de section transversale de 10 m × 10 m, d'une permittivité relative de 3,99, d'une perméabilité relative de 3,99 et chargé des résistances en série dans l'air $R = 0,35$ / m (modèle 5). Cette série de résistances est utilisée pour contrôler l'atténuation de l'onde de courant lors de sa propagation le long du canal de foudre. La vitesse de propagation du courant obtenue à l'aide de ce modèle est d'environ 150 m/s.

V.5.2.3 Expression du courant au sommet de la tour

La réflexion de l'onde de courant entre le sommet et la base de la tour doit être prise en compte lors de l'injection de courant au sommet de la tour (point d'attachement entre la foudre et la tour). Dans ce cas, la formule mathématique développée par Guerrieri *et al.* [172] [173] et modifiée par Bermudez *et al.* [50] est utilisée pour représenter le courant contaminé. La formule suivante est écrite :

$$i(h, t) = (1 - \rho_t) \cdot \left(i_0(t) + \sum_{n=1}^{\infty} \rho_g^n \rho_t^{n-1} (1 + \rho_t) \times i_0 \left(t - \frac{2nh}{c} \right) \right) \quad \text{V.24}$$

Avec :

h : représente la hauteur de la tour ;

n : représente le nombre de réflexions entre le haut et le bas de la tour ;

$\rho_t = \frac{Z_{tow} - Z_{ch}}{Z_{tow} + Z_{ch}}$: représente le coefficient de réflexion au sommet de la tour ;

$\rho_g = \frac{Z_{tow} - Z_{gr}}{Z_{tow} + Z_{gr}}$: représente le coefficient de réflexion à la base de la tour ;

Z_{tow} : représente l'impédance de la tour ;

Z_{ch} : représente l'impédance du canal de foudre ;

Z_{gr} : représente l'impédance du sol

$i_0(t)$: représente le courant non-contaminé calculé avec la somme de deux fonctions d'*Heidler*, qui est donnée par l'équation suivante :

$$i_1(t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{12})^{n_1}}{1 + (t/\tau_{11})^{n_1}} \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{22})^{n_2}}{1 + (t/\tau_{21})^{n_2}} \exp(-t/\tau_{22}) \quad \text{V.25}$$

Avec :

I_{01}, I_{02} : représentent les amplitudes des courants ;

τ_{11}, τ_{12} : représentent le temps de montée des courants ;

τ_{21}, τ_{22} : représentent la durée de l'impulsion ;

n_1, n_2 : sont des exposants ayant une valeur comprise entre 2 et 10.

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

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

Toutes les constantes utilisées dans la fonction d'*Heidler* (équation (V.24)) pour calculer le courant non contaminé sont consignées dans le tableau (V.4). Cette fonction est utilisée pour créer la forme d'onde du courant contaminé injecté au sommet de la tour afin de simuler la distribution du champ électrique associé et la tension induite sur la ligne aérienne.

Tableau V.4 Valeur utilisée pour calculer le courant non-contaminé [75].

$I_{01}(\text{A})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	n_1	$I_{02}(\text{A})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
942.5	0.44	0.27	2	2196.2	0.27	200	2

V.5.2.4 Distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal

À l'aide de la mise en œuvre numérique des équations (V.24) et (V.25) associées aux paramètres consignés sur le tableau (V.4), les modèles électromagnétiques et la méthode FDTD-3D, nous avons obtenu les résultats présentés sur la figure (V.13). Cette figure montre la distribution spatiotemporelle du courant de la foudre. De plus, ces courants sont calculés au sommet et à la base de la tour, ainsi qu'à une altitude de 250 m et 500 m par rapport au sommet de la tour.

À l'issue des résultats illustrés par la figure (V.13), nous remarquons l'apparition des oscillations sur toutes les formes d'ondes du courant. Ces oscillations sont causées par les multiples réflexions de l'onde du courant entre le sommet et la base de la tour. Ainsi, il est à remarquer que l'amplitude la plus supérieure est signalée au niveau de la base de la tour, car elle représente la somme des deux ondes de courant, une descendante et l'autre ascendante. Au niveau du canal de la foudre, la forme d'onde du courant souffre d'une atténuation lors de sa propagation le long de ce canal.

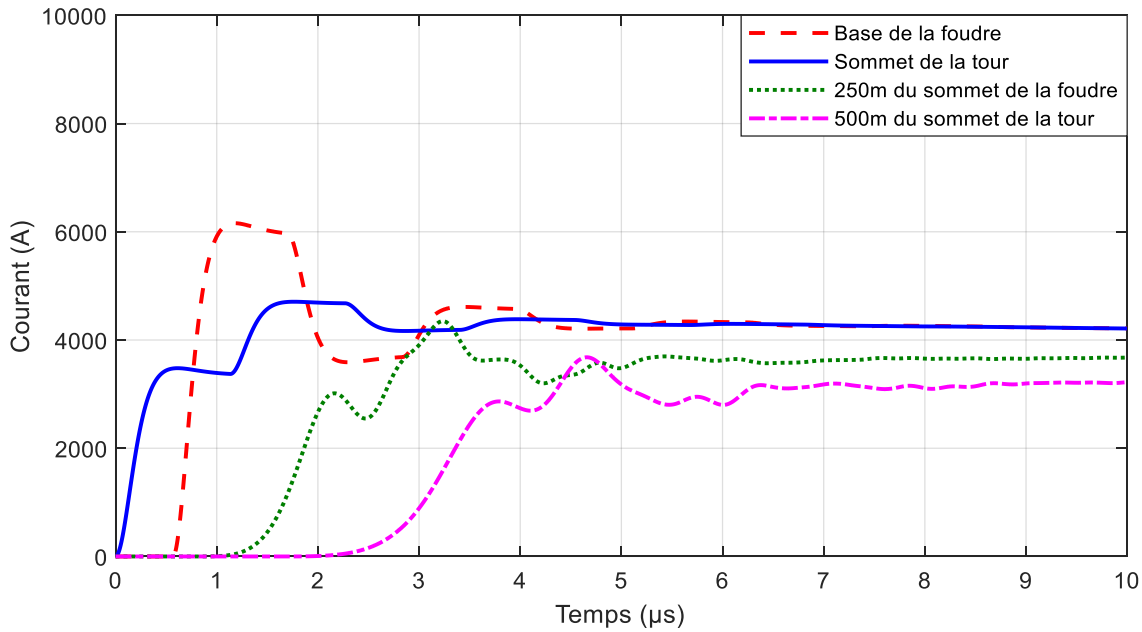


Figure V.13 Distribution spatiotemporelle du courant le long de la tour et le long du canal

V.5.2.4 Calcul des tensions induites au niveau du centre et d'extrémité de la ligne.

Dans cette partie, nous nous intéressons au calcul des tensions induites par l'interaction d'un coup de foudre et d'une tour sur une ligne aérienne monofilaire (comme il est illustré sur les figures (V.11) et (V.12)). La ligne en considération se trouve à une distance horizontale égale à 100 m par rapport à la base de la tour (suivant l'axe des y). Dans ce cas d'étude, nous avons adopté deux configurations du sol. La première est celle du sol homogène parfaitement conducteur ($\sigma = \infty$) et dans la deuxième, nous avons considéré que le sol est homogène ayant une conductivité finie ($\sigma = 0.001$ S/m).

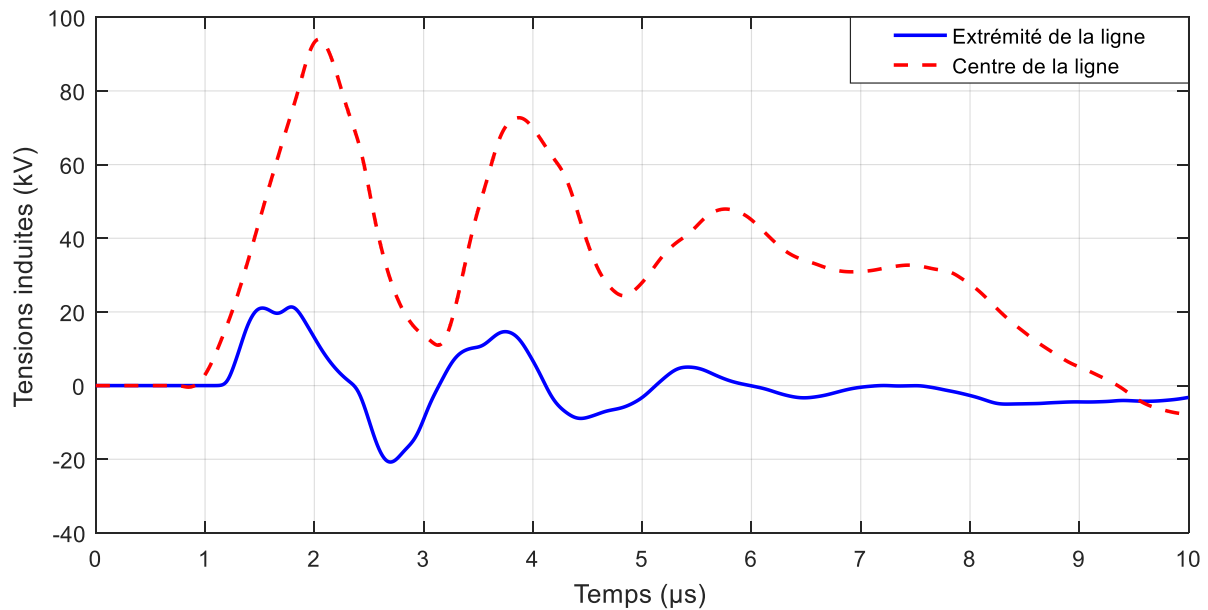


Figure V.14 Variations temporelles des tensions induites calculées pour un sol parfaitement conducteur.

La figure (V.14) présente les variations temporelles des tensions induites par l'interaction entre un coup de foudre et une tour élevée sur la ligne aérienne en question d'étude. Ces surtensions sont calculées au niveau du centre et d'extrémité de la ligne (courbe tracée en ligne solide bleu), en adoptant l'hypothèse d'un sol homogène parfaitement conducteur ($\sigma = \infty$). Selon les résultats montés sur cette figure, on peut constater que pour le centre de la ligne, les tensions induites ont une forme d'impulsion ayant une amplitude maximale de 98 kV, cette amplitude est atteinte dans un temps de 1.3 μ s (ce temps est calculé à partir de l'instant d'arrivée de l'onde du champ électromagnétique au centre de la ligne (0.7 μ s)). De plus, la forme d'onde de la tension obtenue est caractérisée par l'apparition des oscillations, qui sont causées par les multiples réflexions entre le sommet et la base de la tour. Ainsi, l'impulsion de la tension induite calculée à ce point connaît une atténuation à partir de sa valeur maximale et tend vers une valeur nulle, car elle représente un phénomène transitoire. Pour les résultats calculés au niveau de l'extrémité de la ligne, sont tracés en ligne rouge sous la forme des tirets. Ces résultats sont caractérisés par une amplitude maximale du premier pic égale à 30 kV, un temps de retard lent par rapport à celui de l'onde calculée au centre de la ligne (à cause de la différence entre les distances séparant la tour des points d'observation), une atténuation de ces amplitudes avec le passage du temps, un changement de la polarité (de la positive vers la négative et le contraire) et enfin l'apparition des oscillations sur la forme d'onde. De plus, il est à remarquer que l'amplitude maximale du premier pic obtenue pour au niveau du centre de la ligne est supérieure à celle calculée à

l'extrémité de la ligne, cela due que le point du centre de la ligne se trouve une distance plus courte par rapport à la source des perturbations électromagnétiques (la tour et le canal de la foudre).

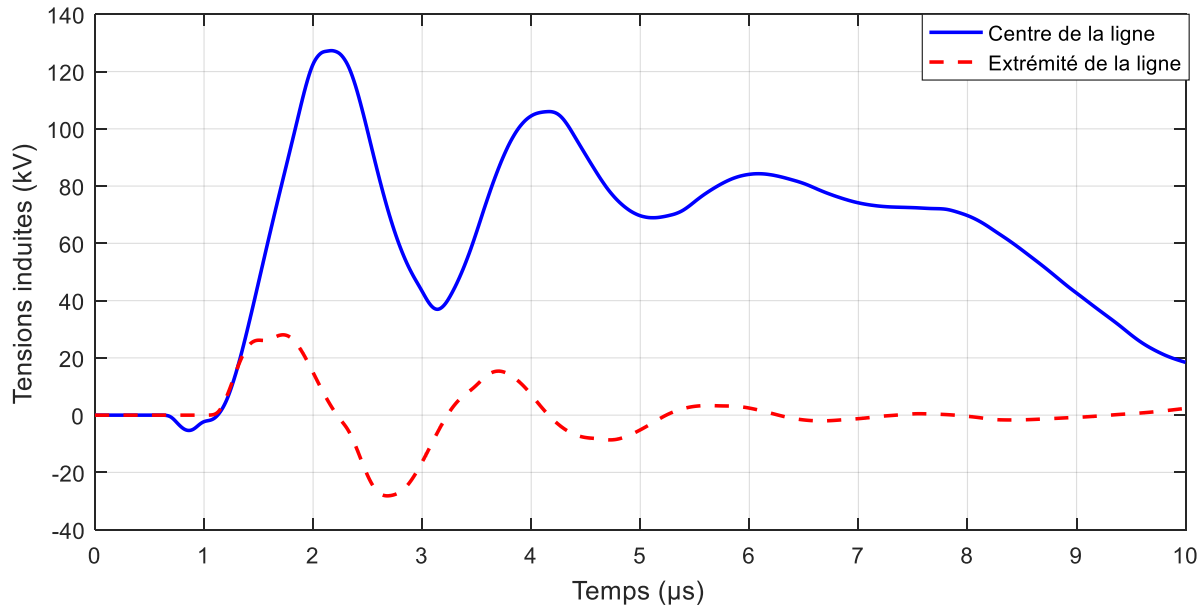


Figure V.15 Variations temporelles des tensions induites calculé pour un sol avec conductivité finie ($\sigma = 0.001$ S/m)

Les variations temporelles des tensions induites pour le cas d'un sol homogène caractérisé par une conductivité finie égale à $\sigma = 0.001$ S/m sont présentées sur la figure (V.15). La tension calculée au point du centre du fil conducteur aérien est tracée en ligne solide bleu. La ligne ayant une couleur rouge et tracée en tiret représente la tension induite sur l'extrémité de la ligne. La comparaison entre les deux résultats montre que la tension induite au niveau du centre est supérieure à celle obtenue à l'extrémité de la ligne. Cela est dû à la différence des distances entre les points de calcul des tensions induites (centre et extrémité de la ligne) et la tour. La distance entre la tour et le centre de la ligne est de 100 m et celle calculée entre la tour et l'extrémité de la ligne est égale à 269 m. De plus, la forme d'onde simulée pour le cas du centre de la ligne connue une partie négative entre 0.7 μ s et 1.1 μ s, puis elle se trouve complètement dans la partie positive du graphe, par contre la forme d'onde qui représente la tension induite au niveau de l'extrémité de la ligne est caractérisée par un changement de polarité durant tout le temps concerné par l'étude. Ainsi, il y a eu toujours l'apparition des oscillations qui sont dues aux réflexions du courant entre le sommet et la base de la tour, et puisqu'on est devant un phénomène transitoire, la forme d'onde de la tension induite souffre d'une atténuation de ces amplitudes à partir de sa valeur maximale signalée pour le premier pic et tend vers une valeur nulle.

V.5.2.5 Effet de la distance entre la tour et la ligne aérienne sur les tensions induites

Cette section est consacrée à l'évaluation de l'influence de la distance entre la source des perturbations électromagnétiques générées par l'interaction d'un coup de foudre avec une tour élevée et la ligne électrique aérienne. Pour notre cas, la source est le courant de foudre qui se propage le long de la tour et le long du canal de la foudre. Pour atteindre ce but, nous avons adopté trois distances horizontales entre la tour et le centre de la ligne, à savoir 50 m, 100 m et 150 m. Les calculs des tensions induites sont effectués aux niveaux du centre de la ligne et à son extrémité et en adoptant le cas d'un sol homogène de conductivité finie de valeur égale à 0.001 S/m.

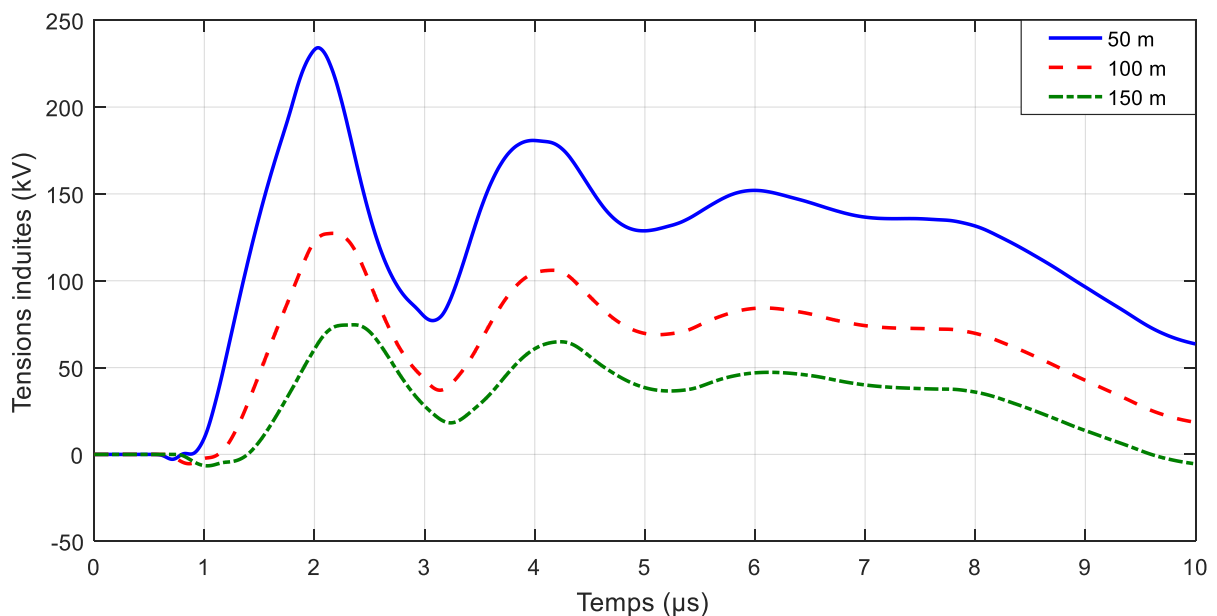


Figure V.16 Variations temporelles des tensions induites calculées au centre de la ligne pour trois distances par rapport à la tour.

La figure (V.16) illustre les formes d'ondes des tensions induites calculées au centre de la ligne pour trois distances horizontales suivant l'axe des y par rapport à la tour. Ces distances sont : 50 m, 100 m et 150 m. Il est clairement remarqué que les trois tensions ont la même forme d'onde avec une légère différence dans les parties négatives signalées au début de chaque onde. Cette différence est au niveau des valeurs et des durées d'apparition de ces parties négatives. De plus, la plus supérieure valeur (240 kV) est obtenue pour la plus petite distance (50 m), et la plus inférieure (75 kV) est celle calculée pour la plus grande distance (150 m), tandis que la valeur obtenue pour la distance de 100 m est égale à 130 kV. À part la petite partie négative enregistrée au début de chaque onde de tension, toutes les valeurs de ces tensions sont positives. En

conclusion et dans la limite de notre étude effectuée pour des distances proches de la tour, la distance entre la source de perturbation (courant de foudre) et le système victime (ligne aérienne) influe significativement sur les amplitudes des tensions induites, en provoquant la diminution de ces amplitudes avec l'éloignement de la ligne par rapport à la tour, c-à-d que les amplitudes sont inversement proportionnelles aux distances. Ces distances ont une légère influence sur les formes d'ondes des tensions induites.

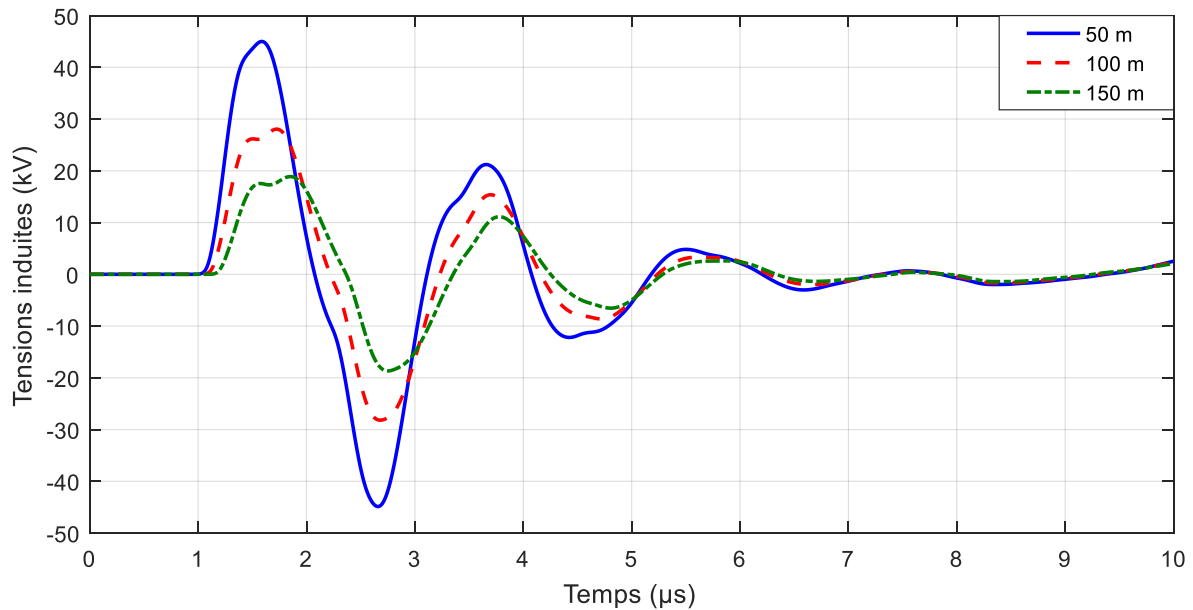


Figure V.17 Variations temporelles des tensions induites calculées à l'extrémité de la ligne pour trois distances par rapport à la tour.

La figure (V.17) présente les tensions induites au niveau de l'extrémité de la ligne en adoptant trois distances entre cette ligne et la base de la tour. Les ondes de ces tensions ont des formes d'impulsions oscillatoires amorties caractérisées par des changements de leurs polarités entre la partie négative et celle positive du graphe. Les oscillations sont dues aux multiples réflexions du courant entre le sommet et le bas de la tour et l'atténuation dépend de la nature du phénomène qui est un phénomène transitoire. Nous remarquons qu'il y a une proportionnalité inverse entre les distances et les amplitudes maximales des tensions, soit pour les parties négatives ou pour les parties positives, c-à-d que l'augmentation de la distance provoque la diminution de l'amplitude de la tension. Les distances entre la ligne et la tour n'ont pas significativement influé sur les formes d'onde des tensions induites.

V.5.2.6 Effet de la conductivité du sol sur les tensions induites

Dans cette dernière partie de simulation des tensions induites par le couplage d'une ligne aérienne avec le champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre et une tour élevée, nous nous intéressons à l'évaluation et l'analyse de l'influence du changement des valeurs de la conductivité électrique du sol sur les formes d'onde et les amplitudes des tensions induites. Les calculs sont effectués au niveau du centre de la ligne ainsi qu'à son extrémité, en adoptant trois cas pour la conductivité du sol, à savoir : sol homogène avec conductivité finie ($\sigma = \infty$), un sol homogène caractérisé par une conductivité finie égale à $\sigma = 0.01$ S/m et pour le dernier cas nous avons considéré que le sol est homogène avec conductivité finie de valeur $\sigma = 0.001$ S/m. Il est à noter que la ligne aérienne est éloignée de 100 m par rapport à la tour.

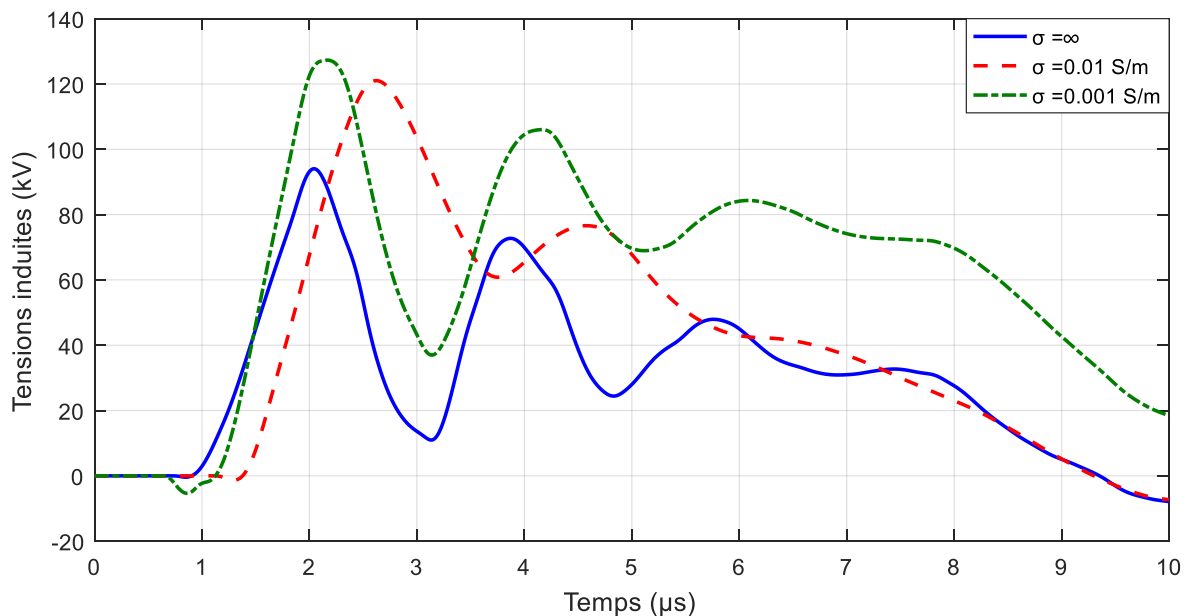


Figure V.18 Variations temporelles des tensions induites calculées au centre de la ligne pour trois cas de la conductivité du sol.

La figure V.18 présente les résultats de simulation des tensions induites effectués au centre de la ligne électrique aérienne par le couplage avec le champ électromagnétique rayonné par la foudre. Ces résultats sont obtenus en adoptant les trois cas du sol cités précédemment. De plus, l'allure de la tension tracée en couleur bleu avec une ligne solide représente le cas du sol parfaitement conducteur, et le cas d'un sol ayant une conductivité égale à 0.01 S/m est représenté par une ligne en tirets avec une couleur rouge, tandis que le graphe tracé par des points-tirets en couleur verte est spécifié pour le cas du sol caractérisé par une conductivité de valeur 0.001 S/m. Selon les allures qui représentent ces résultats, on peut remarquer que, les formes des ondes des

tensions induites sont sous la forme des impulsions oscillatoires amorties avec la progression du temps de calcul. Ainsi, les deux courbes qui représentent les cas de la conductivité finie du sol sont caractérisées par un léger changement de polarité au niveau de leurs débuts. Ce changement est plus clair pour la courbe qui illustre le cas de la plus petite valeur de la conductivité. Les amplitudes maximales des tensions induites sont affectées par le changement des valeurs de la conductivité du sol. Le tableau (V.5) montre une comparaison entre les amplitudes maximales des premiers pics des tensions induites obtenues pour les trois cas de figure de la présente étude, ainsi que les temps correspondant à chaque amplitude. Selon les résultats numériques consignés sur ce tableau, il est clairement remarqué que l'augmentation de la valeur de la conductivité du sol provoque la diminution de l'amplitude de la tension induite (cela est dans la limite de la distance proche entre la ligne et la tour).

Tableau V.5 Comparaison entre les amplitudes des tensions obtenues pour les trois cas de la conductivité du sol au centre de la ligne.

	$\sigma = \infty$	$\sigma = 0.01$	$\sigma = 0.001$
Amplitude (kV)	94	120	130
Temps correspondant à chaque amplitude (μs)	2.1	2.6	2.3

Les tensions induites calculées au niveau de l'extrémité de la ligne électrique aérienne sont présentées par la figure (V.19). La courbe qui représente le cas d'un sol parfaitement conducteur est tracée en bleu par une ligne solide et le graphe rouge représenté par des tirets illustre le cas d'un sol homogène avec une conductivité finie ayant une valeur de 0.01 S/m, tandis que le cas d'un sol caractérisé par une conductivité égale à 0.001 S/m est montré par une ligne verte en point-tirets. À l'issue de ces résultats, on peut constater que, les ondes des tensions induites ont une forme oscillatoire amortie caractérisée par un changement de polarité entre la partie négative et la partie positive le long de l'axe du temps. Sur le tableau (V.6), on donne une comparaison entre les amplitudes des premiers pics des tensions induites ainsi que les temps correspondant à chaque amplitude pour les cas de la conductivité du sol. Les résultats de simulation montrent que les amplitudes des tensions induites et leur temps sont affectés par le changement de la conductivité du sol.

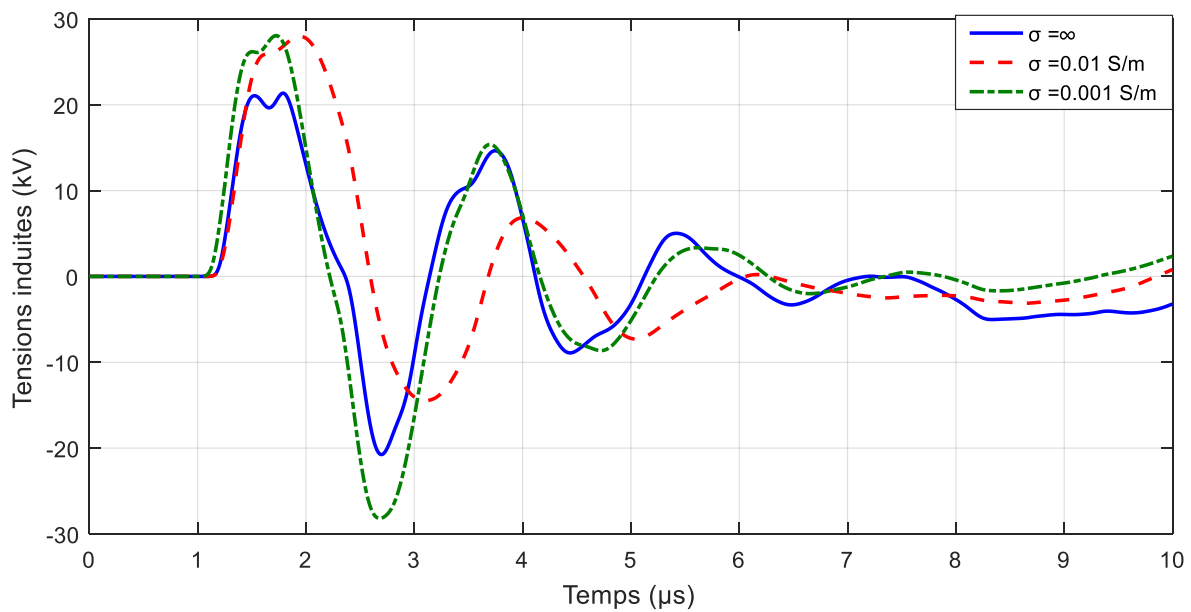


Figure V.19 Variations temporelles des tensions induites calculées à l'extrémité de la ligne pour trois cas de la conductivité du sol.

Tableau V.6 Comparaison entre les amplitudes des tensions obtenues pour les trois cas de la conductivité du sol à l'extrémité de la ligne.

	$\sigma = \infty$	$\sigma = 0.01$	$\sigma = 0.001$
Amplitude (kV)	21	28	29
Temps correspondant à chaque amplitude (μs)	1.8	2	1.7

V.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes penchés sur l'exploration du phénomène de couplage entre le champ électromagnétique engendré par l'interaction entre un coup de foudre et une tour élevée avec une ligne électrique aérienne monofilaire. Les calculs ont été réalisés en utilisant la méthode FDTD-3D, qui s'appuie sur la formulation de *Taflove*, en conjonction avec des conditions aux limites UPML, ainsi que les modèles électromagnétiques.

Cette étude nous a permis de caractériser les tensions induites, que ce soit en termes de formes d'onde ou d'amplitudes, ouvrant ainsi la voie à une meilleure compréhension des effets

indésirables des coups de foudre indirects sur les réseaux électriques. Ces résultats constitueront une base essentielle pour le développement futur de stratégies efficaces visant à protéger ces réseaux contre de tels phénomènes.

Enfin, il convient de noter que les modèles électromagnétiques associés à la technique FDTD-3D, qui sont proches de la géométrie réelle, fournissent des résultats pour les formes d'onde du champ électrique et la tension induite qui sont assez précis.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans le cadre de cette recherche, notre objectif principal était d'analyser la distribution spatiotemporelle du courant et le champ électromagnétique produit par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé, tel qu'une tour, et d'examiner comment il interagit avec une ligne de transmission aérienne. De plus, nous avons pris en compte les différentes caractéristiques du sol dans notre étude. Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode des différences finies dans le domaine temporel en trois dimensions (FDTD-3D). Notre approche s'est basée sur les modèles électromagnétiques afin de mieux représenter la réalité géométrique et physique des systèmes étudiés. En outre, nous avons développé un code de calcul pour mener à bien cette analyse approfondie.

En accord avec les directives du cahier des charges pour cette étude, nous avons initié notre travail en élaborant un code de calcul en utilisant Matlab. Ce code a été conçu pour accomplir diverses tâches essentielles en une seule opération : évaluer la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre et le long de la tour, déterminer les composantes du champ électromagnétique, calculer les tensions induites résultant de l'interaction de ce champ avec une ligne de transmission aérienne, et prendre en compte les propriétés spécifiques du sol, y compris sa structure géométrique et ses paramètres électriques. Cette approche holistique nous a permis de réaliser une analyse complète d'un problème CEM lié au couplage des perturbations électromagnétiques générées par la foudre avec une ligne aérienne monofilaire.

L'objectif de cette étude repose sur l'utilisation de modèles électromagnétiques. Nous avons initié cette recherche en nous appuyant sur les modèles d'ingénieurs. Tout d'abord, nous avons effectué le calcul de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre sur un sol plat en utilisant des modèles tels que BG, TL, MTLL, MTLE et TCS, tous basés sur l'équation d'*Heidler* (courant à la base du canal de foudre). Par la suite, nous avons intégré la présence d'un objet élevé, à savoir une tour, dans notre analyse. Notre approche de calcul, qui s'appuie sur la méthode FDTD-3D, intègre le modèle de *Baba* et *Rakov* pour représenter la distribution spatiotemporelle du courant de foudre. En outre, nous avons pris en compte les conditions aux limites UPML. Par la suite, nous avons adopté les modèles électromagnétiques pour analyser la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de foudre. Cette méthodologie nous a permis d'évaluer non seulement la distribution du courant le long du canal de foudre, mais aussi la répartition des composantes du champ électromagnétique à différentes

distances. Cette approche globale nous a offert une compréhension approfondie des phénomènes de foudre.

Les modèles électromagnétiques sont utilisés pour calculer la distribution du courant de foudre lors de la présence d'objets de grande hauteur. L'approche proposée repose sur une représentation alternative de la tour et du canal de foudre. Ainsi, la tour est représentée par un fil vertical parfaitement conducteur et le canal de foudre est représenté par un fil résistif vertical revêtu d'un matériau fictif ayant une permittivité relative et une perméabilité relative supérieures à celles de l'air. Cette représentation a été mise en œuvre dans la méthode 3D-FDTD basée sur la formulation de *Taflov* et les conditions aux limites UPML afin d'évaluer et d'analyser à la fois la distribution spatiotemporelle du courant (le long de la tour et le long du canal de foudre) et la propagation des composantes du champ électromagnétique. De plus, l'approche proposée a été validée par la comparaison entre les résultats de simulation obtenus et les données mesurées issues de la littérature spécialisée effectuée à des distances proches de la tour de Peissenberg en Allemagne. À travers cette comparaison, il a été démontré que l'approche proposée offre des résultats proches de ceux mesurés. En outre, dans cette analyse, les composantes du champ électromagnétique ont été calculées à trois distances de la tour et pour quatre valeurs de conductivité du sol différentes. L'influence de ces dernières sur les formes d'onde et les amplitudes du champ a été évaluée et analysée. La modélisation de la ligne aérienne a été effectuée au moyen de la méthode FDTD-3D et du modèle proposé par *Noda et Yokoyama* pour un fil mince. Cette étude a permis de caractériser les tensions induites, que ce soit en termes de leurs formes d'onde ou de leurs amplitudes, ouvrant ainsi la voie à une meilleure compréhension des conséquences indésirables des décharges atmosphériques indirectes sur les réseaux électriques. Ces résultats serviront de fondement crucial pour le développement ultérieur de stratégies efficaces visant à protéger ces réseaux contre de tels phénomènes.

A travers cette étude, on peut affirmer que l'approche proposée, basée sur l'utilisation des modèles électromagnétiques associés à la méthode 3D-FDTD, constitue une alternative appropriée pour le calcul de la distribution du courant de foudre et des champs électromagnétiques associés. Cette approche prend en compte la géométrie réelle du problème en trois dimensions et se rapproche de la réalité physique des impacts de la foudre sur des objets de grande hauteur.

Pour conclure, à travers cette humble recherche, notre espoir est d'avoir jeté une nouvelle lumière sur les perturbations électromagnétiques générées par l'interaction de la foudre avec des

structures élevées, ainsi que leur impact sur les lignes de transmission aériennes. Cette étude ouvre la voie à plusieurs pistes d'exploration futures, notamment :

- ✓ Étudier comment les configurations plus complexes du sol influent le rayonnement électromagnétique causé par la foudre ainsi que son couplage avec les différents systèmes électriques, électroniques et de télécommunication.
- ✓ Analyser la situation d'un canal de foudre qui n'est pas orienté de manière verticale.
- ✓ Explorer différentes méthodes mathématiques pour représenter les interactions entre les perturbations électromagnétiques provoquées par la foudre et les systèmes énergétiques plus complexes, tels que les réseaux électriques contenant les systèmes de puissance aériens et sous terrain.

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] Y. Bourgois « Modélisation des perturbations électromagnétiques générées sur un réseau de télécommunications par une agression de type foudre » Thèse Doctorat, Université de Limoges, France, 2009.
- [2] Stubenrauch, C. J., F. Eddounia, L. Sauvage (2005), Cloud heights from TOVS Path-B: “Evaluation using LITE observations and distributions of highest cloud layers” J. Geophys. Res., 110, D19203, doi :10.1029/2004JD005447.
- [3] Stubenrauch, C. J., A. Chedin, G. Rädel, N. A. Scott and S. Serrar (2006), “Cloud Properties and Their Seasonal and Diurnal Variability from TOVS Path-B”, Journal of Climate, 19, 5531-5553.
- [4] J.Pierre « Directeur général de L’IFV « Aléas climatiques de la vigne. La grêle et le gel de printemps comment s’en protèges ? » Institut français de la vigne et du vin- Itinéraires N 27
- [5] K. Berger, R. B. Anderson, and H. Kroninger « Parameters of lightning flashes », Electra N° 41, pp. 23-37, 1975.
- [6] www.chasseurs-orages.com
- [7] M.A. Uman « The lightning discharge », Dover Publications, INC, Mineola, New York, 2001.
- [8] F. Rachidi-Haeri « Effet électromagnétique de foudre sur les lignes de transmission aériennes : modélisation et simulation », Thèse doctorat Es-Science, EPFL, Lausanne, Suisse, 1991.
- [9] Gary, C. (1995), « La foudre: Des mythologies antiques à la recherche moderne » MASSON, Paris, France.
- [10] V. A. Rakov et M. A. Uman « Lightning physics and effects », Cambridge University Press, 2003.
- [11] F. Rachidi « La foudre et ces effets électromagnétiques », Notes de cours de la CEM, EPFL de Lausanne, Suisse 2004.
- [12] S. Rathoin « Contribution à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre et à sa modélisation en vue du couplage sur les câbles », Thèse Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France, 1993.
- [13] V. A. Rakov « The physic of lightning », Springer Science and Business Media Dordrecht 2013.
- [14] C. Leteinturier, C. Weidman, J. Hamelin " Corrélation entre la dérive des courant et celle des champs électriques associés » Colloque International en langue française et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - Limoges 1987.

- [15] P. Laroche, A. Eybert-Berard, L. Barret “Triggered lightning flash characterization” 10th international aerospace and ground conference on lightning and static electricity - Paris - 1985.
- [16] C. Leteinturier « Décharges orageuses : analyse submicro-seconde des courants et des champs électrostatiques associés », thèse de doctorat - Paris - 1988.
- [17] M. Rubinstein, M. A. Uman, E. M. Thomson, P. Medelius “Voltages induced on a test distribution line by artificially initiated lightning at close range: measurement and theory” – 20th international conference on lightning protection - Interlaken, Switzerland, September 24-28, 1990.
- [18] A. Eybert-Berard « Expérience sur les foudroïments déclenchés »- Journées d'études sur la foudre - Chamonix - novembre 1990.
- [19] D.M. Le vine, J.C. Willet, J.C. Baley “Comparison of fast electric field changes from subsequent return strokes of natural and triggered lightning” - Journal of geophysical research, vol.94, n°D11, pages 13,259-13,265, September 30, 1989.
- [20] Groupe de Recherches de Saint Privat d'Allier « Huit ans l'expérience sur Ici foudre à Saint Privat D'Allier »- RGE - n09 - septembre 1982.
- [21] A. Eybert-Berard, P. Hubert, A. Meesters, P. Perroud, G. Hamelin, J. Person “Research on artificially triggered lightning in France” - IEEE transactions on power apparatus and systems, vol. PAS - 97, n03, may/June 1978.
- [22] The Saint Privat D'allier Research Group “Applications of artificially triggered lightning in France: possibilities and limitations “– 6th symposium and technical exhibition on electromagnetic compatibility, Zurich, inarch 5-7, 1985.
- [23] M. M. Newman, J. R. Stahmann, J. D. Robb, E. A. Lewis, S. G. Martin, And S. V. Zinn “Triggered Lightning Strokes at Very Close Range “. J. Geophys. Res., 72(18), 4761-4764, (1967). doi:10.1029/JZ072i018p04761
- [24] R. Fieux, C. Gary, and P. Hubert “Artificially Triggered Lightning Above Land. Nature”, 257, 212-214, (1975). doi:10.1038/257212a0
- [25] P. Hubert, P. Laroche, A. Eybert - Berard, and L. Barret “Triggered Lightning in New Mexico”, J. Geophys. Res., 89, 2511-2521, (1984).
- [26] J. C. Willett “Rocket-Triggered-Lightning Experiments in Florida”. Res. Lett. Atmos. Electr., 12, 37-45, (1992)
- [27] 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. 103, 14117-14130, (1998). doi:10.1029/97JD02149

- [28] V. A. Rakov, M. A. Uman, and K. J. Rambo “ A Review of Ten Years of Triggered-Lightning Experiments at Camp Blanding”, Florida. Atmos. Res., 76, 503-517, (2005).
- [29] Y. Xia, Q. Xiao, And Y. Lu “The Experimental Study of the Artificial Triggering of Lightning. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese)”, 3(1), 94-97, (1979)
- [30] X. Liu, C. Wang, Y. Zhang, Q. Xiao, D. Wang, Z. Zhou, and C. Guo “Experiment of Artificially Triggered Lightning in China”. J. Geophys. Res., 99, 10727-10731, (1994)
- [31] X. Qie, Q. Zhang, Y. Zhou, G. Feng, T. Zhang, J. Yang, X. Kong, Q. Xiao, and S. Wu – “Artificially Triggered Lightning and its Characteristic Discharge Parameters in Two Severe Thunderstorms”, Sci. China, Ser. D EarthSci., 50(8), 1241-1250, (2007)
- [32] X. Qie, Y. Zhao, Q. Zhang, J. Yang, G. Feng, X. Kong, Y. Zhou, T. Zhang, G. Zhang, T. Zhang, D. Wang, H. Cui, Z. Zhao, and S. Wu “Characteristics of Triggered Lightning During Shandong Artificially Triggered Lightning Experiment (SHATLE)”, Atmos. Res., 91:310-315, (2009)
- [33] K. Horii “Experiment of Artificial Lightning Triggered With Rocket”, Mem. Fac. Eng. Nagoya Univ., 34, 77-112, (1982)
- [34] Y. Kito, K. Horii, Y. Higashiyama, And K. Nakamura “Optical Aspects of Winter Lightning Discharges Triggered by The Rocket-Wire Technique in Hokuriku District of Japan”, J. Geophys. Res., 90(D4), 6147-6157, (1985)
- [35] K. Nakamura, K. Horii, M. Nakano, And S. Sumi “Experiments on Rocket Triggered Lightning”, Res. Lett. Atmos. Electr., 12, 29-35, (1992)
- [36] M. M. F. Saba, O. Pinto Jr., A. Eybert-Berard “Lightning Current Observation of an Altitude-Triggered Flash”, Atmos. Res., 76, 402-411, (2005)
- [37] O. Pinto Jr., I. R. C. A. Pinto, M. M. F. Saba, N. N. Solorzano, and D. Guedes “Return Stroke Peak Current Observations of Negative Natural and Triggered Lightning in Brazil”, Atmos. Res., 76, 493-502, (2005). doi: 10.1016/j.atmosres. 2004.11.015
- [38] X. Qie, J. Yang, R. Jiang, J. Wang, D. Liu, C. Wang, Y. Xuan “A New Model Rocket for Artificially Triggering Lightning and its First Triggering Lightning Experiment”, Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 34(5):937-946, (2010).
- [39] M. Miki, V. A. Rakov, K. J. Rambo, G. H. Schnetzer, and M. A. Uman “Electric Fields Near Triggered Lightning Channels Measured with Pockels Sensors”, J. Geophys. Res., 107, 4277, (2002). doi:10.1029/2001JD001087
- [40] J. Schoene, M. A. Uman, V. A. Rakov, K. J. Rambo, J. Jerauld, C. T. Mata, A. G. Mata, D. M. Jordan, and G. H. Schnetzer “Characterization of Return-Stroke Currents in Rocket-Triggered Lightning”, J. Geophys. Res., 114, D03106, (2009). doi: 10.1029/2008JD009873.

- [41] X. Qie, S. Soula and S. Chauzy “Influence of Ion Attachment on Vertical Distribution of Electric Field and Charge Density Under Thunderstorm”, *Annales Geophysicae*, 12, 1218-1228, (1994), DOI: 10.1007/s005850050143.
- [42] X. Qie, R. Jiang, P. Laroche “Triggering Lightning Experiments: an Effective Approach to the Research of Lightning Physics”, *Aerospace Lab*, 2015, 5, p. 1-12. fhal-011
- [43] J. Ribeiro « étude des risques de défaillances d’un réseau de télécommunications soumis aux effets directs ou indirects de la foudre », Blaise Pascal Décembre 2005.
- [44] R.H. Golde “Lightning”, 496 pp., Academic Press, London, 1977.
- [45] V.A. Rakov “Transient response of a tall object to lightning”, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43 (4), 654-61, 2001.
- [46] A.M. Hussein, 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.
- [47] W. Janischewskyj, J.S. Chang, A.M. Hussein, V. Shostak, I. Rusan, and Y. Chen “Parameters of CN Tower lightning during severe and non-severe thunderstorms”, 10th International Conference on Atmospheric Electricity, Osaka, Japan, 1996a.
- [48] W. Janischewskyj, 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.
- [49] W. Janischewskyj, V. Shostak, J. Barratt, A.M. Hussein, I. Rusan, and J.S. Chang “Collection and use of lightning return stroke parameters taking into account characteristics of the struck object”, 23rd ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 16-23, Florence, Italy, 1996b.
- [50] J. L. Bermudez “Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects”, Thèse N° 2741 (2003), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse.
- [51] V. Shostak “Modeling of return stroke current for lightning events at a complex tall structure”, 2001 International workshop on electromagnetic radiation from lightning to tall structures, pp. 4, Toronto, Canada, 2001.
- [52] V. Shostak, W. Janischewskyj, A. Hussein, J.S. Chang, F. Rachidi, and J.L. Bermudez, “Modeling of the electromagnetic field associated with lightning return strokes to a complex tall tower”, 26th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 167-172, Cracow, Poland, 2002.

- [53] V. Shostak, , W. Janischewskyj, A. Hussein, and B. Kordi, “Electromagnetic fields of lightning strikes to a tall tower: a model that accounts for upward-connecting discharges”, 25th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 60 - 65, Rhodes, Greece, 2000a.
- [54] V. Shostak, , W. Janischewskyj, and A.M. Hussein “Expanding the modified transmission line model to account for reflections within the continuously growing lightning return stroke channel”, IEEE Power Engineering Society Summer Meeting, Cat. IEEE, Piscataway, USA, 2000b.
- [55] V. Shostak, , W. Janischewskyj, A.M. Hussein, and B. Kordi, “Characteristics of return stroke current and electromagnetic field waveforms observed in multistroke lightning flashes to a tall tower”, Eleventh International Symposium on High Voltage Engineering, pp. 4, London, UK, 1999.
- [56] A. Hussein, 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)”, 26th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 161-166, Cracow, Poland, 2002.
- [57] F. Heidler, J. Wiesinger, and W. Zischank, “Lightning Currents Measured at a Telecommunication Tower from 1992 to 1998”, 14th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, pp. 6, Zurich, Switzerland, 2001.
- [58] V.P. Idone, and R.E. Orville, “Lightning return stroke velocities in the Thunderstorm Research International Program (TRIP)”, Journal of Geophysical Research, 87 (C7), 4903-15, 1982.
- [59] 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), 6307-14, 1979.
- [60] R. Thottappillil, “A study of cloud-to-ground lightning processes with emphasis on data analysis and modeling of the return stroke”, University of Florida, Florida, 1992.
- [61] M.A. Uman, “The lightning discharge”, 377 pp., Academic Press, Inc., Florida, USA, 1987.
- [62] M. Rubinstein, F. Rachidi, M.A. Uman, R. Thottappillil, V.A. Rakov, and C.A. Nucci, “Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning”, Journal of Geophysical Research, 100 (D5), 8863-8872, 1995.
- [63] V.A. Rakov, “Lightning Discharges Triggered Using Rocket-and-Wire Techniques”, Recent Research Development on Geophysics, edited by R. Signpost, pp. 141-171, India, 1999.
- [64] Joint CIRED/CIGRE working group 05, « Protection of MV and LV networks against lightning. Part I, Part II », IEE, N.438, June 1997.

- [65] Joint CIRED/CIGRE working group 05, «Lightning Protection of distribution networks Part II : application to MV networks », IEE, N.438, June 1997.
- [66] T. Narita, T. Yamada, A. Mochizuki, E. Zaima, and M. Ishii «Observation of current waveshapes of lightning strokes on transmission towers», IEEE Transactions on Power Delivery, 15 (1), pp. 429-435, 2000
- [67] C. Gary «Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions» Edition EYROLLES, Paris
- [68] C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi, and M. Ianoz «Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans les domaines temporel et fréquentiel », Annales de télécommunication, Vol. 43, n° 11-12, pp. 625-637, 1988.
- [69] D. Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de lignes multifilaires » Thèse doctorat es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 1998.
- [70] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M., Ianoz, M., and C. Mazzetti, “Lightning return stroke current models with specified channel-base current: a review and comparison”, Journal of Geophysical Research, Vol. 95, No. D12, pp. 20395-20408, 1990.
- [71] C. Leteinturier, C. Weidman, and J. Hamelin, “current and electric field derivatives in triggered lightning return strokes” ,Journal Of Geophysical research ,Vol .95,pp.811- 828,1990.
- [72] E. Petrache « Lightning electromagnetic coupling to overhead transmission line networks and to buried cables» Thèse de doctorat es science, EPFL, Lausanne, Suisse, 2004.
- [73] V. A. Rakov, and M. A. Uman, “Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspect of their application”, IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. 40, n. 4, Nov. 1998, pp. 403 - 426.
- [74] V. Cooray « lightning electromagnetic », IET, Power energy series 62, 2012
- [75] A. Mimouni « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre », Thèse Doctorat En Sciences, USTO « MB » d’Oran, Algérie, 2007.
- [76] A. Ziane , « Calcul du champ électromagnétique de foudre en présence d’un sol stratifié verticalement et d’une tour élevée », mémoire de magister, USTO d’Oran, Algérie, 2014.
- [77] A. Benbiga. « Caractérisation CEM dédiée aux perturbations d'origine naturelle en vue d'un meilleur dimensionnement des réseaux de puissance », mémoire de magister, USTO d’Oran, Algérie, 2022.
- [78] V. A. Rakov, and A. A. Dulzon “Calculated electromagnetic fields of lightning return strokes”, Tekhnicheskaya Elektrodinamika, n°. 1, pp. 87-89, 1987.

- [79] F. Rachidi and C. A. Nucci, "On the Master, Uman, Lin, "Standler and the Modified Transmission Line lightning return stroke current models," *Journal of Geophysical Research*, vol. 95, pp. 20389-94, 1990.
- [80] C. A. Nucci, and F. Rachidi "Experimental validation of a Modification to the Transmission Line model for LEMP calculations", 8th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Zurich, Switzerland, 1989.
- [81] F. Heidler, "Travelling current source model for LEMP calculation". 6th Symposium and technical exhibition on electromagnetic Compatibility". Zurich pp. 157-162. 1985.
- [82] F. Rachidi, *et al.*, "The Effect of Vertically-Extended Strike Object on the Distribution of Current Along the Lightning Channel", *Journal of Geophysical Research*, vol. 107, p. 4699, 2002.
- [83] G. V. Cooray, "On the concepts used in return stroke models applied in engineering practice" *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 45, pp. 101-108, February 2003 2002.
- [84] J. L. Bermudez, M. Rubinstein, F. Rachidi, F. Heidler and M. Paolone "Determination of reflection coefficients at the top and bottom of elevated strike objects struck by lightning" *Journal Of Geophysical Research*, Vol. 108, No. D14, 4413, doi:10.1029/2002JD002973, 2003
- [85] Y. Baba and V. A. Rakov, "Lightning electromagnetic environment in the presence of a tall grounded strike object", *Journal of Geophysical Research*, vol. 110, 2005.
- [86] Y. Baba and V. A. Rakov "On the use of lumped sources in lightning return stroke models", *Journal of Geophysical Research*, vol. 110, 2005
- [87] R. F. Harrington, "Field computation by moment methods", New York: Macmillan, 1968.
- [88] M. Van Baricum and E. K. Mailler, "TDWTD — A computer program for time domain analysis of thin-wire structures", Livermore. CA: Lawrence Livermore Lab. 1972.
- [89] K. S. YEE, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. vol. AP-14, n. 3, May, 1966, pp 302-307.
- [90] Y. Baba and V. A. Rakov, "Application of electromagnetic models of the lightning return stroke", *IEEE Trans. Power delivery*. vol. 23, n. 2, Apr. 2008, pp. 800 - 810.
- [91] Y. Baba and V. A. Rakov, "Electric and magnetic fields predicted by different electromagnetic models of the lightning return stroke versus measurement", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*. vol. 51, n. 3, August 2009, pp. 479 - 487.
- [92] Y. Baba and V. A. Rakov, "Electromagnetic models of the lightning return stroke", *Journal of Geophysical research*. vol. 112, D04102, doi: 10.1029/2006JD007222, 2007.

- [93] Y. Baba and V. A. Rakov, "Application of the FDTD method to lightning electromagnetic pulse and surge simulation", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*. vol. 56, n. 6, Dec. 2014, pp. 1506 – 1521.
- [94] Y. Baba and V. A. Rakov, "Evaluation of lightning return stroke electromagnetic models", the 29th International Conference on Lightning protection ~ICLP2008~.23rd – 26th June 2008 – Uppsala, Sweden.
- [95] K. ARZAG, "Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode FDTD en trois dimensions' Thèse de doctorat, USTO d'Oran, 2016
- [96] Y. Baba and V. Rakov, "On the Interpretation of Ground Reflections Observed in Small-Scale Experiments Simulating Lightning Strikes to Towers", *IEEE trans. Electromagnetic Compatibility*, vol 47,n. 3, August 2005, pp. 533 - 542.
- [97] Y. Baba and V. A. Rakov, "On the transmission line model for lightning return stroke", *Geophysical research Letters*. vol. 30, n. 24, 2294 doi:10.1029/2003GL018407, 2003.
- [98] 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.
- [99] Y. Baba, "Numerical electromagnetic analysis using the FDTD method", In A. Ametani (Ed.) *Numerical Analysis of Power System Transients and Dynamics*, Stevenage, England: Institution of Engineering and Technology, 2015.
- [100] 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. Electromagnetic Compatibility*. vol. 47, n. 3, August 2005, pp. 521 - 532.
- [101] K. Arzag, Z. Azzouz, B. Ghemri, "Lightning return stroke current analysis using electromagnetic models and the 3d-fdtd method" *J. Electrical Systems* 13-1 (2017): 160-168
- [102] V. Rakov "Some inferences on the propagation mechanisms dart leaders and return stroke", *Journal of Geophysical Research*, Vol. 103, No. D2 pp. 1879 – 1887, Jan.27, 1998.
- [103] T. Noda and S. Yokoyama, "Thin wire representation in finite difference time domain surge simulation", *IEEE Trans. Power Delivery*. vol. 17, n. 3, July 2002, pp.840 - 847.
- [104] S. Kato "Simulation of electromagnetic field in lightning to tall tower", *High Voltage Symposium*, 22-27, Aug. 1999.
- [105] Y. Baba and M. Ishii, "Characteristics of electromagnetic return-stroke models", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility* vol. 45, n. 1, Feb. 2003, pp. 129 - 135.
- [106] R. E. J. Mejía, J. H. Murcia, "Lightning induced voltages on overhead lines above an inhomogeneous ground", 2013 International Symposium on Lightning Protection(XII SIPDA), Belo Horizonte, Brazil, October 7-11, 2013.

- [107] K. Arzag, Z. Azzouz, B. Ghemri, “3D-FDTD computation of lightning return stroke current and associated electromagnetic field using electromagnetic models”, *International Review of Electrical Engineering* (I.R.E.E.), Vol. 11n°5, Oct. 2016
- [108] K. Arzag, Z. Azzouz, Y. Baba, B. Ghemri, 3D Computation of lightning electromagnetic fields in the presence of a horizontally stratified ground, *International Journal of Power and Energy Systems*, Vol. 37, No. 4, pp 120-128, 2017.
- [109] K. Arzag, Z. Azzouz, B. Ghemri, “Lightning Electric and Magnetic Fields Computation using the 3D-FDTD Method and Electromagnetic Models in Presence of Different Ground Configurations” *IEEE Transactions on Power and Energy*, Vol.138 No.5 pp.315–320
- [110] S. Bonyadi-Ram, R. Moini, S. H. H. Sadeghi, V. A. Rakov, ”On Representation of lightning return stroke as a lossy monopole antenna with inductive loading”, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 50, no. 1, February 2008, pp118-127
- [111] R.Moini, B. Kordi, G. Z. Rafi, and V. A. Rakov, “A new lightning return stroke model based on antenna theory” , *Journal of Geophysical Research*, Vol. 105,N°. D24, , Dec. 2000, pp. 29,693 – 29,702.
- [112] A. Shoory, R. Moini, S. H. H. Sadeghi, and V. A. Rakov, “Analysis of lightning radiated electromagnetic fields in vicinity of lossy ground”, *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol.47, n. 1, Feb. 2005, pp 131-145.
- [113] L. Grcev, F. Dawalibi, “An electromagnetic model for transients in grounding systems”, *IEEE Trans. On power delivery*, Vol. 5, No. 4, Nov. 1990, pp1773 – 1781.
- [114] K. Arzag, Z. Azzouz, B. Ghemri, “Lightning Radiation Evaluation Using Electromagnetic Models’ *J. Electrical Systems*, 2018
- [115] S. Miyazaki, M. Ishii, “reproduction of an electromagnetic fields associated with lightning return stroke to a high structure using FDTD method”, article soumis à 2004 IEEE National Convention, n0. 7-065, p 98, Kanagawa, Japan.

- [116] K. Arzag, Z. Azzouz, Y. Baba and B. Ghemri, 3-D FDTD Computation of the electromagnetic fields associated with lightning strikes to a tower climbed on a trapezoidal mountain” *IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility*, Vol. 61, No. 3, pp. 606-616, June 2019.
- [117] K. Arzag, Z. Azzouz, B. Ghemri, “Lightning electromagnetic pulse simulation using 3DFDTD method (comparison between PEC and UPML boundary conditions)” *International Conference on Lightning Protection (ICLP2016)*, paper n° 5 12, 25-30 Portugal, Sept.2016.

- [118] K. Arzag, Z. Azzouz, and 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, in Proc. 2017, International Symposium on Winter Lightning, Paper No.S2-2, Joetsu, Niigata-ken, Japan, Apr. 2017.
- [119] Bidi Manel, “Compatibilité électromagnétique et réseaux d’énergie, perturbations, effets et solutions”, thèse de doctorat, Université des frères Mentouri de Constantine, 2017.
- [120] A. Sommerfeld, "Partial differential equations in physics", Academic Press, New York, 1949.
- [121] A. Baños “Dipole radiation in the presence of a conducting half-space”, Oxford,1966.
- [122] M. A. Uman, D. K. Mclain, E. P. Krider, “The electromagnetic radiation from a finite antenna”, American Journal of Physics, Vol. 43, pp. 33 – 38, 1975
- [123] C. Leteinturier, “Champ électromagnétique émis par une décharge orageuse. Modèle théorique intégrant les variations de la résistivité du sol”, Centre National d’Etude de télécommunications, Note technique, NT/LAA/RLM/66, Nov. 1980.
- [124] Djebati. B, Hamelin. J, Leteinturier. C, Fontaine. J "Comparison between experimental measurements of the electromagnetic field emitted by lightning and different theoretical models. Influence of the upward velocity of the return stroke", 4ème Symposium international on EMC, Zürich 1981.
- [125] K. A. Norton, “The propagation of the radio waves over the surface of the earth and in the upper atmosphere “, Proc. of the Institute of Radio Engineers, Vol.25, no 9, pp 1203 – 1236, sep 1973.
- [126] M. Rubinstein, “An approximate Formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 38(3), pp. 531-535, 1996.
- [127] V. Cooray, “Horizontal fields generated by return strokes”, Radio Science, Vol.27, n°. 4, pp. 529-537, 1992.
- [128] V. Cooray, “Underground electromagnetic fields generated by the return strokes of lightning flashes”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 43(1), pp.75-84, 2001.
- [129] A. Zeddami, “Couplage d’une onde électromagnétique rayonnée par une décharge orageuse à un câble de télécommunication”, thèse de doctorat, Université de Lille, France, 1988.
- [130] F. Delfino, R. Procopio, M. Rossi, F. Rachidi, and C.A. Nucci, “Evaluation of underground lightning electromagnetic fields,” International Symposium on Electromagnetic Compatibility EMC Europe 2006, September 4-8, 2006, Barcelona, Spain.
- [131] K. Hebri, “ Etude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d’un sol stratifié ”, mémoire de Magister, USTO-MB, 2010

- [132] J. R. Wait, "Radiation from a vertical electric dipole over a stratified ground," I.R.E. Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-1, no. 1, pp. 9–11, Jul.1953.
- [133] J. R. Wait, "Electromagnetic Waves in Stratified Media". Oxford, U.K.: IEEE Press,1996.
- [134] J. R. Wait, A. Hill, "Ground Wave of an Idealized Lightning Return Stroke" IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 48, no. 9, Sept. 2000,pp1349-1353.
- [135] V. Cooray and K. L. Cummins, "Propagation effects caused by stratified ground of electromagnetic fields of return strokes", presented at the 20th Int. Lightning Detection Conf. 2nd Int. Lightning Meteorology Conf., Tucson, AZ, USA,2008.
- [136] A. Shoory, A. Mimouni, F. Rachidi, V. Cooray, R. Moini, and S. H. H.Sadeghi, "Validity of simplified approaches for the evaluation of lightning electromagnetic fields above a horizontally stratified ground", IEEE Transaction Electromagnetic Compatibility, vol. 52, no. 3, pp. 657–663, Aug.2010.
- [137] 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", Journal of Geophysical Researches, Vol. 116, pp. D04101-1–D04101-8, 2011.
- [138] A. Shoory, F. Rachidi, F. Delfino, R. Procopio, and M. Rossi, "Lightning electromagnetic radiation over a stratified conducting ground—Part 2: Validity of simplified approaches", Journal of Geophysical Researches, Vol. 116, 2011.
- [139] A. Mimouni, F. Rachidi, and M. Rubinstein, "Electromagnetic fields of a lightning return stroke in presence of a stratified ground", IEEE Transaction Electromagnetic Compatibility, vol. 56, no. 2, pp. 413–418, Apr. 2014.
- [140] C. F. Barbosa, J. O. S. Paulino, and W. C. Boaventura, "A time-domain method for the horizontal electric field calculation at the surface of two-layer earth due to lightning", IEEE Transaction Electromagnetic Compatibility, vol. 55, no. 2,pp. 371–377, Apr. 2013.
- [141] J. Paknahad, K. Sheshyekani, F. Rachidi, M. Paolone, "Lightning electromagnetic fields and their induced currents on buried cables. part ii: the effect of a horizontally stratified ground", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 56, no 5, pp 1146-1154, Oct. 2014.
- [142] K. Sheshyekani, J. Paknahad "Lightning electromagnetic fields and their induced voltages on overhead lines: the effect of a horizontally stratified ground", IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 30, no. 1, feb. 2015
- [143] D. Abdi, Z. Azzouz, A. Mimouni "Influence of a Multilayer Soil Model on Calculation Accuracy of Lightning-Induced Currents on a Buried Cable", International Review of Electrical Engineering (IREE), Vol 12, No 5, pp 450-459, Oct. 2017.

- [144] A. Taflove, M. E. Brodwin "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time dependent Maxwell's equations", IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol. 23, no.8, p.623-630, august 1975.
- [145] K. Arzag, Z. Azzouz, and B. Ghemri "3D FDTD calculation of electric fields due to lightning strikes to a tower situated on a mountain in presence of a vertical stratified ground", in Proc. 2018. International Conference on Recent Advances in Electrical Systems, Hammamet, Tunisia, pp. 247-250, Dec. 2018.
- [146] 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 Transactions on Electromagnetic Compatibility, January 2018.
- [147] K. Arzag, Z. Azzouz, and B. Ghemri "Analysis of the underground azimuthal magnetic field generated by lightning strikes to a tower installed on a mountain using the 3D-FDTD method: effect of a vertically stratified ground", Proc.2019.International Conference on Recent Advances in Electrical Systems, Hammamet, Tunisia, pp. 31-35, Dec. 2019.
- [148] A. Ziane, K. Arzag, Z. Azzouz "Computation of electromagnetic field generated by lightning strikes to a tall object in presence of a vertically stratified ground using the 3D-FDTD method "International Review of Electrical Engineering (IREE), jun 2021, DOI: 10.15866/iree.v16i3.19478
- [149] A. Shoory, F. Rachidi, V. Cooray, R. Moinil, S.H.H. Sadeghi, "On simplified approaches for the evaluation of lightning electromagnetic fields above a stratified ground", X international Symposium on Lightning Protection 9-13November, 2009 – Curitiba, Brazil
- [150] Z. P. Liao, H. L. Wong, B. P. Yang, Y. F. Yuan, "A transmitting boundary for transient wave analysis", Scientia Sinica, A27 (10): 1063 – 1076, 1984.
- [151] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for absorption of electromagnetic waves", Journal of Computational Physics. vol.114, 1994, pp 185-200.
- [152] A. Taflove, and S. C. Hagness, "Computational electrodynamics: the finite difference time-domain method", Second Edition, Artech House, Boston, USA,2000.
- [153] Y. Baba, V. A. Rakov "Electromagnetic methods for lightning surge protection", Edition Wiley, 2016.
- [154] A. Amitani, N. Nagaoka, Y. Baba and T. Ohno, "Power system transients – theory and applications", CRC Press. Taylor and Francis group, 2014.
- [155] Matthew N. O. Sadiku "Numerical Techniques in Electromagnetics", SecondEdition, CRC press, USA, 2000.
- [156] H. M. Ren, B. H. Zhou, V. A. Rakov, L. H. Shi, C. Gao, et J. H. Yang, "Analysis of induced voltages on overhead lines using 2-D FDTD method and Agrawal coupling model", IEEE transaction on Electromagnetic compatibility, Vol 50, no 3, pp 651-659,2008.

- [157] Y. Tanaguchi, Y. Baba, N. Nagaoka, A. Ametani, "Representation arbitrary-Radius wire for FDTD calculations in the 2D cylindrical coordinate system", IEEE Transaction on Electromagnetic compatibility, Vol 56, no 10, pp 3248-3252, 2008.
- [158] Y. Baba et V. A. Rakov, "Influence of strike object grounding on close lightning electric field", Journal of Geophysical Research, 113 (D12), Doi:10.1029/2008JD009811.
- [159] C. Yang, et B. Zhou, C. Gao, L. H. Shi, B. Chen, H. L. Chen, "Using a tow-step finite-difference time domain method to analyze lightning induce voltages on transmission", IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, Vol. 53, no 1, pp256-260. 2011.
- [160] R. Courant, K. Friedrichs, H. Lewyt "On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics ", IBM Journal, pp 215-234, March 1967
- [161] T. Noda, A. Tatematsu, S. Yokoyama, "Improvement of an FDTD based surge simulation code and its application to the lightning overvoltage calculation of a transmission tower", Electric power systems research, ELSEVIER, EPSR-2416,2006.
- [162] A . Taflove "Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method", first Edition, Artech House, Boston,USA, 1995.
- [163] T. H. Thang, "Modeling of corona discharge and its application to a lightning surge analysis in a power system", PHD thesis, Doshisha University, Kyoto, Japan, 2013.
- [164] T. H. Thang, Y. Baba, N. Nagaoka, A. Ametani, J. Takami, S. Okabi, et V. A. Rakov, "A simplified model of corona discharge on overhead wire for FDTD computation", IEEE Transaction on Electromagnetic compatibility, Vol 54, no 3, pp 585-593, 2012.
- [165] T. H. Thang, Y. Baba, N. Itamoto, et V. A. Rakov, "FDTD simulation of back flashover at the transmission-line tower struck by lightning considering ground-wire corona", International Conference on Lightning Protection (ICLP2016), paper n 78,25-30 Sept. 2016.
- [166] T. H. Thang, Y. Baba, V. A. Rakov, et V. A. Piantini "FDTD computation of lightning-induced voltages on multi-conductor lines with surge arresters and pole transformers", IEEE Transaction on Electromagnetic compatibility, Vol 57, no 3, pp442-447, 2015.
- [167] J. P. Berenger, "Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", Journal of Computational Physics. vol.127, 1996, pp 363-379.
- [168] T. Noda and S. Yokoyama, "Thin wire representation in finite difference time domain surge simulation", IEEE Trans. Power Delivery. vol. 17, n. 3, July 2002, pp.840 - 847.
- [169] K. Umashankar, A. Taflove, et B. Beker, "Calculation and experimental validation of induced currents on coupled wires in an artrary shaped cavity", IEEE Transaction on Antennas and propagation, Vol. AP-35, no 11, pp 1248-1257, Nov. 1989.
- [170] Y. Baba, N. Nagaoka, et A. Ametani, "Modeling of thin wire in a lossy medium for FDTD simulations". IEEE Transaction on Electromagnetic compatibility, Vol. 47, No 1, pp 54-60, 2005.

- [171] Y. Tanaguchi, Y. Baba, N. Nagaoka, et A. Ametani, “An improved thin wire representation for FDTD computations”, *IEEE Transaction on Antennas and propagation*, Vol. 56, no 10, pp 3248-3252, 1989.
- [172] S. Guerrieri, F. Heidler, C.A. Nucci, F. Rachidi, M. Rubinstein, Extension of two return stroke models to consider the influence of elevated strike objects on the lightning return stroke current and the radiated electromagnetic field: comparison with experimental results”, *International Symposium on Electromagnetic Compatibility, EMC’96 Roma*, September 17–20, 1996.
- [173] S. Guerrieri , C. Nucci, F. Rachidi, and M. Rubinstein “On the Influence of Elevated Strike Objects on Directly Measured and Indirectly Estimated Lightning Currents”, *IEEE Transaction on Power Delivery*, Vol. 13, NO 4, October 1998.
- [174] M. Izadi, M. Z. A. Ab Kadir, C. Gomes, and V. Cooray “Evaluation of lightning return stroke current using measured electromagnetic fields”, *Progress In Electromagnetic Research*, vol, 130, 2012, pp. 581-600.
- [175] 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.
- [176] M. A. Talbi, K. Arzag, Z. Azzouz, “ Analysis of lightning current using electromagnetic models and 3D-FDTD method in presence of a tall object “ 36Th International Conference On Lightning Protection (ICLP) 2-7 Octobre 2022, Cape Town, South Africa 978-1-6654-9024-5/22/\$31.00 ©2022 IEEE | DOI: 10.1109/ICLP56858.2022.9942509
- [177] M. A. Talbi, K. Arzag, Z. Azzouz, “Evaluation of electric fields radiation by lightning return stroke to tall structures at very close distances using em models and 3D-FDTD method “ 2nd International Conference on Advanced Electrical Engineering (ICAEE) 978-1-6654-1741-/22/\$31.00©2022IEEE,DOI: 10.1109/ICAEE53772.2022.9961984
- [178] M. A. Talbi, K. Arzag, Z. Azzouz, “ On the use of electromagnetic models and the 3D-FDTD method in the evaluation of radiation due to lightning strikes to tall object “ *International Review Of Electrical Engineering* Vol-18, N-1, ISSN 1827 - 6660 January - February 2023 Doi 10.15866/iree.v18i1.22833
- [179] M. A. Talbi, K. Arzag, Z. Azzouz, “Lightning return stroke current above Peissenberg tower analysis using electromagnetic models and the 3D-FDTD method “19th International Multi-Conference on Systems, Signals & Devices (SSD) | 978-1-6654-7108-4/22/\$31.00 ©2022 IEEE | DOI: 10.1109/SSD54932.2022.9955831.
- [180] S. Rusck, «Induced lightning over voltages on power transmission lines with special reference to the over voltage protection of low voltage networks» Thèse PHD, Institut Royal de Stockholm, Suède1958.

- [181] R. Montano «The effects of lightning on low voltage power networks » Thèse PHD, Université d'Uppsala, Suède 2005.
- [182] C.D. Taylor, R.S. Satterwhite, C.W. Harrison, "The response of a terminated two-wire transmission line excited by a non-uniform electromagnetic field", IEEE Trans. on AP, Vol. 13, 1965.
- [183] P. Chowdhuri « Analysis of lightning induced voltages on overhead lines » IEEE. Trans onPower Delivery, Vol. 04 No. 01, Jan. 1989
- [184] A.K. Agrawal, H.J. Price, S.H. Gurbaxani, "Transient response of a multi conductor transmission line excited by a non uniform electromagnetic field", IEEE Trans. on EMC, Vol. EMC-22, No. 2, pp. 119-129, May 1980.
- [185] F. Rachidi, « Formulation of the field-to-transmission line coupling equation in terms of magnetic excitation field» IEEE Trans. on E.M.C, Vol. 35, No. 3, Aout.1993.
- [186] K. Arzag, Z.E. Azzouz and Y. Baba " 3D-FDTD calculation of lightning-induced voltages on an overhead wire in presence of a tower and a mountain " 35th international conference on lightning protection 20th to 26th Sep. 2021, Clombo, Sri-lanka
- [187] M. A. Talbi, K. Arzag, Z. Azzouz" Coupling study between an overhead line and electromagnetic field due to lightning strikes to a tower using EM model and 3D-FDTD" The first International Conference on Electrical Engineering and Advanced Technologies, ICEEAT23 05-07 November 2023, BATNA, Algeria
- [188] Y. Baba and V. A. Rakov "Voltages induced on an overhead wire by lightning strikes to a nearby tall grounded object", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 48, No. 1, pp. 212-224, February 2006.