

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Dr. Tahar Moulay de Saïda
Faculté de la Technologie
Département d'Electrotechnique



Mémoire de Fin d'Etudes

envue de l'obtention du diplôme de

Master (LMD)

Spécialité : RESEAUX ELECTRIQUES

Filière : ELECTROTECHNIQUE

Intitulé :

**Calcul et Analyse des Surtensions Induites par la Foudre sur les Lignes
Aériennes En Utilisant la Méthode 3D-FDTD Complete.**

Présenté par :

AGHA Anis

IDDOU Lamine

Devant le jury composé de :

Dr T.TERRAS

Président

Dr. K. ARZAG

Encadreur

Dr. M. RACHEDI

Examineur

Dr. D. RAOUTH

Examineur

Soutenu le 03/07/2019

Promotion 2018-2019

Remercîments :

Après avoir rendu grâce à dieu le tout puissant et le miséricordieux nous tenons à remercier vivement tous ceux qui de près ou de loin ont participé à la réalisation de ce document.

Nous remercions tous les professeurs qui ont veillé à notre formation pédagogique et scientifique durant toutes nos années d'études.

Notre encadreur Dr. ARZAG Kaddour pour ces précieux conseils. Nous tenons à lui exprimer toutes nos reconnaissances pour la confiance qu'il nous a accordée, la rigueur et la qualité des commentaires et des suggestions dont il nous a fait part, nos remerciements les plus vifs s'adressent également aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail.

Enfin à tous ceux qui de près ou de loin ont apporté un effort pour l'élaboration et l'amélioration de ce travail et leur bonne compagnie.

Dédicaces :

Je dédie ce mémoire à : Mes parents qui sont à l'origine de ma réussite grâce à leurs conseils.

A mes frères : Oussma et Oumaima et a mon binôme lamine et Ami Ahmed Djbabri et a tous mes amis et les enseignants qui ont beaucoup m'aidé pendant mes années d'étude a la promotion Master électrotechnique 2019.

AGHA Anís

Je dédie ce mémoire à : Mes parents qui sont à l'origine de ma réussite grâce à leus conseils.

A ma sœur et bien sur je n'oublier pas mon ami intime Touhami qu'il a été toujours a mes cotés ainsi mon binôme anis et mon ami Ahmed Djbabri et a tous mes amis et les enseignants qui ont beaucoup m'aidé pendant mes années d'étude a la promotion Master électrotechnique 2019.

IDDOU Lamíne

Table des matières :

Introduction Générale	1
------------------------------------	----------

Chapitre I: Phénomène de la Foudre

I.1 Introduction.....	2
I.2 Description du phénomène :.....	2
I.3 Les types de décharge de la foudre	3
I.4 Effets de la foudre.....	5
I.4.1 Effets thermiques.....	5
I.4.2 Effets électrodynamiques.....	5
I.4.3 Surtensions directes.....	5
I.4.4 Surtensions induites (indirectes).....	6
I.4.5 Montée en potentiel de la prise de terre.....	7
I.4.6 Tension de pas.....	7
I.4.7 Effet électrochimique.....	8
I.5 L'effet de pointe.....	8
I.6 L'arc en retour	9
I.7 Vitesse de l'arc en retour.....	10
I.8 Déclenchement artificiel de la foudre.....	10
I.9 Conclusion.....	11

Chapitre II: Modélisation du courant de l'arc en retour d'un coup de foudre

II.1 Introduction.....	13
II.2 Représentation analytique du courant à la base du canal de foudre.....	13
II.2.1 Modèle « bi-exponentiel ».....	13
II.2.2 Modèle de « Heidler ».....	15
II.2.3 Modèle hybride (Heidler - bi-exponentiel).....	17
II.3 Modélisation de la distribution du courant de l'arc en retour dans le canal de foudre.....	18

Chapitre III : Modélisation du champ électrique rayonné par un coup de foudre

Chapitre IV : Modélisation des surtensions induites par un coup de foudre sur les lignes aérienne

IV.1	Introduction.....	44
IV.2	Compatibilité électromagnétique dans les réseaux électriques.....	44

IV.3	Etat de l'art concernant le calcul des tensions induites par un coup de foudre sur les lignes aériennes.....	45
------	--	----

IV.1	Conclusion.....	51
------	-----------------	----

Chapitre V : simulation du couplage entre le champ électromagnétique rayonné par la foudre et les lignes aériennes.

V.1	Introduction.....	52
-----	-------------------	----

V.2	Géométrie de problème.....	52
-----	----------------------------	----

V.3	Paramètres utilisés pour la simulation.....	53
-----	---	----

V.3.1	<i>Courant à la base du canal de foudre.....</i>	53
-------	--	----

V.3.2	<i>Valeurs des constants fondamentaux.....</i>	53
-------	--	----

V.3.3	<i>Paramètres relatives.....</i>	53
-------	----------------------------------	----

V.3.4	<i>Paramètres utilisée pour simuler le fil mince représentant de la ligne aérienne.....</i>	54
-------	---	----

V.4	Résultats est interprétation.....	54
-----	-----------------------------------	----

V.4.1	<i>Courant de l'arc en retour.....</i>	55
-------	--	----

V.4.2	<i>Champs électromagnétique sans utilisation de la méthode du fil mince.....</i>	56
-------	--	----

V.4.3	<i>Tensions induites sans utilisation de la méthode du fil mince.....</i>	57
-------	---	----

V.4.4	<i>Champ électromagnétique avec utilisation de la méthode du fil mince.....</i>	58
-------	---	----

V.4.5	<i>Tension induites avec utilisation de la méthode du fil mince.....</i>	59
-------	--	----

V.4.6	<i>Comparaison des résultats obtenus pour les deux cas.....</i>	60
-------	---	----

V.5	Conclusion.....	61
-----	-----------------	----

Conclusion Générale	62
----------------------------------	----

Bibliographie	63
----------------------------	----

Table des figures :

Fig. I-1 : Schéma illustrant la distribution des charges électriques dans le cumulonimbus.....	3
Fig. I-2 : Décharge descendante dont le leader est positif. (10% des cas).....	4
Fig. I-3 : Décharge descendante dont le leader est négatif. (90% des cas).....	4
Fig. I-4 : Décharge ascendante dont le leader est négatif. (rare).....	4
Fig. I-5 : Décharge ascendante dont le leader est positif. (rare).....	5
Fig. I-6 : surtension directe.....	6
Fig. I-7 : Surtensions induites.....	6
Fig. I-8 : potentiel de la prise de terre.....	7
Fig. I-9 : une décharge sur toute la plaque.....	8
Fig. I-10 : une décharge avec un clou sur la plaque.....	9
Fig. I-11 : Progression des traceurs suivis de l'arc en retour.....	10
Fig. I-12 : Système de déclenchement artificiel de la foudre.....	11
Fig. II-1 : Courant a la base de canal de foudre calculés a l'aide du modèle bé-exponentiel au 1 ^{er} arc en retour.....	14
Fig. II-2 : Courant a la base de canal de foudre calculés a l'aide du modèle bé-exponentiel au l'arc en retour subséquent.....	15
Fig. II-3 : Courant a la base de canal de foudre calculés a l'aide du modèle Heilder pour le premier arc en retour.....	17
Fig. II-4 : Courant a la base de canal de foudre calculés a l'aide du modèle Heilder pour l'arc en retour subséquent.....	17
Fig. II-5 : représente le courant a la base de canal calculé par la méthode hybride.....	18
Fig. II-6 : Distribution spatio-temporelle selon le modèle de BG.....	21
Fig. II-7 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle BG à des différents hauteurs par rapport au sol.....	21
Fig. II-8 : Distribution spatio-temporelle selon le modèle de ligne de transmission TL.....	22

Fig. II-9 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle TL à des différents hauteurs par rapport au sol.	23
Fig. II-10 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle MTLE à des différents hauteurs par rapport au sol.	24
Fig. II-11 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle MTLL à des différents hauteurs par rapport au sol.....	25
Fig. II-12 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle TCS à des différents hauteurs par rapport au sol.....	26
Fig. III-1 : Géométrie adaptée pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre.....	27
Fig. III-2 : Grandeurs géométriques intervenant dans les équations du champ électromagnétique.....	29
Fig. III-3 : Géométrie du problème lié au calcul du champ électromagnétique en dessous du sol.....	32
Fig. III-4 : Emplacement des composantes de champ électrique et magnétique sur ou dans la cellule de discrétisation.....	35
Fig. III-5 : Représentation du filmince dans la technique FDTD.....	43
Fig. VI-1 : Géométrie du problème traité par la théorie de Rusck.....	47
Fig. VI-2 :: Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de Rusck.....	48
Fig. VI-3 :: Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de Taylor et <i>al</i>	48
Fig. VI-4 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de Chowdhuri et <i>al</i>	49
Fig. VI-5 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle d'Agrawale et <i>al</i>	50
Fig. VI-6 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de Rachidi.....	51
Fig. V-1 :Géométrie du problème.....	52
Fig. V-2 :Diagramme schématique de la ligneétudiée.....	55
Fig. V-3 : Distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour calculée à des différentes altitudes le long du canal de la foudre.....	55
Fig. V-4 : Variations temporelles du champ électrique vertical calculées à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.....	56

Fig. V-5 :Variations temporelles du champ magnétique azimuthal calculées à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.....	56
Fig. V-6 :Variations temporelles de la tension induite calculées sur la ligne monofilaire située à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.....	57
Fig. V-7 :Variations temporelles du champ électrique vertical calculées à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.....	58
Fig. V-8 :Variations temporelles du champ magnétique azimuthal calculées à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.....	58
Fig. V-9 :Variations temporelles de la tension induite calculées sur la ligne monofilaire située à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.....	59
Fig. V-10 :Comparaison entre les composantes du champ EM calculées pour le cas de Sans-fil mince avec celui de Avec fil mince (a) Champ électrique vertical (b) Champ magnétique azimuthal.....	60
Fig. V-11 :Comparaison entre les surtensions induites calculées pour les deux cas : en trait solide bleu « sans fil mince » et en terri rouge « avec fil mince ».....	60

Liste des tableaux :

Tableau II-1 : paramètre des fonctions exponentielles simulant le courant de foudre a la base du canal.....	14
Tableau II-2 : paramètre du courant a la base du canal de foudre pour le modèle Heilder (premier arc en retour ainsi que l'arc en retour subséquent).....	16
Tableau II-3 : donne les paramètres de l'expression.....	18
Tableau V-1 : paramètres du courant à la base du canal de foudre.....	53
Tableau V-2 : valeurs des constants fondamentaux.....	53
Tableau V-3 : Paramètres relatives des différents milieux	53

Liste des symboles :

i_1 : Amplitude maximale du courant i_1 .

τ_1 : Temps de montée du courant i_1 .

τ_2 : Temps de l'impulsion de i_1 .

I_{01} : L'amplitude du courant à la base du canal.

α : Constante de temps.

β : Constante de temps.

n_1 : Paramètre définit de telle sorte que le maximum de i_1 soit I_1 .

λ : la constante de décroissance.

v : la vitesse de l'arc en retour.

z' : un point du canal de foudre.

t : le temps.

H : la longueur total du canal de foudre.

μ_g : la permittivité diélectrique du sol.

ϵ_g : la perméabilité magnétique du sol.

σ_g : la conductivité électrique du sol.

J_0 : est la fonction de Bessel d'ordre 0.

$I(z')$: désigne la transformée de Fourier de la distribution du courant le long du canal.

ϵ_0 : représente la permittivité diélectrique du vide.

μ_0 : est perméabilité magnétique du vide.

c : désigne la vitesse de la lumière.

R : la distance du dipôle au point d'observation.

R : la distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation P .

P : est un indice indiquant que le sol est parfaitement conducteur.

δ_s : Épaisseur de peau.

E : le champ électrique.

$\mathbf{H}$: le champ magnétique.

$\mathbf{D}$: la densité du champ électrique.

$\mathbf{B}$: la densité du flux magnétique.

$\mathbf{J}$: la densité de courant.

μ : Perméabilité du milieu.

ϵ : Permittivité du milieu.

c : étant la vitesse de la lumière.

d : épaisseur de la région PML.

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

$V(\mathbf{x},t)$:est le potentiel scalaire induit.

$V_i(\mathbf{x},t)$ est le potentiel scalaire inducteur du champ incident.

h est la hauteur de la ligne étudiée.

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

L : l'inductance par unité de longueur de la ligne.

C : désigne la capacitance par unité de longueur de la ligne.

U :la tension total.

v :La valeur constante de la vitesse de l'arc en retour.

μ_z : La valeur constante de la perméabilité.

ϵ_z : La valeur constante de la permittivité.

σ_z : La valeur constante de la conductivité.

μ_r' : La perméabilité du milieu artificiel.

ϵ_r' : La permittivité du milieu artificiel.

σ' : La conductivité du milieu artificiel.

m : Le coefficient utilisé pour calculer la perméabilité et la permittivité et la conductivité du milieu artificiel.

Introduction Générale

Introduction Générale :

La foudre est un phénomène naturel qui a été le plus largement étudiée par les spécialistes de l'électrotechnique elle produit des décharges électrostatiques disruptives et constitue une source de perturbations électromagnétiques importante. Le champ électromagnétique généré par ce phénomène, constitue un danger réel pour les ouvrages, tel que les lignes du réseau électrique ainsi que ceux du réseau de la télécommunication ce danger est constitué dans la surtension induite par ce champ dans les différents systèmes.

Dans ce modeste travail on s'intéressera à la modélisation du courant de l'arc en retour et la simulation le long de canal de la foudre et de champ électromagnétique rayonné par la foudre indirect, ainsi que l'étude du couplage de ces champs avec lignes aériennes qui se traduit par l'analyse du surtensions induite par la foudre sur ces lignes aériennes.

Notre mémoire est subdivisé en cinq chapitres :

Dans le chapitre I en présentera le phénomène naturel dit la foudre .le chapitre II sera consacré à la modélisation du courant de l'arc en retour d'un coup de foudre nuage sol, en s'appuyant sur le courant à la base du canal de la foudre et la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour lorsqu'il se propage le long du canal de la foudre ,ainsi que le chapitre III présentera la Modélisation du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre, ainsi que la méthode des différences finies dans le domaine temporelle FDTD .le chapitre VI présentera un état de l'art sur la modélisation du couplage entre les perturbations rayonné par un coup de foudre nuage-sol avec les lignes électriques aériennes .finalement le chapitre V sera Une simulation sur l'environnement MATLAB du couplage entre le champ électromagnétique rayonnée par la foudre et une ligne aérienne en utilisent la méthode FDTD en trois dimensions sera effectué, en présentant les différents résultats obtenus.

Ce mémoire s'achève par une conclusion générale où nous indiquons quelques perspectives relatives à ce travail.

Chapitre I

Phénomène de la Foudre

I.1 Introduction:

La foudre est l'un des phénomènes naturels qui a été le plus largement étudié par les spécialistes de l'électrotechnique. Elle produit des décharges électrostatiques disruptives, c'est à dire une décharge électrique associée à une impulsion de courant transitoire de très forte amplitude. Elle chauffe l'air à plus de 30 000°C, elle se produit au sein des nuages, et se manifeste par des effets lumineux : les éclairs, et par des effets sonores : le tonnerre.

Dans ce premier chapitre on va présenter les différentes facettes liées au phénomène naturel du décharge orageuse dite la foudre.

I.2 Description du phénomène :

Pour mieux comprendre le phénomène, il faut effectivement s'intéresser à la séparation des charges électriques dans le nuage. La partie supérieure, l'enclume, est chargée positivement, alors que la partie inférieure du nuage est chargée négativement. (Il faut noter qu'il y a cependant une certaine quantité de charges positives qui est enserrée dans cette partie inférieure). L'estimation de la charge totale formée est de quelques dizaines voire centaines de Coulomb, ces valeurs sont très variables. Ainsi, le nuage étant fortement chargé négativement à sa base, s'approche du sol et provoque une montée du champ électrique terrestre, passant d'une valeur moyenne environnant 150V/m à 15kV/m. Cette augmentation de l'intensité du champ électrique terrestre est le premier signe annonciateur d'une éventuelle chute de foudre.

[1] Nous savons également que la foudre frappe de préférence les objets proéminant, par effet de pointe (ex: le bout du parapluie qui amplifie le champ magnétique environnant).

Le schéma exposé sur la *Fig. I-1* explique l'activité électrique dans le nuage.

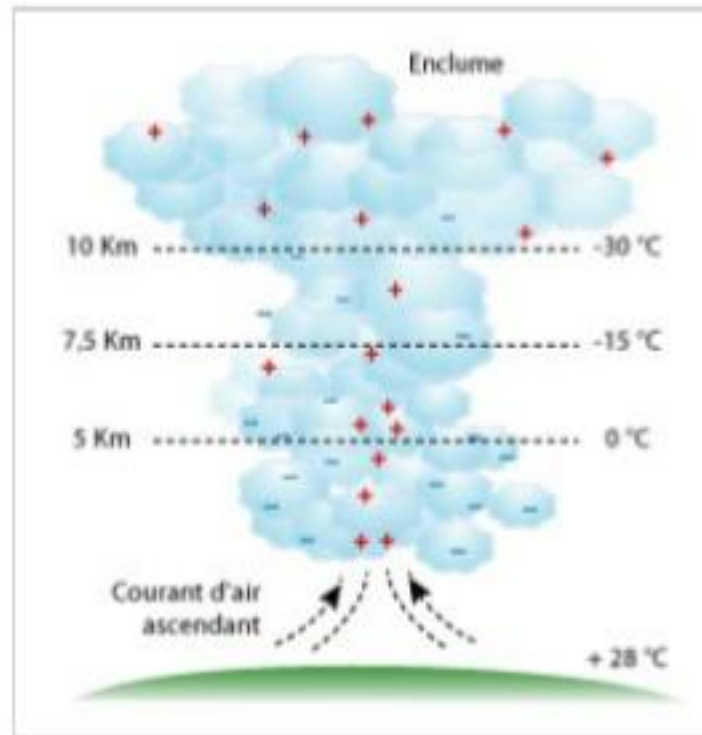


Fig. I-1 : Schéma illustrant la distribution des charges électriques dans le cumulonimbus.[1]

I.3 Les types de décharge de la foudre :

Les décharges de la foudre ont été classifiées en quatre catégories comme l'illustre les Fig. I-1-5, à savoir :[1]

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

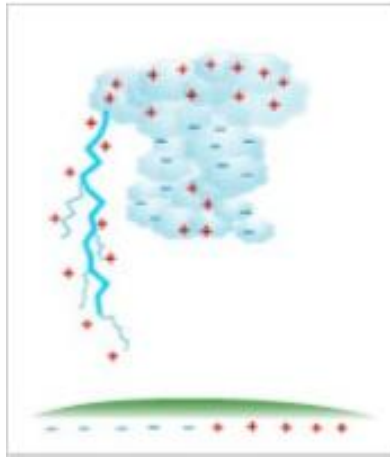


Fig. I-2 : Décharge descendante dont le leader est positif. (10% des cas)[1]

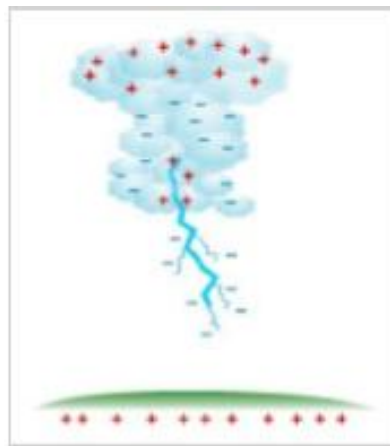


Fig. I-3 : Décharge descendante dont le leader est négatif. (90% des cas)[1]

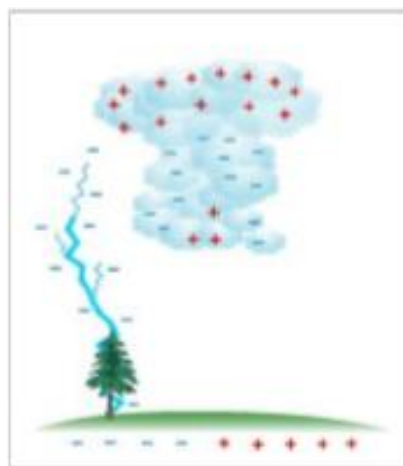


Fig. I-4 : Décharge ascendante dont le leader est négatif. (rare) [1]



Fig. I-5 : Décharge ascendante dont le leader est positif (rare). [1]

I.4 Effets de la foudre :

I.4.1 Effets thermiques :

- a) Fusion d'éléments au point d'impact ($\approx 30000^{\circ}\text{C}$).
- b) Risque d'incendie dû à la circulation d'un courant important. [2]

I.4.2 Effets électrodynamiques :

Lorsque les courants de la foudre circulent dans des conducteurs parallèles, la force magnétique qui en résulte (attraction et répulsion) peut entraîner des déformations mécaniques et même des ruptures.[2]

I.4.3 Surtensions directes :

L'impact direct sur une ligne électrique ou téléphonique (Fig. I-6), génère une onde de tension qui se propage. Cette onde, qui est amortie par l'effet couronne et la longueur de la ligne, est coupée soit par l'isolateur à cornes soit par les moyens de protection au poste. Comme le courant de la foudre est rarement inférieur à 10 kA, et que l'impédance caractéristique d'une ligne aérienne est environ $300\ \Omega$, l'onde de tension atteindra 1500 kV.[2]

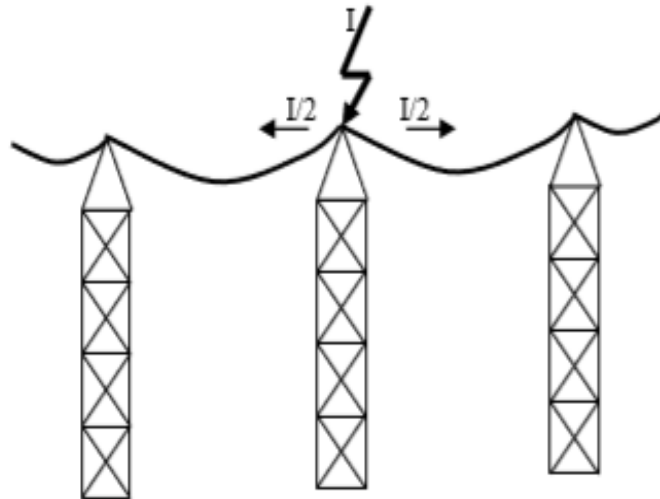


Fig. I-6 : surtension directe[2]

I.4.4 Surtensions induites (indirectes) :

Si la foudre tombe à proximité de la ligne Fig. I-7, le courant provoque une variation extrêmement rapide du champ électromagnétique. A cause des ondes électromagnétiques générées par la foudre, des surtensions sont induites dans des conducteurs situés loin du point d'impact. Ses effets se font sentir à plusieurs centaines de mètres, voire plusieurs kilomètres.[2]

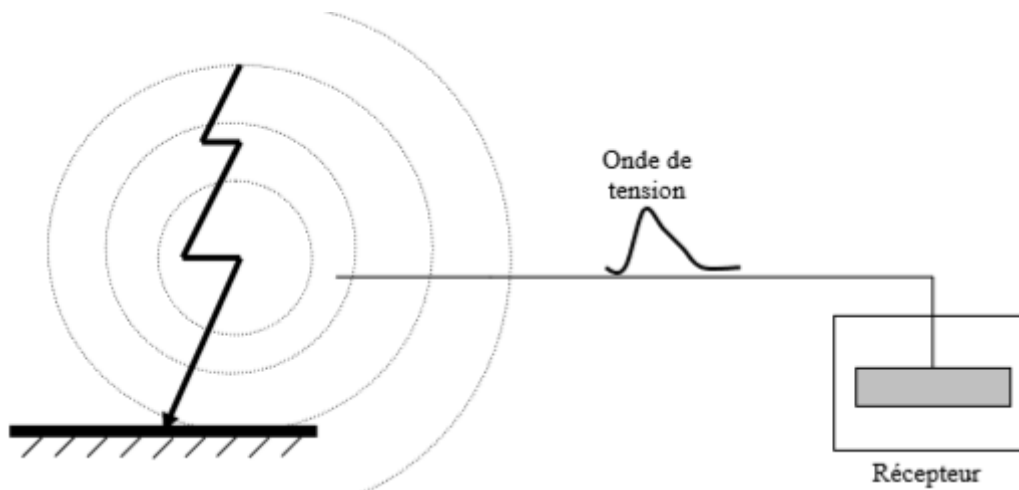


Fig. I-7 : Surtensions induites [2]

Les ondes induites sur la ligne sont similaires en forme et en amplitude à celles obtenues par choc de foudre direct. Leur caractéristique principale est leur front très raide (de l'ordre de la microseconde), et leur amortissement très rapide. Ce rayonnement est d'autant plus important que le front de montée est raide (20 à 100 kA/μs). Un coup de foudre tombant à

proximité d'une ligne développe un champ d'induction magnétique suffisamment important pour y créer une surtension induite, dont l'ordre de grandeur peut être estimé par la formule suivante :[2]

$$U_{\text{ind}} = Z_0 \cdot I \cdot h / d \quad (I-1)$$

$$\text{Avec : } Z_0 = \left(0,25 / \pi \right) \cdot \left(\sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} \right) \approx 30 \, \Omega$$

h : hauteur du conducteur

d : distance entre la ligne et le point d'impact de la foudre.

I : courant de la foudre.

I.4.5 Montée en potentiel de la prise de terre :

Une élévation du potentiel de terre a lieu lorsque le courant de foudre est écoulé par le sol. Cette variation du potentiel de terre touche les installations lorsque l'impact de la foudre au sol est à proximité de leurs prises de terre. Le courant circulant dans la terre peut provoquer la montée en potentiel des équipements par les prises de terre *Fig I-8*. [2]

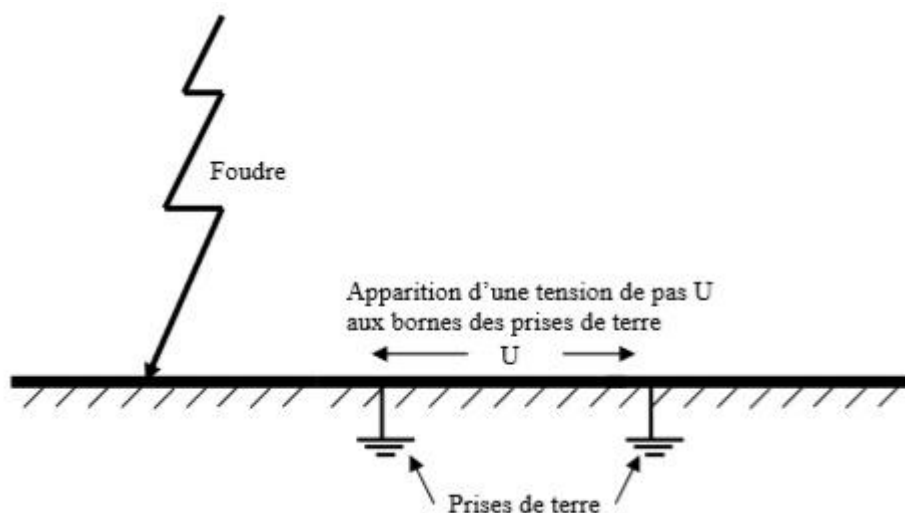


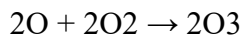
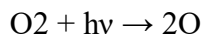
Fig. I-8 : potentiel de la prise de terre[2]

I.4.6 Tension de pas :

La distribution des courants de foudre dans un sol dépend de la nature du chemin parcouru. Dans le cas d'un sol hétérogène, des différences de potentiel dangereuses peuvent s'établir entre deux points voisins. Cette différence est appelée *tension de pas*. Les charpentes métalliques des bâtiments et les prises de terre doivent être toutes reliées entre elles afin d'éviter des tensions dangereuses pour l'homme, ainsi que pour les risques d'incendie et d'explosions dus aux amorçages d'arc.[2]

I.4.7 Effet électrochimique :

L'action de la foudre contribue à la création d'ozone (O₃) d'après la réaction chimique suivante :[2]



I.5 L'effet de pointe

La présence d'objets pointus au sol renforce localement le champ électrique : c'est l'effet de pointe. Le champ électrique peut alors atteindre localement des valeurs de quelques milliers de kV/m suffisantes pour initier l'avalanche. [3]

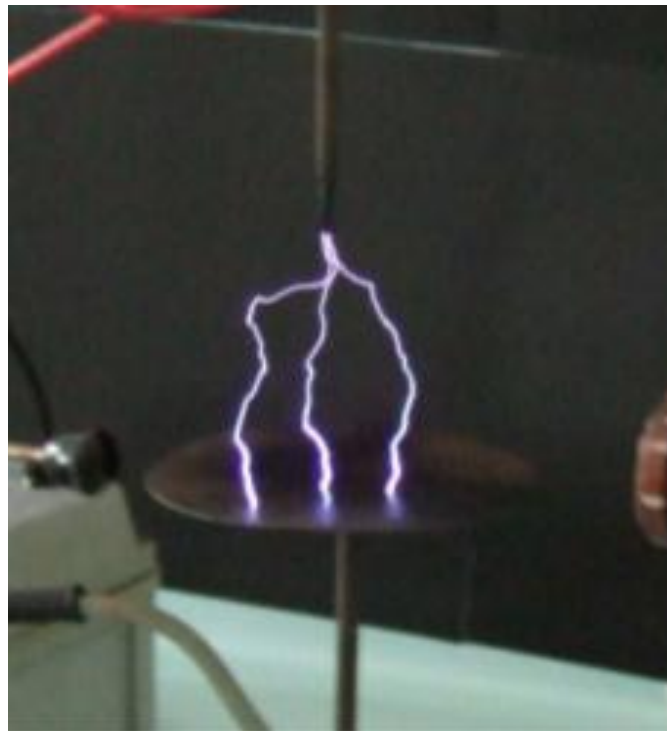


Fig. I-9 : une décharge sur toute la plaque[3]

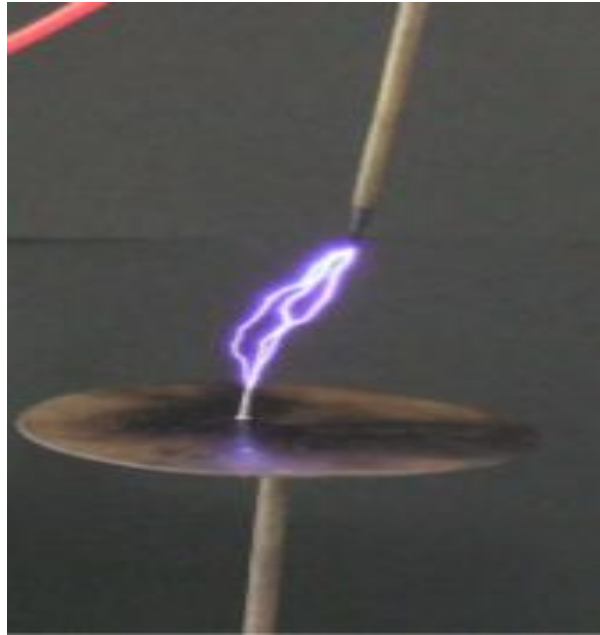


Fig. I-10 : une décharge avec un clou sur la plaque[3]

On utilise une bobine de Ruhmkorff reliée d'un côté à la pointe et de l'autre côté à la plaque du condensateur ci-dessus. Des décharges se produisent sur toute la plaque Fig. 9. Lorsqu'on place un petit clou sur la plaque (Fig. I-10), on observe que les décharges ont lieu uniquement entre les deux pointes : le champ électrique au niveau des pointes est donc plus élevé : c'est l'effet de pointe.[3]

I.6 L'arc en retour

Lorsque deux traceurs se rejoignent, un chemin conducteur entre le sol et le nuage s'établit. Un courant positif si c'est un coup négatif ou un courant négatif si c'est un coup positif d'une intensité considérable se propage du sol vers le nuage à une vitesse de près de 40000 km/s et neutralise les charges de ce dernier : c'est l'arc en retour Fig. I-11, souvent le plus lumineux. Une succession de décharges (en moyenne 4) de moins en moins intenses suivra appelées coups subséquents (pour les coups négatifs).[3]



Fig. I-11 : Progression des traceurs suivis de l'arc en retour[3]

1.7 Vitesse de l'arc en retour

La vitesse moyenne des arcs en retour est de l'ordre du tiers de la vitesse de la lumière. La vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers. D'autre part, il a été mis en évidence que la vitesse de l'arc en retour, tant pour les premiers que pour les subséquents, décroît en fonction de la hauteur ; cette décroissance est plus marquée pour les premiers arcs en retour.[4]

1.8 Déclenchement artificiel de la foudre

La foudre est un phénomène dont l'instant et le point d'impact sont aléatoires. Pour s'affranchir à ce problème, le chercheur doit trouver un moyen de déclencher en un point où les systèmes de mesure sont situés et à l'instant où l'appareillage d'enregistrement est en attente.

Le déclenchement artificiel de la foudre permet d'effectuer des mesures simultanées du courant à la base du canal, du champ électrique et magnétique, de la vitesse de l'arc en retour, des tensions induites sur une ligne expérimentale. Le principe de ce déclenchement consiste à lancer en direction du nuage orageux une fusée qui déroule derrière elle un fil métallique dont l'autre extrémité est fixée au point de mesure offrant ainsi un chemin privilégié à la décharge

de foudre pour atteindre la terre. Aussi, le potentiel de la terre est amené au sommet de la fusée se comportant comme une pointe initiant en son sommet une décharge ascendante.

A l'origine c'est *Newman* qui a mis en point la technique de tir utilisée en mer à partir d'un bateau avec des équipements spéciaux [5]. Après les échecs des tentatives de tir dans l'Oural et en Arizona, des essais réalisés en 1972, à partir du matériel disponible en France, par le Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA/CENG), ont permis de perfectionner les éléments du système de déclenchement. La station expérimentale de Saint Privat D'Allier (Haute Loire) a été la première au monde à réussir le déclenchement de la foudre au-dessus du sol.

La fusée est du type paragrêle constituée de matière plastique (diamètre 70 mm, longueur 847 mm, poids au départ 2.7 Kg). Le fil métallique qui est constitué de cuivre (diamètre 0.2 mm) est enroulé à l'arrière de la fusée et relié au pas de tir et de mesure (fig. I-12). L'instant de tir d'une fusée est déterminé par la valeur du champ électrique au sol. Un champ électrique de l'ordre de 6 à 10 kV/m donne un bon critère de réussite du tir.[5]

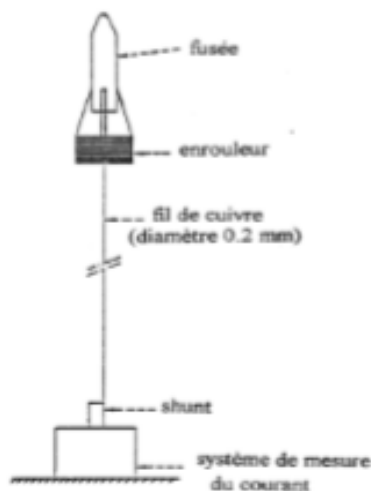


Fig. I-12 : Système de déclenchement artificiel de la foudre.[5]

I.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le phénomène de la foudre qui est un phénomène naturel et qui est étudié par les spécialistes de l'électrotechnique. Dans cette présentation nous

avons entamé le phénomène de la foudre et ça description aussi que ces différents types de décharge et ces effets.

La description de l'effet de pointe avec ces deux décharges (une décharge sur toute la plaque, une décharge avec un clou sur la plaque) a été pris en considération dans ce même chapitre.

Nous avons également passé en revue l'arc en retour comme un chemin conducteur entre le sol et le nuage ainsi que sa vitesse et le déclenchement artificiel de la foudre. La modélisation du courant de l'arc en retour d'un coup de foudre descendant sera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre II

Modélisation du courant de l'arc en retour d'un coup de foudre

II.1 Introduction

Dans les études de l'interaction des champs électromagnétiques générés par la foudre avec les différents systèmes électriques et/ou électroniques la connaissance de la source de ces champs est très importante.

Les signaux perturbateurs sont générés par la propagation du courant d'arc en retour le long du canal de foudre. Aussi, nous présentons dans ce chapitre la modélisation de ce dernier en donnant les modèles du courant à la base du canal de foudre, ainsi que les modèles du courant de foudre traversant le canal de foudre. Ainsi, dans ce même chapitre nous abordons les modèles dits « d'ingénieurs ».

II.2 Représentation analytique du courant à la base du canal de foudre

Différentes expressions analytiques sont utilisées dans la littérature afin de simuler l'allure du courant de foudre. Le but de telles expressions est l'application dans le calcul du rayonnement électromagnétique, pour cela, une brève description est donnée sur les modèles les plus utilisés.[5]

II.2.1 Modèle « bi-exponentiel »:

C'est le premier modèle adopté et sans doute le plus utilisé dans la littérature.

Le premier arc en retour et l'arc en retour subséquent respectivement sont représentés par les équations suivantes [5]:

$$i(t) = i_0(\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)) \quad (\text{II-1})$$

$$i_{s=} i_0/2 (\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)) \quad (\text{II-2})$$

Les paramètres i_0 , α et β sont estimés à partir des mesures dans ce sens, **Dennis** et **Pierce** ont proposé les valeurs suivantes [5]:

Premier arc en retour	Arc subsequent
$i_0 = 30 \text{ kA}$	$i_0 = 10 \text{ kA}$
$\alpha = 2.10^4 S^{-1}$	$\alpha = 1,4.10^4 S^{-1}$
$\beta = 2.10^5 S^{-1}$	$\beta = 6.10^6 S^{-1}$

Tableau II-1 ::paramètre des fonctions exponentielles simulant le courant de foudre a la base du canal [5].

Le teinturier pour lui a proposé les valeurs suivantes, pour les paramètres **i_0** , **α** et **β** [5]:

$$i_0 = 20 \text{ kA} ;$$

$$\alpha = 3.10^4 S^{-1} ;$$

$$\beta = 10^7 S^{-1}.$$

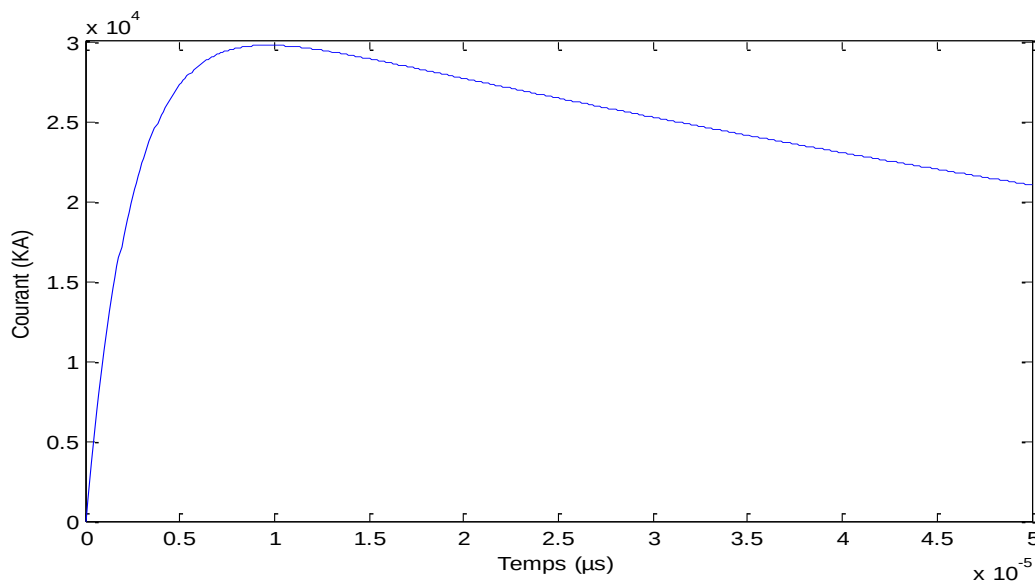


Fig. II-1 : Courant à la base de canal de foudre calculés à l'aide du modèle bé-exponentiel au 1^{er} arc en retour

Pour mieux modéliser l'arc en retour subséquent **Cianos** et **Pierce** [5] ont proposé d'adjoindre une 2^{ème} exponentielle à la première, le modèle du courant à la base du canal devient alors :

$$i_0 = i_0(2(\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)) + i_0(\exp(-\gamma t) - \exp(-\delta t)) \quad (\text{II-3})$$

Avec les paramètres suivants :

$$i_{0p} = 2 \text{ KA} \quad ,$$

$$\gamma = 10^4 \text{ S}^{-1} \quad ,$$

$$\alpha = 3.10^4 \text{ S}^{-1} ,$$

$$\beta = 10^7 \quad .$$

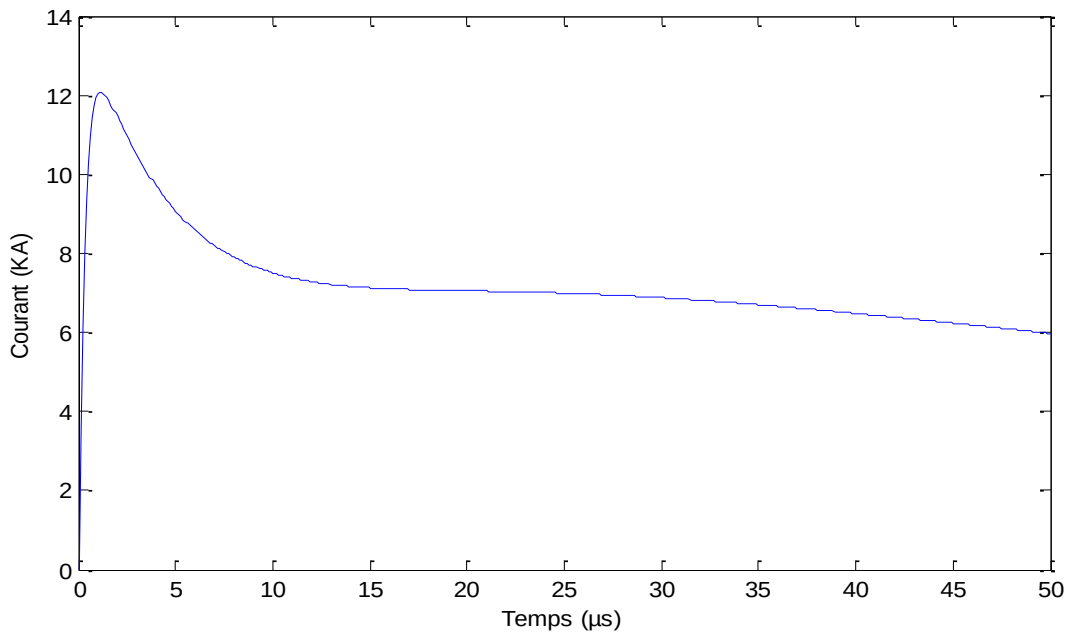


Fig. II-2 : Courant a la base de canal de foudre calculés a l'aide du modèle bé-exponentiel au l'arc en retour subséquent

II.2.2 Modèle de « Heidler » :

En 1985, **Heidler** [5] a présenté une nouvelle expression analytique présentant le courant à la base du canal de foudre.

L'utilisation de cette dernière a donné des résultats qui correspondent mieux aux observations expérimentales. L'expression du courant est sous la forme suivante :[5]

$$i_1(t) = \frac{I_1}{\eta_1} \cdot \frac{(t/\tau_1)^{n_1}}{1 + (t/\tau_1)^{n_1}} \exp(t/\tau_2) \quad (\text{II-4})$$

i_1 : Amplitude maximale du courant i_1 ;

τ_1 : Temps de montée du courant i_1 ;

τ_2 : Temps de l'impulsion de i_1 .

$$\eta_1 = \exp [- (\tau_1/\tau_2) (n_1 \frac{\tau_1}{\tau_2})^{1/n_1}] \quad (II-5)$$

Cependant, dans plusieurs travaux, une somme de deux fonctions de type (II-4) a été utilisée, dont l'objectif est de représenter les courants de l'arc en retour subséquent à la base du canal de la foudre.[5]

Ainsi, le courant se présente sous la forme :

$$I(0, t) = i_1(t) + i_2(t) \quad (II-6)$$

Avec :

$$i_1(t) = \frac{I_1}{\eta_1} \cdot \frac{(t/\tau_{11})^{n_1}}{1 + (t/\tau_{11})^{n_1}} \exp(t/\tau_{12}) \quad \text{et} \quad i_2(t) = \frac{I_1}{\eta_1} \cdot \frac{(t/\tau_{21})^{n_2}}{1 + (t/\tau_{21})^{n_2}} \exp(t/\tau_{22}) \quad (II-7)$$

Type de l'arc	I_{01} (KA)	τ_{11} (μ_s)	τ_{21} (μ_s)	n_1	I_{02} (KA)	τ_{12} (μ_s)	n_2
Premier arc en retour	28	1.8	95	2	—	—	2
Arc en retour subséquent	10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	2

*Tableau II-2 : paramètre du courant a la base du canal de foudre pour le modèle Heilder
(premier arc en retour ainsi que l'arc en retour subséquent) [5]*

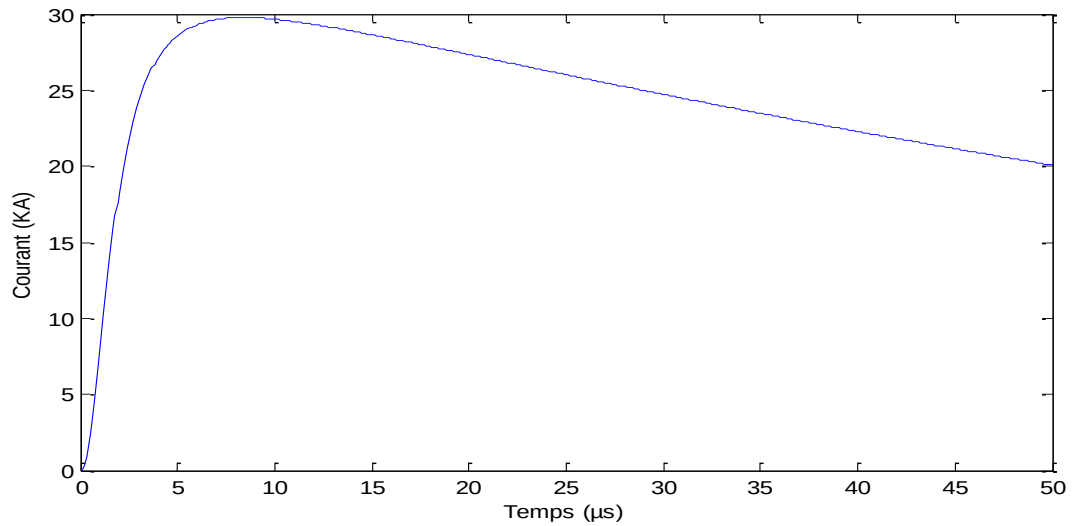


Fig. II-3 : Courant à la base de canal de foudre calculés à l'aide du modèle Heidler pour le premier arc en retour

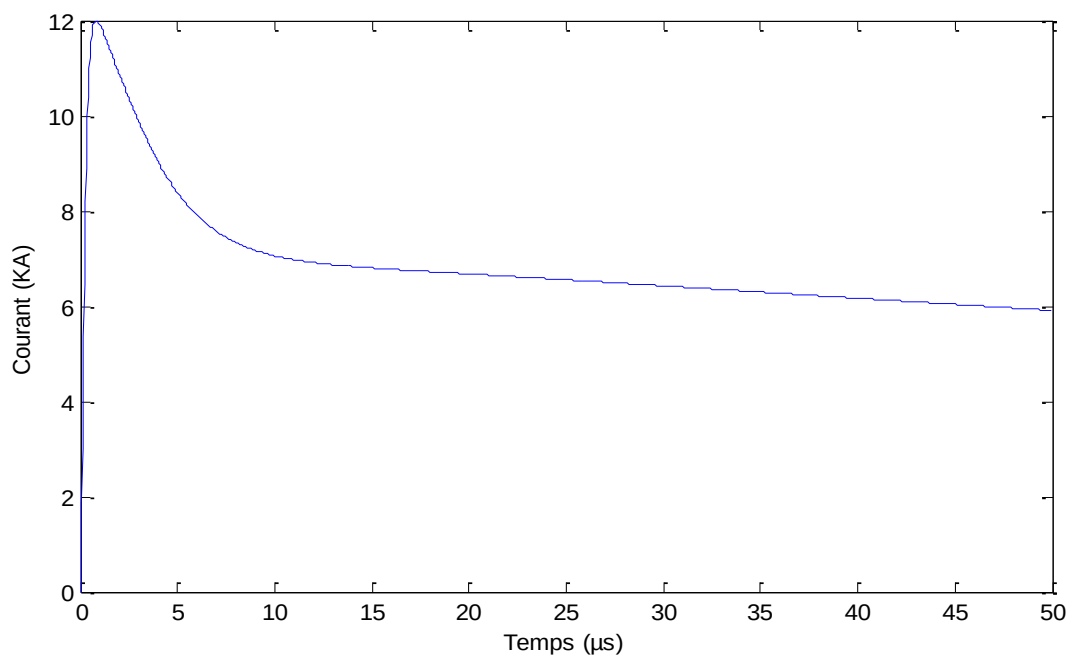


Fig. II-4 : Courant à la base de canal de foudre calculés à l'aide du modèle Heidler pour l'arc en retour subséquent.

II.2.3 Modèle hybride (Heidler - bi-exponentiel) :

En 1990, **Nucci et al.** ont proposé un modèle hybride comprenant la fonction d'**Heidler** et la fonction bi-exponentielle. Ce modèle s'exprime à l'aide de l'expression suivante.[4]

$$I(0, t) = \frac{i_{01}}{\eta} \cdot \frac{(\frac{t}{\tau_1})}{1 + \frac{t}{\tau_1}} e^{\frac{t}{\tau_2}} + i_{02} (e^{\frac{t}{\tau_3}} - e^{\frac{t}{\tau_4}}) \quad (\text{II-8})$$

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

i_1 (KA)	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)	H	i_{02} (KA)	τ_3 (μs)	τ_4 (μs)
9.9	0.072	5	2	7.5	100	6

Tableau II-3 : donne les paramètres de l'expression (II.8) [7]

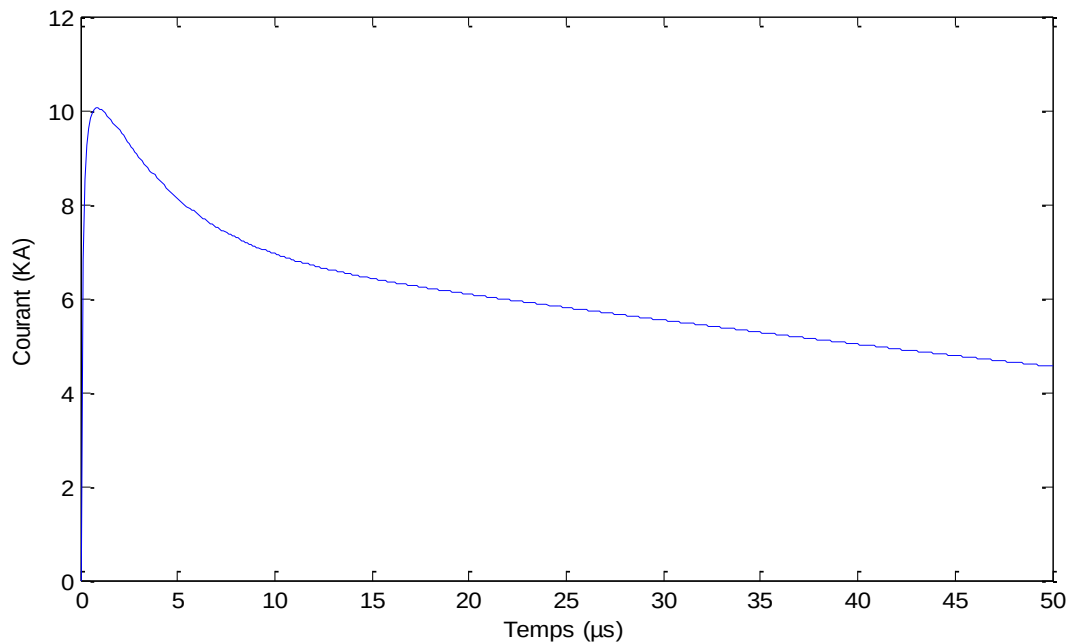


Fig. II-5 : représente le courant a la base de canal calculé par la méthode hybride.

II.3 Modélisation de la distribution du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre :

II.3.1. Classification des modèles de l'arc en retour:

Durant les dernières décennies, plusieurs modèles de l'arc en retour avec différents degrés de complexité ont été développés. Ainsi, les modèles de l'arc en retour sont classés en quatre catégories [6]:

(1) modèles physiques,

(2) modèles électromagnétiques ;

(3) modèles RLC ;

(4) modèles d'ingénieurs.

Nous pouvons décrire ces modèles comme suit :

1) La première catégorie définit la classe des modèles à gaz dynamique ou modèles "physiques", considère principalement l'évolution radiale d'une décharge électrique dans un plasma [6].

2) Dans les modèles électromagnétiques, la théorie des Antennes est adoptée pour simuler le canal de foudre. La distribution spatio-temporelle du courant le long du canal est obtenue par le biais de la résolution numérique des équations de Maxwell. Le calcul du champ électromagnétique s'effectue, en général par l'utilisation de la méthode des moments (MOM) et la méthode des différences finies dans le domaine temporelle (FDTD) [6].

3) Les modèles de la troisième catégorie sont connus sous le nom « modèles RLC » ou « modèles des lignes de transmission ». La décharge de foudre est représentée comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par une résistance, une inductance et une capacité, tous par unité de longueur. Ce type de modèles est utilisé pour déterminer le courant de foudre en fonction du temps et de la hauteur et par la suite le calcul du champ électromagnétique rayonné [6].

4) La dernière classe est celle des modèles d'ingénieur, dans lesquels la distribution spatiale et temporelle du courant du canal de foudre (ou la densité des charges du canal) est spécifiquement basée sur certaines observations des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal, la vitesse de propagation ascendante du front d'onde et le profil de luminosité du canal de foudre [6].

Dans ce travail, nous utilisons les modèles d'ingénieur pour deux raisons essentielles :

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

L'avantage de l'utilisation de ces modèles est qu'on dispose de données expérimentales notamment celle du courant mesuré à la base du canal de foudre.

II.3.2. Modèles d'ingénieurs

Les modèles d'ingénieurs se basent sur la description de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre en fonction du courant mesuré à la base du canal, ceci a donné une certaine simplicité analytique. Les modèles les plus populaires dans cette classe sont :[6]

II.3.2.1 Modèle de Bruce et Golde (BG):

Il s'agit de l'un des premiers modèles dans le genre et probablement le plus simple. Il a été développé par **Bruce** et **Golde** en 1945. Selon ce modèle, le courant $i(z', t)$, à des hauteurs inférieures au front de l'arc en retour, est égalé au courant à la base du canal, et à des hauteurs supérieures au front de l'arc en retour (voir Fig. II-6 et II-7), le courant est nul. Mathématiquement, il est décrit comme suit :[6]

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t) & z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & z' > v \cdot t \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(II - 8)} \\ \text{(II - 9)} \end{matrix}$$

v : la vitesse de l'arc en retour ;

z' : un point du canal de foudre ;

t : le temp.

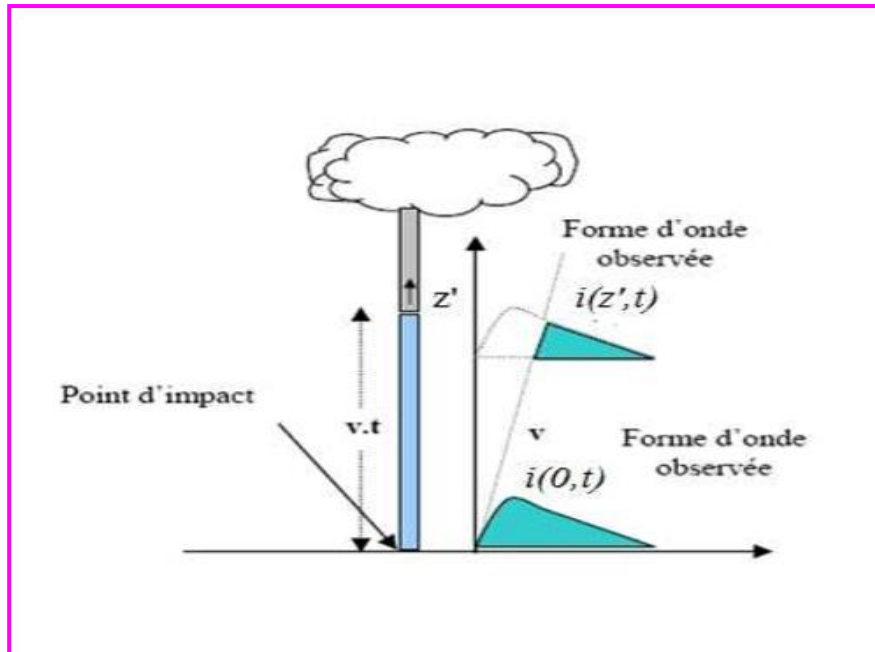


Fig. II-6 : Distribution spatio-temporelle du courant selon le modèle de BG.[6]

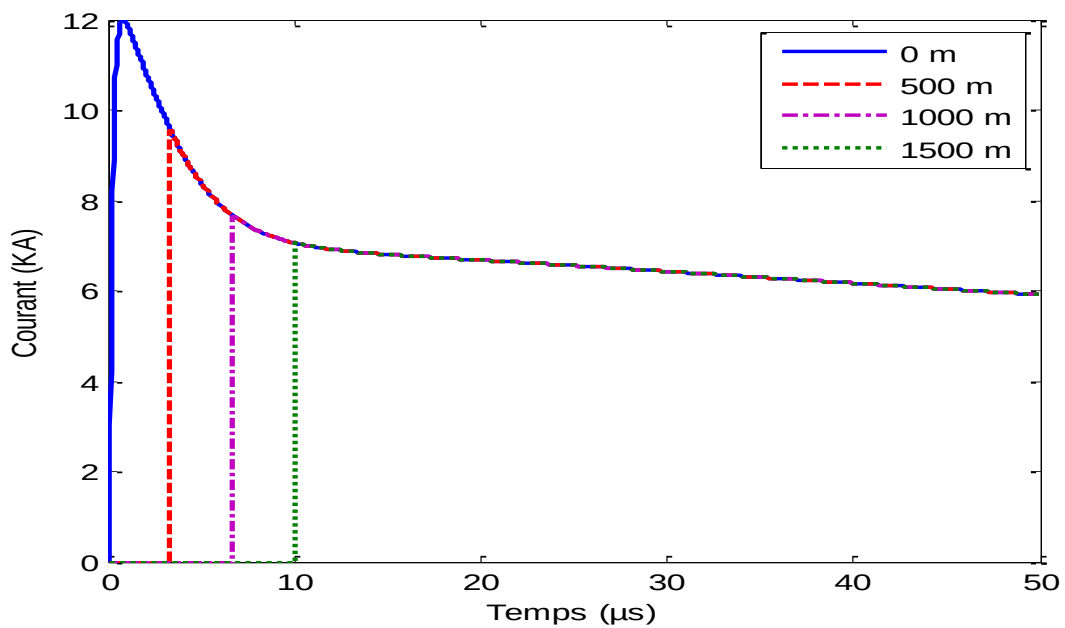


Fig. II-7 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle BG à des différents hauteurs par rapport au sol.

II.3.2.2 Modèle de ligne de transmission (Transmission Line, TL) :

Le modèle assimile le canal de foudre à une ligne de transmission sans pertes ou une impulsion de courant se propage à partir du sol à la vitesse de l'arc en retour en introduisant l'effet du retard (voir Fig. II-8 et II-9) ce modèle fut présenté par **Uman** et **Mclain**[6].

En 1969, il est largement utilisé la distribution du courant est définie par les relations suivantes :

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t - z'/v) & z' \leq v.t \\ i(z', t) = 0 & z' > v.t \end{cases} \quad \text{(II - 10)}$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > v.t \quad \text{(II - 11)}$$

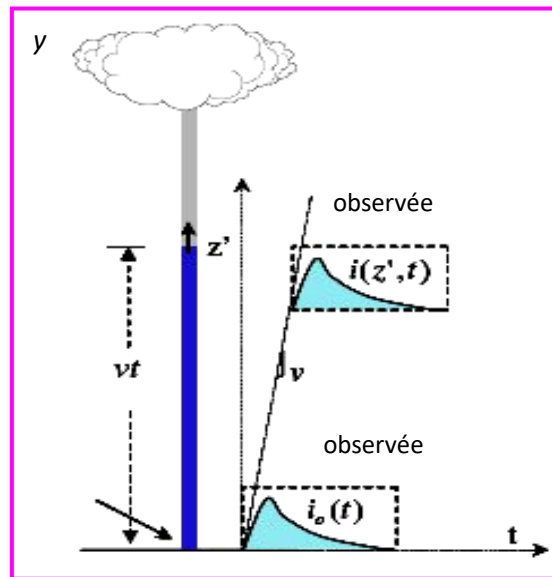


Fig. II-8 : Distribution spatio-temporelle du courant selon le modèle de ligne de transmission TL.[6]

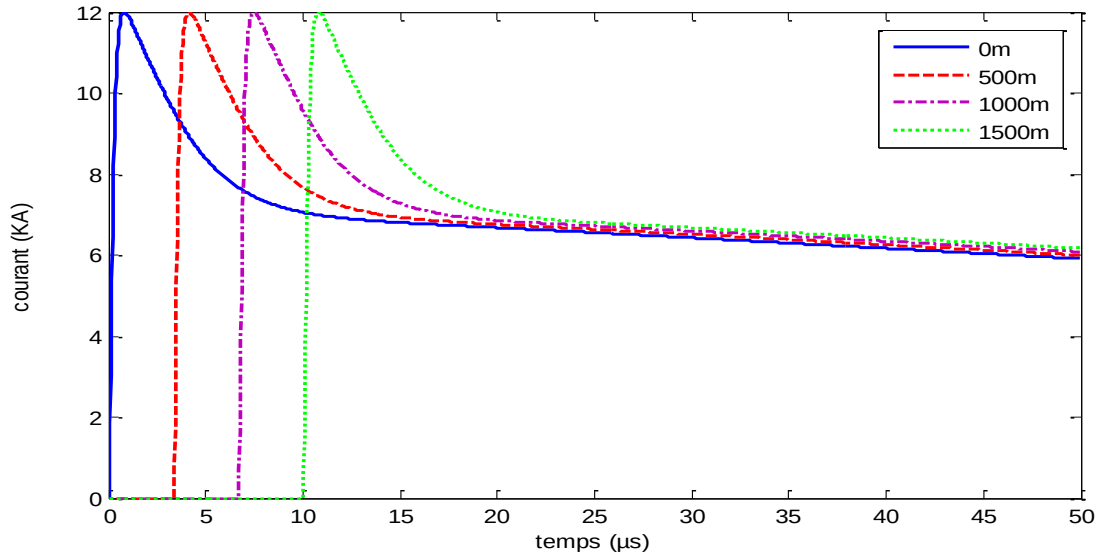


Fig. II-9 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle TL à des différents hauteurs par rapport au sol.

II.3.2.3 Modèle de ligne de transmission modifiée (MTL) :

Le modèle de ligne de transmission TL a été modifié par **Nucci et al.** Et par **Rakov et Dulzon**, tout en introduisant le facteur d'atténuation de l'amplitude du courant avec la hauteur [6].

Les deux modèles sont décrits comme suit :

a) Modèle de ligne de transmission modifié avec une atténuation exponentielle

MTLE :

$$\begin{cases} i(z', t) = \exp\left(\frac{z'}{\lambda}\right) i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) & z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & z' > v \cdot t \end{cases} \quad \text{(II - 12)}$$

$$\text{(II - 13)}$$

Le facteur λ est la constante de décroissance introduite pour tenir compte de l'effet de charges stockées dans le leader qui sont neutralisées durant la phase de l'arc en retour.

Sa valeur typique est de l'ordre de 1.5 à 2 km.

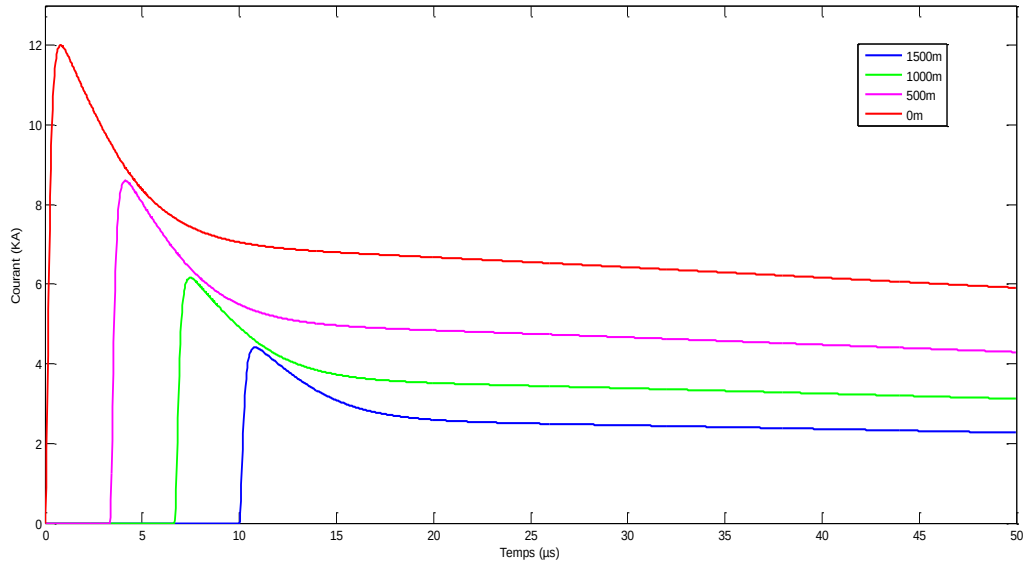


Fig. II-10 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle MTLE à des différents hauteurs par rapport au sol.

b) Modèle de ligne de transmission modifié avec une décroissance linéaire

MTLL:

Dans le modèle MTLL proposé par **Rakov** et **Dulzon**, l'amplitude du courant décroît linéairement (Fig. II-11) lors de sa propagation dans le canal il est décrit par [6]:

$$\begin{cases} i(z', t) = \left(1 - \frac{z'}{H}\right) i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) & z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) = 0 & z' > v \cdot t \end{cases} \quad \text{(II - 14)}$$

$$z' > v \cdot t \quad \text{(II - 15)}$$

Où :

H : la longueur total du canal de foudre.

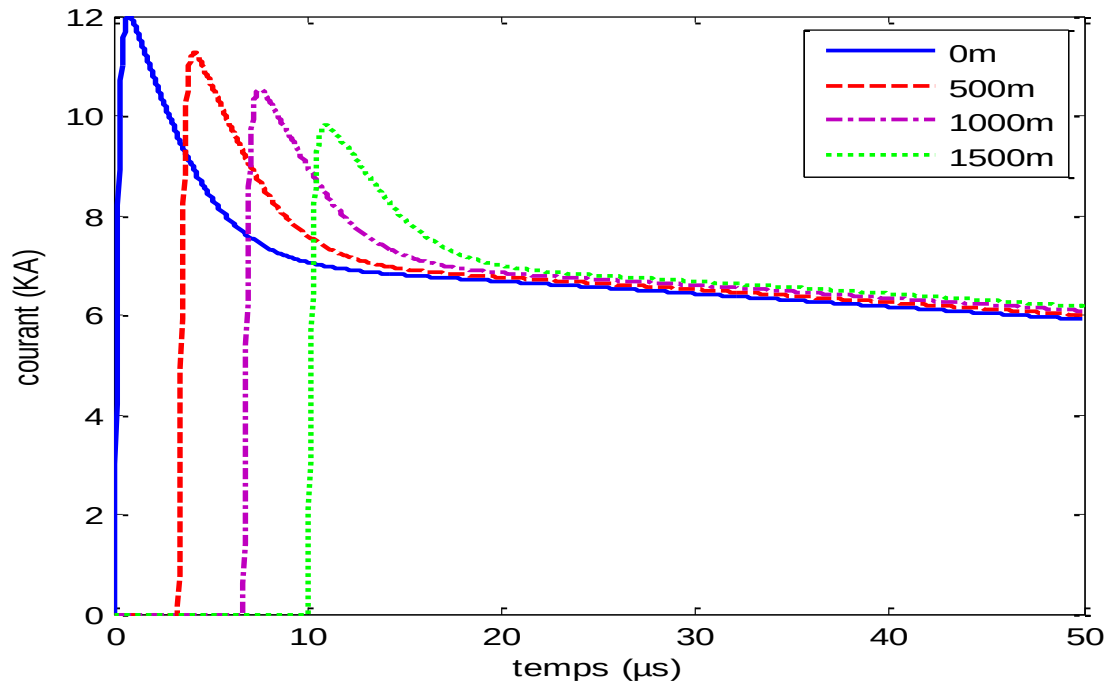


Fig. II-11 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle MTLL à des différents hauteurs par rapport au sol.

II.3.2.4 Modèle de la source de courant progressive (Travelling Curent Source (TCS)) :

Selon ce modèle, proposé par **Heidler** en 1985, les charges du traceur sont instantanément neutralisées à l'arrivée du front de l'arc en retour, une source de courant est associée au front de l'arc-en-retour et parcourt le canal à la vitesse $\mathbf{v}$ de celui-ci *Fig. II-12*.

Le courant résultant se propage jusqu'au sol à la vitesse de la lumière.

Le courant injecté par la source mobile à une hauteur « z' » atteint la base du canal avec un retard de z/c :[6]

$$\begin{cases} i(z', t) = i(0, t + \frac{z'}{c}) & z' \leq v.t \\ i(z', t) = 0 & z' > v \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(II-16)} \\ \text{(II-17)} \end{matrix}$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' > v \quad (\text{II} - 17)$$

c : la vitesse de la lumière.

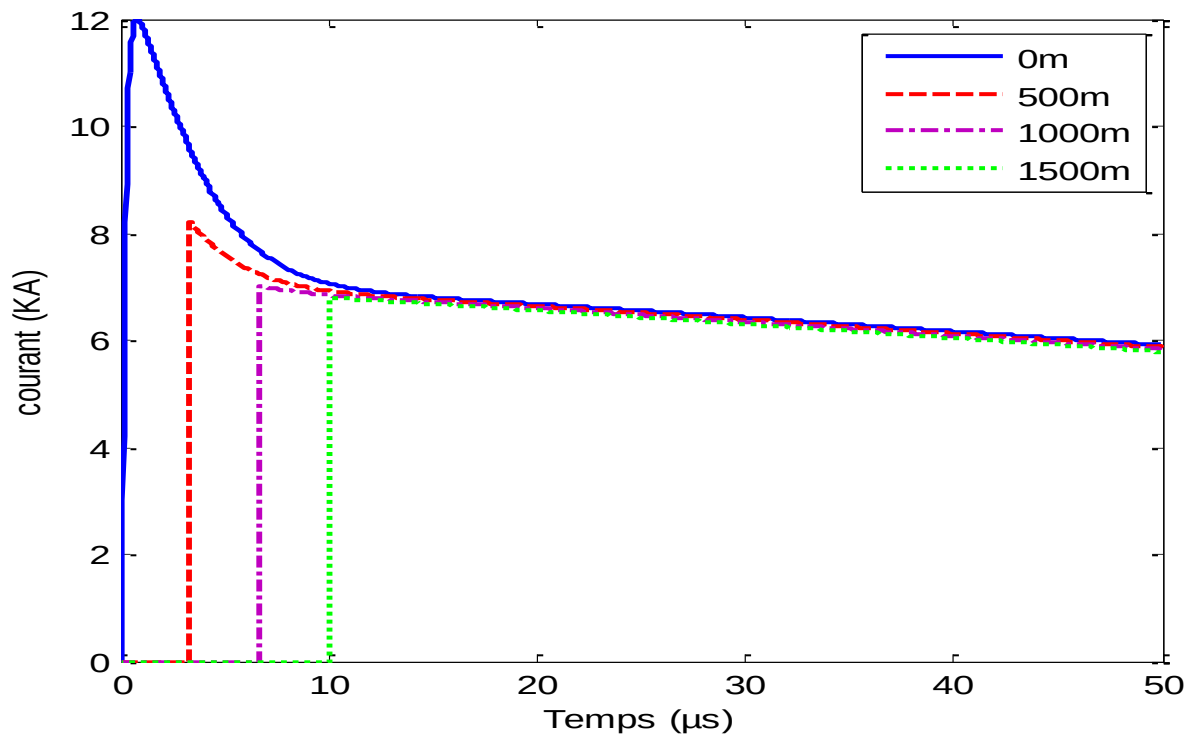


Fig. II-12 : Simulation de la distribution du courant de l'arc en retour calculé par le modèle TCS à des différents hauteurs par rapport au sol.

II.4 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté la Modélisation du courant à la base du canal de foudre et on a fait une brève descriptive est donnée les modèles les plus utilisé.

Nous avons aussi présentés les modèles d'ingénieurs utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour basés sur la connaissance de la seule grandeur mesurable qui est le courant à la base du canal de la foudre.

CHAPITRE III

Modélisation du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre

III.1 Introduction

La protection efficace des systèmes électriques et électroniques contre les perturbations induites par les coups de foudre indirect nécessite la connaissance et des champs électromagnétiques rayonnés par ses coups de foudre.

Dans la littérature des grands efforts ont été effectuée pour développer des modèles ayant pour but le calcul des composantes du champ électromagnétique associé au coup de foudre.

Dans ce chapitre nous présentons les méthodes populairement utilisées pour le calcul du champ électromagnétique généré par les coups de foudre nuage-sol.

III.2 Géométrie du problème

Pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre descendant, le canal de foudre est considéré comme une antenne verticale de hauteur H placée au-dessus d'un plan conducteur comme l'indique la figure III-1. L'arc en retour de la foudre se propage verticalement le long du canal de foudre avec une vitesse v , et il est parcouru par le courant d'arc en retour dans la distribution spatio-temporelle est la source d'un champ électromagnétique rayonné à partir du canal de la foudre.[7]

La détermination donc, en un point quelconque de l'espace, de ce champ électromagnétique nécessite la connaissance préalable de la distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour.

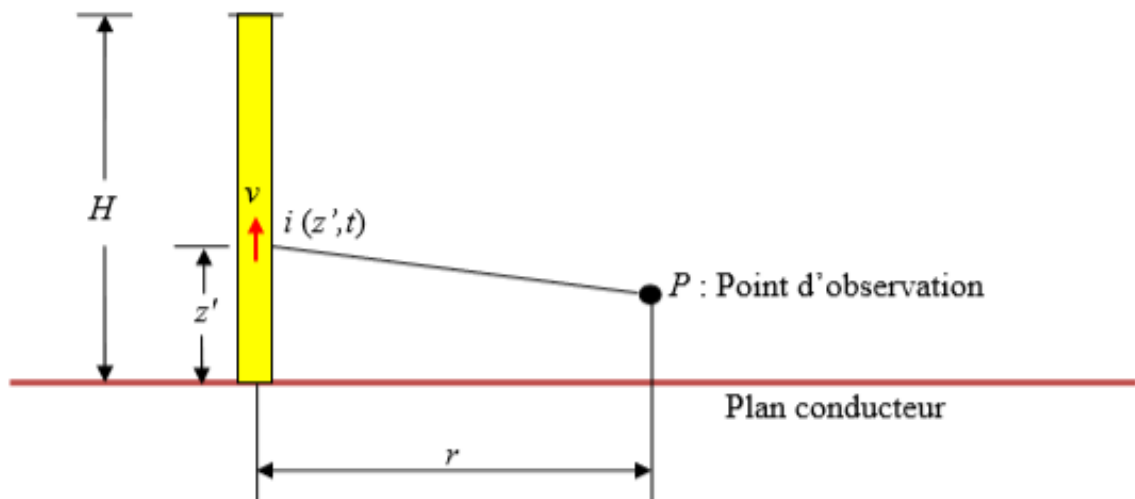


Fig. III-1 : Géométrie adoptée pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre [7].

III.3 Formulation du champ électromagnétique rayonné par la Foudre :

III.3.1 Champ électromagnétique au-dessus du Sol :

III.3.1.1. Equations Générales :

Le problème complet du rayonnement électromagnétique d'un dipôle au-dessus d'un plan conducteur a été traité par **A. Baños** en 1966 [4] en déterminant la solution des équations de Maxwell.

En coordonnées cylindriques, les équations du champ, créé par un dipôle électrique placé à une hauteur z' , sont données par les expressions suivantes [4] dans le domaine fréquentiel *Fig. III-2*.

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

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

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

Avec :

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

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

$$G_{22} = \frac{e^{jk_2 R_d}}{R_d} = \int_0^\infty \frac{2e^{-\gamma_2(z'-z)}}{k_2^2 \gamma_1 + k_1^2 \gamma_2} J_0(\lambda_r) \lambda d\lambda \quad (\text{III. 6})$$

Et :

$$R_{r=\sqrt{r^2+(z'+z)^2}} \quad , \quad R_{r=\sqrt{r^2+(z'-z)^2}}$$

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

$$k_1 = \sqrt{\omega^2 \mu_g \varepsilon_g + j\omega \mu_0 \sigma_g} \quad , \quad k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$$

Les paramètres μ_g , ε_g et σ_g étant respectivement la permittivité diélectrique, la perméabilité magnétique et la conductivité électrique du sol.

J_0 : est la fonction de Bessel d'ordre 0.

$I(z')$: désigner-la transformée de Fourier de la distribution du courant le long du canal.[4]

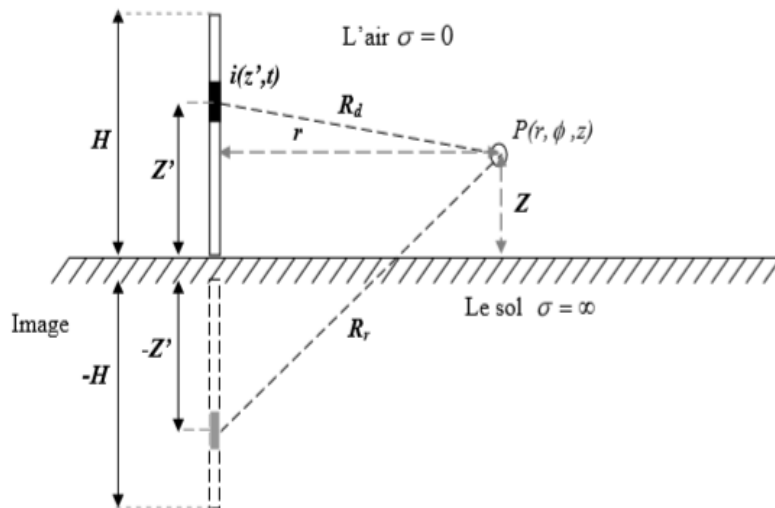


Fig. III-2 : Grandeurs géométriques intervenant dans les équations du champ électromagnétique [4].

Les expressions (III.4) à (III.6) sont connues sous le nom d'intégrales de Sommerfeld, exprimant ainsi, l'interaction de la source électromagnétique avec le sol.

III.3.1.2. Cas d'un sol parfaitement conducteur :

Utilisant l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur, le calcul du champ électromagnétique devient plus simple. Dans ce cas, les composantes des champs électrique et magnétique en un point sont [4]:

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

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

$$B_\phi(r, z, j) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\int_{-H}^H \frac{r}{R^3} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) dz' + \int_{-H}^H \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} dz' \right] \quad (\text{III. 9})$$

Avec :

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

Où :

ϵ_0 : représente la permittivité diélectrique du vide ;

μ_0 : est perméabilité magnétique du vide ;

c : désigne la vitesse de la lumière ;

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

r : la distance horizontale entre le canal de foudre et le point d'observation P .

Les trois termes intervenant dans les équations (III. 7) et (III.8) représentent respectivement les champs électrostatiques, d'induction et de rayonnement, tandis que le premier terme de l'équation (III.9) représente le champ d'induction et le second est le champ de rayonnement.

Le champ électrique vertical et le champ magnétique sont pratiquement indépendants de la hauteur z du point d'observation.[4]

III.3.1.3. Validation de l'hypothèse d'un sol parfaitement conducteur :

Bien que cette hypothèse permette une simplification des équations du champ, elle n'est pas toujours valable. Pour des distances ne dépassant pas quelques kilomètres, elle est une approximation raisonnable dans le calcul du champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal comme il a été montré par plusieurs auteurs. Quant à la composante horizontale du champ électrique, elle est beaucoup plus affectée par la conductivité finie du sol. Pour les distances supérieures à plusieurs kilomètres, la propagation au-dessus d'un sol de conductivité finie n'est plus négligeable et a pour conséquence majeure une atténuation des composantes hautes fréquences, qui se traduit par une diminution de la valeur de pic et de la raideur du front du champ électromagnétique.[4]

III.3.1.4. Prise en compte de la conductivité finie du sol

La prise en compte rigoureuse de la conductivité finie du sol implique des équations de champ électromagnétique complexes contenant des intégrales lentement convergentes (Intégrales de Sommerfeld). Plusieurs formules simplificatrices ont été développées dans la littérature pour palier à ce problème, l'approximation la plus simple, pour des temps de calcul raisonnables avec une bonne précision est connue sous le nom de « l'approximation de Cooray- Rubinstein [4] ».

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

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

Où :

p: est un indice indiquant que le sol est parfaitement conducteur ;

$E_{rp}(r, z, j\omega)$, $H_{\Phi p}(r, 0, j\omega)$ désignent respectivement, les transformées de Fourier du champ électrique horizontal à une hauteur z au-dessus du sol et du champ magnétique au sol (le calcul de ces deux champs se fait en supposant un sol parfait).[4]

Si la conductivité du sol est élevée, l'expression (III.10) peut être simplifiée comme suit [4]:

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\Phi p}(r, 0, j\omega) \cdot \frac{1+j}{\sigma_s \delta_s} \quad (\text{III. 11})$$

Avec :

δ_s : Épaisseur de peau, s'exprime par l'expression suivante :

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma_s \cdot \mu_s}}$$

La formule de **Cooray-Rubinstein** permet d'obtenir des approximations satisfaisantes du champ pour toutes les distances considérées. En plus, parmi toutes les formules simplificatrices, elle est la seule à reproduire l'inversion de polarité du champ à moyenne distance. Récemment, a proposé une petite modification dans le terme du champ électrique horizontal au-dessus d'un sol parfait de l'expression (III.10). Cette modification a pour but l'amélioration de l'approximation [4] :

$$E_{rp}(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega)_s + E_{rp}(r, z, j\omega)_i + 0.4E_{rp}(r, z, j\omega))_r \quad (\text{III. 12})$$

Les indices :

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

III.3.2 Champ électromagnétique en dessous du sol:

Les expressions générales du champ électrique en un point situé en dessous d'un sol de conductivité finie généré par un dipôle au-dessus du sol ont été développées dans les années soixante par **A. Baños**[4].

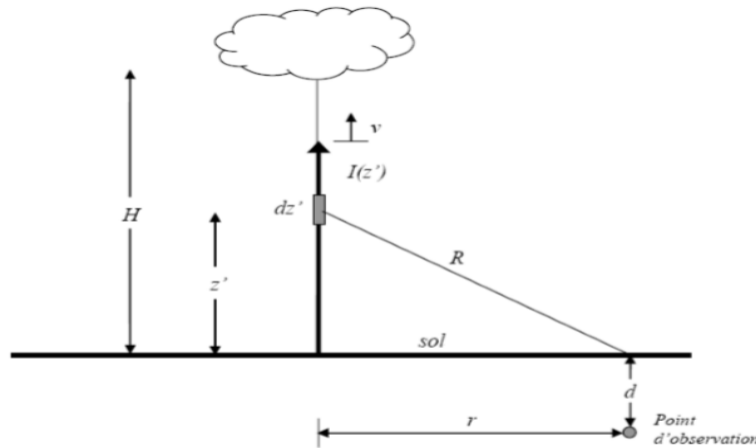


Fig. III-3 : Géométrie du problème lié au calcul du champ électromagnétique en dessous du sol [4]

Les équations du champ développées par **A. Baños** [4] sont écrites dans le domaine fréquentiel et contiennent des intégrales de Sommerfeld. L'évaluation numérique directe de

ces équations n'est pas recommandée surtout dans le cas d'un couplage du champ avec un câble souterrain.

III.3.2.2. Formule de Cooray :

En 2001, **Cooray** [4] a proposé des expressions plus simples du champ électromagnétique en dessous du sol, en fonction du champ au sol :

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

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

$$H_\phi(j\omega, r, d) = H_\phi(j\omega, r, 0) e^{-k_g d} \quad (\text{III. 15})$$

Avec :

$$k_g = \sqrt{j\omega \mu_o \sigma_g - \omega^2 \mu_o \varepsilon_g} \quad (\text{III. 16})$$

Au sol, le champ électrique vertical et le champ magnétique azimutal, peuvent être calculés en utilisant l'hypothèse d'un sol parfait, le champ électrique radial se calcule par l'approximation de **Cooray-Rubinstein** [4].

Les expressions (III.13)-(III.15) sont données dans le domaine fréquentiel, le passage au domaine temporel s'effectue en utilisant une Transformée de Fourier Inverse.

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

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite Difference Time Domain) a été introduite pour la première fois par **Yee et al.** en 1966 [7]. Dans cette méthode, l'approximation des différences centrées est appliquée aux équations de Maxwell, formées de la loi de Faraday et la loi d'Ampère dans le domaine temporel. A l'aide de cette dernière la résolution des équations du champ électrique et du champ magnétique peut être effectuée à chaque pas temporel et en chaque point de l'espace du volume étudié.

III.4.1 Equations de Maxwell en trois dimensions :

Selon **Yee** [7] les équations de Maxwell dans un milieu isotrope peuvent être écrites sous la forme:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III-17})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (\text{III-18})$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (\text{III-19})$$

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} \quad (\text{III-20})$$

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{III-21})$$

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:perméabilité du milieu ;

ε:permittivité du milieu.

Dans un système des coordonnées cartésiennes en trois dimensions les équations (III-17) et (III-18) s'expriment sous la forme suivante:[7]

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III-22})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (\text{III-23})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{III-24})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right) \quad (\text{III-25})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} - \sigma E_y \right) \quad (\text{III-26})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} - \sigma E_z \right) \quad (\text{III-27})$$

III.4.2 FDTD-3D en coordonnées cartésiennes:

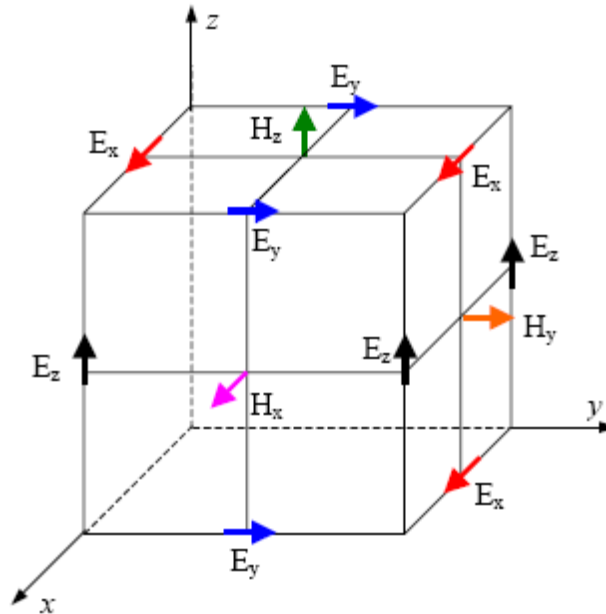


Fig. III-4 : Emplacement des composantes de champ électrique et magnétique sur ou dans la cellule de discrétisation [7]

La méthode FDTD en 3D nécessite l'utilisation de tout l'espace concerné par l'analyse contenant tous les éléments intervenant dans la propagation du champ électromagnétique.

Cet espace de travail est divisé en cellules cubiques ou parallélépipèdes rectangulaires dont les longueurs des cotés sont Δx , Δy , Δz . Comme il est indiqué sur Fig. III-3, les composantes du champ électrique sont placées aux milieux des côtés de la cellule. Les composantes du champ magnétique sont placées aux centres des faces de la cellule cubique ou parallélépipédique et sont verticales à ces faces [7].

Les composantes du champ électrique sont calculées aux pas temporels $n\Delta t$, tel que n est un nombre entier et Δt est le pas de discrétisation temporelle, tandis que les composantes du champ magnétique sont calculées au demi du pas temporel $(n+1/2)\Delta t$ [7].

Les équations des composantes du champ électrique E_x , E_y et E_z , suivant les trois directions x , y et z , sont dérivées de la loi d'Ampère et celles du champ magnétique sont obtenues à l'aide de la loi de Faraday.[7]

La loi d'Ampère peut être donnée par la formule suivante [7]:

$$\nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} = \varepsilon \frac{\partial E^{n-\frac{1}{2}}}{\partial t} + J^{n-\frac{1}{2}} = \varepsilon \frac{\partial E^{n-\frac{1}{2}}}{\partial t} + \sigma E^{n-\frac{1}{2}} \quad (\text{III-28})$$

Si on applique l'approximation des différences finies centrées à l'équation (III-28) est exprimée comme suit :

$$\varepsilon \frac{\partial E^{n-\frac{1}{2}}}{\partial t} + \sigma E^{n-\frac{1}{2}} \approx \varepsilon \frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} + \sigma \frac{E^n + E^{n-1}}{2} \approx \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (\text{III-29})$$

Si l'équation (III-29) est réarrangée, l'équation du champ électrique au pas temporel n , E^n écrite en fonction de sa valeur précédente E^{n-1} et en fonction du produit vectoriel du champ magnétique avec l'opérateur ∇ (on obtient une boucle carrée formée de quatre composantes du champ magnétique), on obtient la forme suivante :[7]

$$E^n = \left(\frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \right) E^{n-1} + \left(\frac{\frac{\Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \right) \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (\text{III-30})$$

A partir de l'équation (III-30), on peut exprimer la formule du champ électrique E_x situé au point $(i+1/2, j, k)$ par la formule suivante :

$$E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) = \frac{1 - \frac{\sigma(i+\frac{1}{2},j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2},j,k)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2},j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2},j,k)}} E_x^{n-1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i+\frac{1}{2},j,k)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2},j,k)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2},j,k)}} \cdot \left[\frac{H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2} \right)}{\Delta z} \right] \quad (\text{III-31})$$

Les équations des composantes E_y et E_z du champ électrique peuvent être déduites de la même manière et s'écrivent comme suit :

$$E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) = \frac{1 - \frac{\sigma(i, j + \frac{1}{2}, k) \Delta t}{2\varepsilon(i, j + \frac{1}{2}, k)}}{1 + \frac{\sigma(i, j + \frac{1}{2}, k) \Delta t}{2\varepsilon(i, j + \frac{1}{2}, k)}} E_y^{n-1} \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j + \frac{1}{2}, k)}}{1 + \frac{\sigma(i, j + \frac{1}{2}, k) \Delta t}{2\varepsilon(i, j + \frac{1}{2}, k)}} \cdot \left[\frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2} \right)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta x} \right] \quad (\text{III-32})$$

$$E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) = \frac{1 - \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}} E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + \frac{1}{2}) \Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + \frac{1}{2})}} \cdot \left[\frac{H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} \right] \quad (\text{III-33})$$

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

$$\nabla \times E^n = -\mu \frac{\partial H^n}{\partial t} \quad (\text{III-34})$$

L'application de l'approximation des différences finies centrés à l'équation (III-34) permet d'aboutir à l'expression suivante [7]:

$$\mu \frac{\partial H^n}{\partial t} \approx \mu \frac{H^{n+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \approx -\nabla \times E^n \quad (\text{III-35})$$

Si l'équation (III-35) est réarrangée, l'expression du champ magnétique calculé au pas temporel $n+1/2$ est obtenue en fonction de la valeur précédente du champ magnétique et des

valeurs du champ électrique qui forme une boucle autour de la composante du champ magnétique considéré, cette expression est donnée par [7]:

$$H^{n+\frac{1}{2}} = H^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^n \quad (\text{III-36})$$

A partir de l'équation (III-36), la composante $H_x^{n+\frac{1}{2}}$ du champ magnétique positionnée au point $(i, j+1/2, k+1/2)$ s'écrit comme suit:

$$H_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)} \cdot \left[\frac{E_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta z} \right] \quad (\text{III-37})$$

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

$$H_y^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) = H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)} \cdot \left[\frac{E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1 \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right)}{\Delta z} - \frac{E_z^n \left(i + 1, j, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} \right] \quad (\text{III-38})$$

$$H_z^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) = H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - \frac{\Delta t}{\mu \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right)} \cdot \left[\frac{E_y^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta x} - \frac{E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right)}{\Delta y} \right] \quad (\text{III-39})$$

Le calcul des composantes $E_x^n, E_y^n, E_z^n, H_x^{n+1/2}, H_y^{n+1/2}$ et $H_z^{n+1/2}$ permet d'obtenir les champs électriques et magnétiques en tous points du volume de travail et à tout instant appartenant à la durée de simulation fixée.[7]

III.4.3 Critère de stabilité de la méthode FDTD:

Pour assurer la stabilité de calcul à l'aide de la méthode des différences finies, dans le domaine temporel (FDTD), il est nécessaire de satisfaire la condition de COURANT (*Courant et al.* [7]) exprimant la relation entre le pas de calcul temporel Δt et les pas de discrétisation

spatiale : $\Delta x, \Delta y$ et Δz . Cette condition s'exprime mathématiquement par la formule suivante [7]:

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (\text{III-40})$$

c : étant la vitesse de la lumière.

Si les pas de discrétisation spatiale sont égaux : $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta s$ l'inégalité (III-40) se réduit à :

$$\frac{\Delta t}{\sqrt{\mu\epsilon}} \leq \frac{\Delta s}{\sqrt{3}} \quad (\text{III-41})$$

III.4.4 Conditions aux limites:

Afin de calculer le champ électromagnétique dans le domaine temporel en exploitant la méthode des différences finies dans un domaine non borné, il est indispensable d'avoir une méthode limitant le volume de l'espace de travail. Cette limitation est réalisée d'une manière à éviter la réflexion au niveau des bornes frontières du domaine de calcul. Dans la littérature différentes conditions aux limites sont proposées pour atteindre ce but. Dans notre travail on est intéressé par les conditions aux limite absorbantes dites UMPL (Uniaxial Matched perfectly layer).[7]

III.4.4.1 Conditions aux limites UPML ("Uniaxial Percfectly Matched Layer") de

Taflove:

Taflove [7] a proposé une formulation pour réaliser des conditions aux limites absorbantes. Cette formulation consistent principalement en l'exploitation des densités de champs électrique et magnétique afin d'obtenir douze équations.

Les équations relatives aux composantes principales du champ électrique et du champ magnétique ainsi que leurs densités sont exprimées mathématiquement par les formules suivantes [7]:

$$D_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) = \left(\frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot D_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot \left[\frac{H_z^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right] \quad (\text{III-42})$$

$$E_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) = \left(\frac{2\varepsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t}\right) \cdot E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + \left[\frac{1}{(2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\varepsilon}\right] \cdot \left[(2\varepsilon k_x + \sigma_x \Delta t) \cdot D_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - (2\varepsilon k_x - \sigma_x \Delta t) \cdot D_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \right] \quad (\text{III-43})$$

$$B_x^{n+3/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = \left(\frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot B_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) + \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t}\right) \cdot \left[\frac{E_z^{n+1}\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^{n+1}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z} \right] \quad (\text{III-44})$$

$$H_x^{n+3/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = \left(\frac{2\varepsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t}\right) \cdot H_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) + \left[\frac{1}{(2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\mu}\right] \cdot \left[(2\varepsilon k_x + \sigma_x \Delta t) \cdot B_x^{n+3/2}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{III-45})$$

Les composantes principales D_y , D_z , E_y , E_z , B_y , B_z , H_y , H_z peuvent être obtenues de la même manière que les composantes décrites travers les équations (III-42 à 45) [7].

Dans le but de simplification de la mise en œuvre numérique de ces équations les coefficients suivants sont définis [7]:

$$C_1(j) = \frac{2\varepsilon k_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \quad (\text{III-46})$$

$$C_2(j) = \frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon k_y + \sigma_y \Delta t} \quad (\text{III-47})$$

$$C_3(k) = \frac{2\varepsilon k_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t} \quad (\text{III-48})$$

$$C_4(k) = \frac{1}{(2\varepsilon k_z + \sigma_z \Delta t)\varepsilon} \quad (\text{III-49})$$

$$C_5(i) = 2\varepsilon k_x + \sigma_x \Delta t \quad (\text{III-50})$$

$$C_6(i) = 2\varepsilon k_x - \sigma_x \Delta t \quad (\text{III-51})$$

Avec :

$$\sigma_x(x) = \left(\frac{x}{d}\right)^m \cdot \sigma_{max} \quad (\text{III-52})$$

$$k_x(x) = 1 + (k_{x,max} - 1) \cdot \left(\frac{x}{d}\right)^m \quad (\text{III-53})$$

$$\sigma_{max} = -\frac{(m+1)\ln(R(0))}{2\eta d} \quad (\text{III-54})$$

$$R(\theta) = e^{-2\eta \cos\theta \int_0^d \sigma(x) dx} \quad (\text{Erreur de réflexion}) \quad (\text{III-55})$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (\text{III-56})$$

d: épaisseur de la région MPL.

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

Le calcul de ces coefficients (équations III-46 à 51) permet un traitement unifié du champ électromagnétique dans tout le volume borné par l'espace de travail et celui de la région PML ensemble. Les valeurs des paramètres σ et k dans l'espace de travail dépendent de la nature du milieu considéré. Par exemple dans le vide (air) ils valent $\sigma = 0$ et $k = 1$. Cependant, dans la région PML σ et k sont considérés comme des polynômes dont les expressions mathématiques sont données par les équations (III-52) et (III-53). De la même manière on obtient les coefficients des autres composantes de champs électrique et magnétique ainsi que ceux des densités associées ($D_y, D_z, E_y, E_z, B_y, B_z, H_y, H_z$). [7]

III.4.5 Représentation du fil mince dans la technique FDTD:

Noda et Yokoyama [7] ont démontré que dans l'étude du champ électromagnétique en utilisant la méthode 3D-FDTD, le rayon équivalent d'un fil rectiligne et parfaitement conducteur posé dans un milieu sans pertes et représenté en forçant les composantes tangentielles du champ électrique à être nulles le long de l'axe de ce fil, vaut : $a_0 = 0.23\Delta s$ (exemple : dans la simulation du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre en utilisant la méthode 3D-FDTD le rayon équivalent du fil vertical qui représente le canal de foudre est $a_0 = 0.23\Delta s$), avec Δs : la longueur du côté latéral de la cellule de discrétisation employée dans le calcul. De plus, ces auteurs ont représenté un fil ayant un rayon a autre que

le rayon équivalent a_0 , en mettant ce dernier (le fil qui a un rayon de $a_0 = 0.23\Delta s$) dans un milieu artificiel parallélépipédique [7].

Aussi, dans le but d'avoir un fil ayant 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, alors que celle de la permittivité (utilisée pour calculer les composantes radiales du champ électrique) doit être diminuée. Dans un milieu avec pertes, la conductivité doit avoir la même modification que la permittivité. Ainsi, la perméabilité μ'_r , la permittivité ϵ'_r et la conductivité σ' , du milieu artificiel peuvent être écrites en fonction des paramètres (perméabilité, permittivité et conductivité) du milieu original (le milieu où champ électromagnétique se propage, pour la foudre c'est l'air) par les formules suivantes [7]:

$$\mu'_r = m/\mu_r \quad (III-57)$$

$$\epsilon'_r = m\epsilon_r \quad (III-58)$$

$$\sigma' = m\sigma \quad (III-59)$$

$$m = \frac{\ln\left(\frac{\Delta s}{a_0}\right)}{\ln\left(\frac{\Delta s}{a}\right)} \quad (III-60)$$

Avec :

μ_r, σ , et ϵ_r : désignent respectivement la perméabilité relative, la permittivité relative et la conductivité du milieu original, et m : le coefficient utilisé pour calculer la perméabilité, la permittivité et la conductivité du milieu artificiel à partir de celles du milieu original.

Notons que dans la représentation d'un fil ayant un rayon a inférieur au rayon équivalent a_0 , la perméabilité modifiée μ'_r est aussi utilisée pour calculer les composantes du axiales du champ magnétique se trouvant en parallèle avec le fil mince afin d'éviter l'instabilité numérique (cf *Fig. III-5-a*). Aussi, dans la représentation d'un fil ayant un rayon supérieur au rayon équivalent a_0 , la permittivité relative modifiée ϵ'_r est employée pour calculer les composantes axiales du champ électrique qui s'orientent dans la même direction que le fil mince, comme il est indiqué dans la figure (*Fig. III-5-b*) [7].

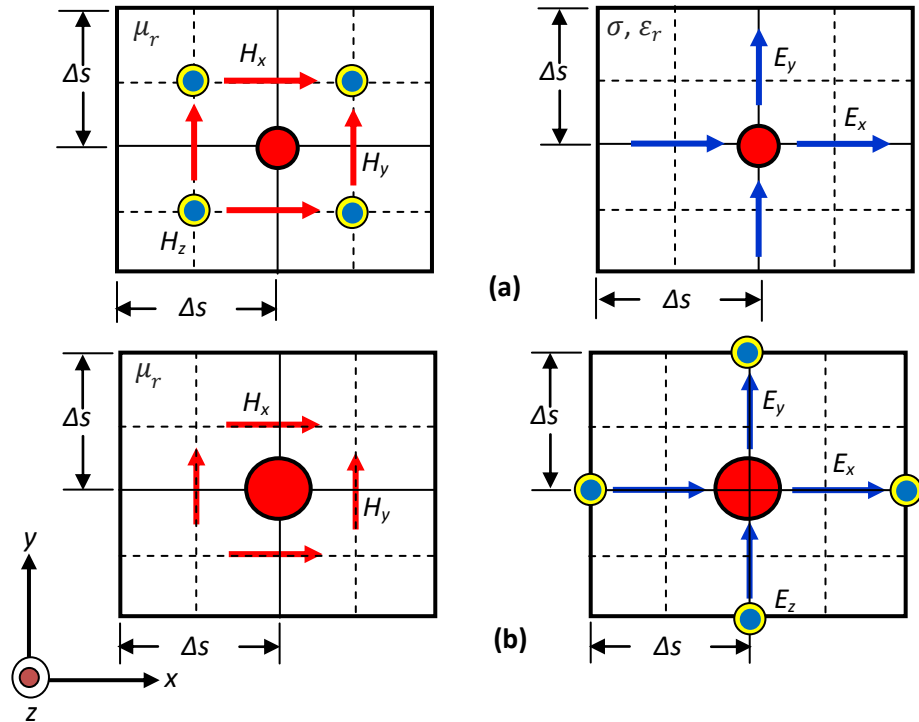


Fig. III-5 : Représentation du fil mince dans la technique FDTD : Fil placé dans la direction de l'axe des z et ayant un rayon a ainsi que la configuration des composantes du champ électrique et magnétique bouclant le fil : (a) $a < a_0$ ($m < 1$) et (b) $a > a_0$ ($m > 1$) [7, 9]

III.5 Conclusion:

Le calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre nécessite la connaissance préalable de la géométrie du problème ainsi que les points concernés par le calcul. Dans ce chapitre nous avons passé en revue quelques géométries associées par les méthodes mathématiques nécessaires pour traiter chaque cas. Aussi, on a entamé la description de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), tel que les équations de Maxwell ont été montrées, dans ce chapitre les conditions aux limites absorbantes dites UMPL (Uniaxial Matched perfectly layer) ont été prises en considération, également une représentation du fil mince dans la méthode **FDTD** en trois dimensions a été faite.

CHAPITRE IV

***Modélisation des surtensions induites par
un coup de foudre sur les lignes aériennes***

IV.1 Introduction :

Le champ électromagnétique résultant d'une distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre provoque des surtensions induites dans les dispositifs environnants (les lignes de transport d'énergie électrique). Ces surtensions sont de nos jours un problème majeur dans le domaine de la qualité de l'énergie et la compatibilité électromagnétique (CEM) cette dernière est une discipline scientifique et technique qui trouve des solutions aux problèmes de cohabitation entre les systèmes électriques et/ou électroniques et entre eux et l'environnement. . Le calcul de ces surtensions induites impose l'utilisation d'un modèle de couplage (des équations de couplage) adéquat basé sur la théorie des lignes de transmission.

IV.2 Compatibilité électromagnétique dans les réseaux électriques :

La complexité des réseaux électriques exige l'installation de dispositifs électroniques de commande et de contrôle. Ainsi, en parallèle avec le réseau d'énergie, on trouve un véritable réseau de télécommunication nécessaire au pilotage à distance des différents ouvrages. Parmi les informations transmises par ce réseau de télécommunication, on peut citer : les ordres donnés par les centres de décision en direction des centres de conduite et les mesures effectuées en différents points du réseau et transmises au centre de décision [8].

Cependant, lorsqu'un champ électromagnétique perturbe ou endommage le système de contrôle et de commande, il résulte des conséquences indésirables au niveau du réseau d'énergie comme : la modification des ordres de décision, l'exécution d'actions dangereuses par les systèmes de commande, et des fausses mesures qui donnent des informations erronées au centre de calcul [8].

Pour cela il faut protéger le réseau de contrôle-commande des effets des champs électromagnétiques. Les champs susceptibles de perturber le bon fonctionnement de réseau proviennent principalement de la foudre et des surtensions de manœuvres dans les postes électriques. Les phénomènes transitoires dus aux impacts directs ou indirects de la foudre sont importants en particulier pour les réseaux d'énergie en raison de la hauteur des ouvrages ce qui engendre des effets directs lorsque le champ électromagnétique est suffisamment élevé pour endommager ou détruire un élément du réseau, ou indirects engendrant des dysfonctionnements du système de contrôle-commande du réseau [8].

Le champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre indirect induit des surtensions sur le réseau électrique, pour les déterminer on a besoin d'outils de calcul. Ainsi de nombreux travaux de recherche sont menés afin de mettre en point des modèles mathématiques représentatifs du phénomène de foudre. Dans le paragraphe suivant nous allons présenter l'état de l'art relatif au calcul des surtensions induites par un coup de foudre sur des éléments du réseau électrique notamment les lignes d'énergie [8].

IV.3 Etat de l'art concernant le calcul des tensions induites par un coup de foudre sur les lignes aériennes :[8]

En 1908 K.W.**Wagner** conduisait les premières recherches théoriques sur les impulsions induites par la foudre sur les lignes d'énergie. Il a affirmé que le nuage orageux, qui est situé au-dessus de la ligne induit dans celle-ci des charges dont la polarité est positive. Il a ensuite déterminé la charge induite le long de la ligne, en supposant que les charges libres peuvent être transportées à la terre à travers une résistance de fuite et la mise à la terre du neutre de la ligne pendant le temps où la valeur du champ augmente, et que le potentiel résistant de la ligne soit égal à zéro. Si la charge du nuage orageux disparaît, la charge induite est libre de se déplacer le long de la ligne comme une onde mobile. D'après cette théorie, la tension induite sur la ligne est donnée par le produit de la hauteur du conducteur au-dessus du sol et le champ électrique produit par la décharge orageuse. Le temps de front est donné par la variation du champ électrique inducteur le long de la ligne. [8]

Bewley en 1929 , a amélioré la théorie de **Wagner** en considérant que le champ électrique inducteur ne peut pas disparaître instantanément, mais doit obligatoirement avoir une dérivée temporelle limitée. Cela implique que la longueur d'onde mobile augmente en même temps lorsque son amplitude diminue.[8]

Aigner, a publié en 1935 un intéressant article, considéré comme le premier dans la littérature sur le présent sujet, où l'effet inducteur du canal vertical de foudre vers le sol a été pris en considération. Il a utilisé uniquement le champ magnétique de foudre pour calculer la tension induite, et les calculs sont effectués sur les bases quasi-stationnaires et en supposant que le courant de foudre est varié sinusoïdalement, ce qui limite la valeur du travail.[8]

En 1942 **C. F. Wagner** et **Mc. Cann** , ont publié un article, basé sur les recherches de **Schonland**. Ils ont ensuite démontré que la tension induite est maximale pendant la phase de l'arc en retour. Ils supposent que la charge électrique est distribuée uniformément, et que le

courant de l'arc en retour se propage dans le sens ascendant avec une vitesse constante le long du canal de foudre. Le champ électrique a été calculé à l'aide d'un développement des équations de Maxwell, et à partir d'un courant ayant la forme d'une fonction échelon. La tension induite a été calculée en utilisant une méthode intégration numérique, en négligeant le potentiel vecteur.

Szpor en 1948, a publié des travaux relatifs au calcul des tensions induites causées par un canal vertical de foudre en utilisant une formulation plus compliquée que celle de **C. F. Wagner** et **Mc. Cann**. Ainsi, dans sa nouvelle formulation il prend en compte l'induction magnétique et électrostatique tout en considérant le cas quasi-stationnaire, les résultats qu'il obtient sont donc validés uniquement dans le voisinage immédiat de la foudre. A noter que les tensions induites calculées par **Szpor** ont la même amplitude que celle donnée par **C. F. Wagner** et **Mc. Cann**. [8]

Le chercheur **Golde** en 1954 a travaillé sur l'influence des tensions induites sur la fréquence de défaut des lignes électriques. La méthodologie de calcul des tensions induites n'est pas très différente de celle de **C. F. Wagner** et **Mc. Cann**. Ainsi, il propose que la charge distribuée le long du traceur descendant diminue exponentiellement avec la hauteur par rapport au sol. Il suppose aussi que la vitesse de propagation de l'arc en retour diminue exponentiellement en fonction du temps. Ces deux suppositions sont probablement en bon accord avec l'expérience de **C. F. Wagner** et **Mc. Cann**. L'influence des différentes suppositions sur la valeur maximale de la tension induite n'est pas assez grande. **Golde** suppose que la valeur de la vitesse de l'arc en retour est de l'ordre de 80 m/μs c-a-d 27% de la valeur de la vitesse de lumière. Dans les travaux de **R. Lundholm**, en 1955, ce dernier décrit le calcul de tensions induites dans une ligne de transport HT courte et dans une ligne longue. Le calcul est effectué avec des suppositions de **C. F. Wagner** et **Mc. Cann**. Cependant **Lundholm** aborde d'une façon plus élégante la relation entre la vitesse de l'arc en retour et le courant de foudre. A noter que la tension induite est calculée en négligeant le champ magnétique, ce donne un résultat du point de vue théorique pas très convaincant. [8]

Dans son travail en 1958, **S. Rusck** a présenté un modèle de couplage du champ EM rayonné par coup de foudre avec les lignes de transmission. Les équations de la ligne de transmission proposées par **Rusck** sont exprimées en termes des courants de la ligne et du potentiel scalaire induit et inducteur. [8]

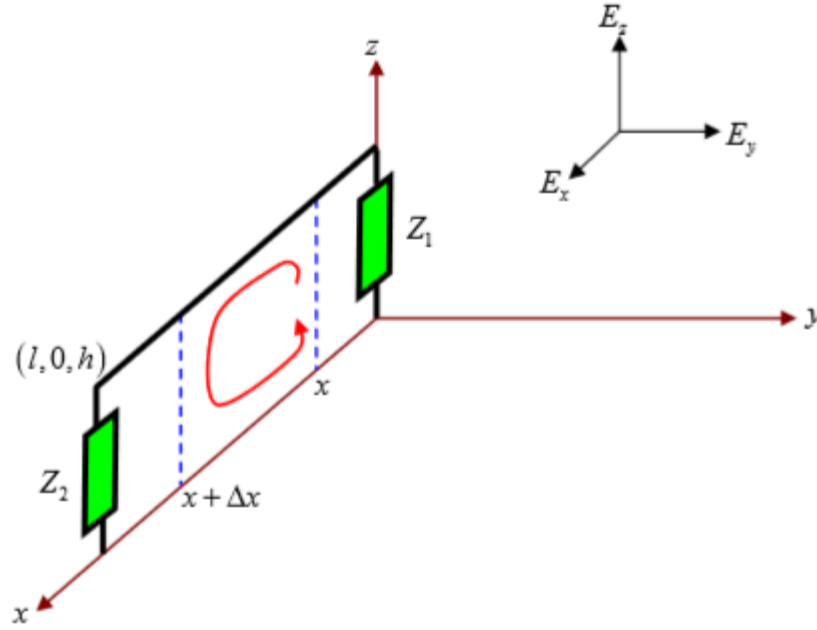


Fig. VI-1 : Géométrie du problème traité par la théorie de Rusck [8]

Considérons la géométrie présentée dans la Fig. VI-11 les équations décrivant la ligne de transmission présentée par **S.Rusck** sont :

$$\frac{\partial V(x,t)}{\partial x} + L \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{VI-1})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial V(x,t)}{\partial t} = C \cdot \frac{\partial V_i(x,t)}{\partial t} \quad (\text{VI-2})$$

$V(x,t)$ est le potentiel scalaire induit et $V_i(x,t)$ est le potentiel scalaire inducteur du champ incident. C désignant respectivement l'inductance et la capacitance par unité de longueur de la ligne. La tension totale est donnée par l'équation :

$$U(x,t) = V(x,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i(x,t)}{\partial t} \quad (\text{VI-3})$$

h est la hauteur de la ligne étudiée et A_z^i est la composante verticale du potentiel vecteur incident. Les conditions aux limites pour la ligne de transmission étudiée sont :

$$U(0,t) = -Z_1 \cdot i(0,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i}{\partial t} \quad (\text{VI-4})$$

$$U(l,t) = -Z_2 \cdot i(l,t) + h \cdot \frac{\partial A_z^i}{\partial t} \quad (\text{VI-5})$$

Dans son étude Rusck effectue une intégration et il obtient des formules analytiques pour calculer le champ électromagnétique et les tensions induites par un courant de foudre le long d'un canal vertical.

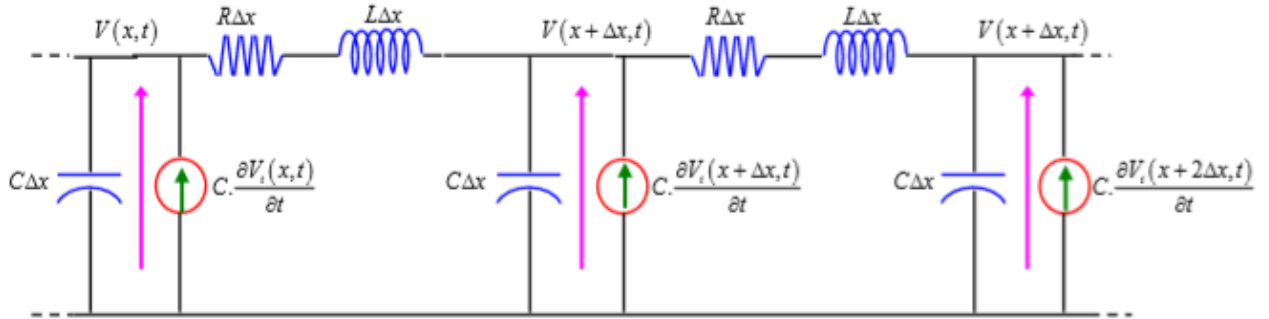


Fig. VI-2 :: Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de Rusck [8].

En 1965 **Taylor**, **Satterwite** et **Harrison**, ont développé un modèle de couplage dérivé en termes de sources de tensions et de courants distribués. Ils proposent des équations de la ligne de transmission en termes de la tension totale et du courant de la ligne comme suit :

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + R \cdot i(x,t) + L \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = - \int_0^h B_y^i(x,z,t) dz \quad (\text{VI-6})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad (\text{VI-7})$$

Notons que les formules associées aux modèles de **Taylor** sont basées sur le champ électrique vertical incident (E_z^i) et le champ d'induction magnétique horizontal (B_y^i) incident.

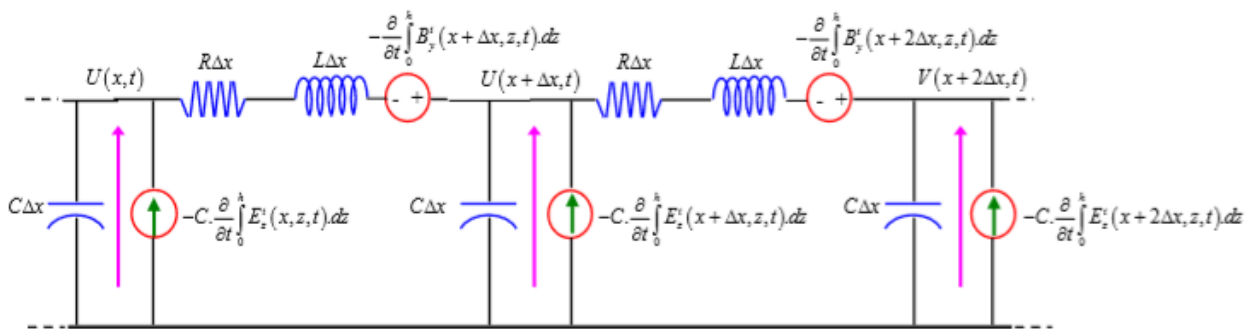


Fig. VI-3 :: Modélisation de la ligne de transmission selon le modèle de Taylor et al [8].

Un nouveau modèle a été présenté par **Chowdhuri** et **Gross** En 1967. Les équations de couplage relatives à ce modèle sont :

$$\frac{\partial U(x,t)}{\partial x} + R \cdot i(x,t) + L \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{VI-8})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = -C \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad (\text{VI-9})$$

E_z^i est la composante verticale du champ électrique incident. Les conditions aux limites associées à ce modèle sont décrites par les équations suivantes :[8]

$$U(0,t) = -Z_1 \cdot i(0,t) \quad (\text{VI-10})$$

$$U(l,t) = -Z_2 \cdot i(l,t) \quad (\text{VI-11})$$

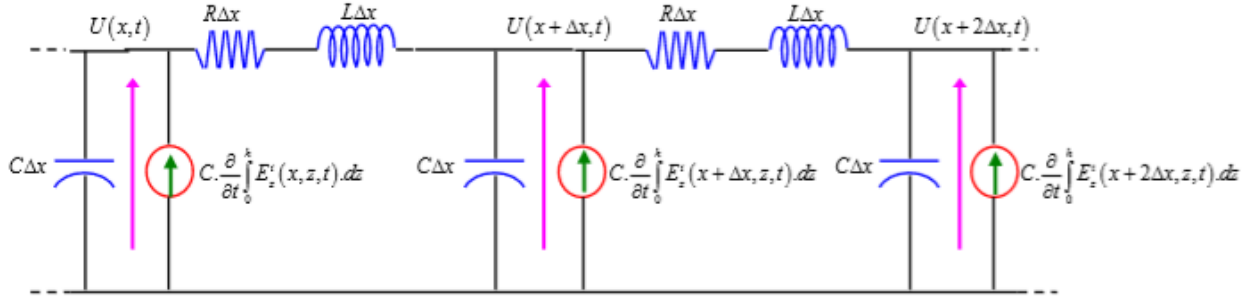


Fig. VI-4 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de Chowdhuri et al. [8]

Le modèle d'**Agrawal, Price** et **Gurbaxini** (1980) relatif au calcul des tensions induites met en jeu des équations de couplage dérivées en termes de tension diffractées qui s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial U^s(x,t)}{\partial x} + R \cdot i(x,t) + L \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_z^i(x,h,t) \quad (\text{VI-12})$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{VI-13})$$

La propagation des tensions diffractées U^s le long de la ligne est due aux sources de tensions distribuées résultantes de la composante horizontale du champ électrique E_z^i à la hauteur de la ligne. En conséquence la tension totale induite sur la ligne $U(x,t)$ à n'importe quel point et n'importe quel instant est donnée par la formule suivante :[8]

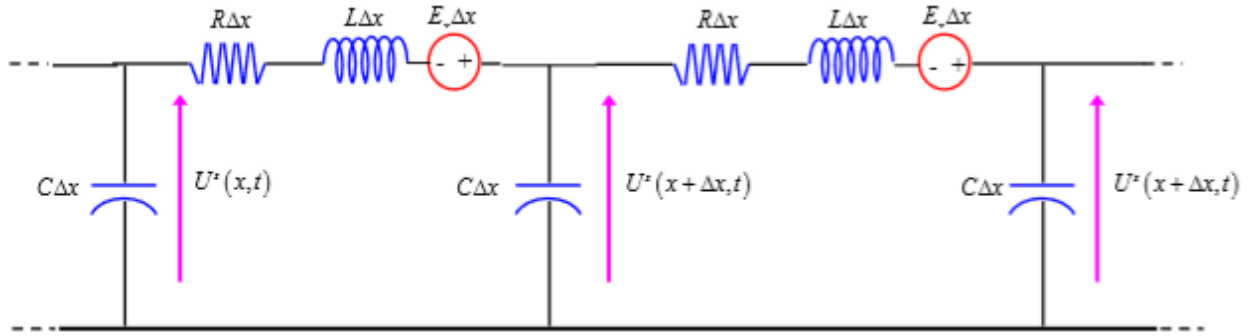
$$U(x,t) = U^s(x,t) - \int_0^h E_z^i(x,z,t) dz \quad (\text{VI-14})$$

Les conditions aux limites de la tension diffractée sont les suivantes :

$$U^s(x,t) = -Z_1 \cdot i(0,t) + \int_0^h E_z^i(0,z,t) dz \quad (\text{VI-15})$$

$$U^s(l, t) = -Z_2 \cdot i(l, t) + \int_0^h E_z^i(l, z, t) dz \quad (\text{VI-16})$$

La représentation de la ligne de transmission basée sur le modèle de couplage d'Agrawal et al est décrite à la figure (I-15).[8]



. Fig. VI-4 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle d'Agrawal et al. [8]

Le modèle de couplage de **Rachidi** (1993) est décrit en termes des sources du champ magnétique horizontal incident (B_x) et de courants diffractés de la ligne (i_s). Les équations de la ligne de transmission basées sur le modèle de **Rachidi** sont :

$$\frac{\partial U(x, t)}{\partial x} + R \cdot i(x, t) + L \cdot \frac{\partial i^s(x, t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{VI-17})$$

$$\frac{\partial i^s(x, t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{L} \int_0^h \frac{\partial B_x(x, z, t)}{\partial y} \cdot dz \quad (\text{VI-18})$$

Où :

Il est intéressant de noter que le modèle de **Rachidi** en termes de courants de ligne constitue une autre écriture du modèle d'Agrawal et al, qui s'exprime en termes de tensions diffractées de la ligne. Le courant total de la ligne est lié au courant diffracté par la relation suivante :[8]

$$i(x, t) = i^s(x, t) - \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(x, z, t) dz \quad (\text{VI-19})$$

Les conditions aux limites sont :

$$i(0, t) = -\frac{U(0, t)}{Z_1} - \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(0, z, t) dz \quad (\text{VI-20})$$

$$i(l, t) = -\frac{U(l, t)}{Z_1} + \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(l, z, t) dz \quad (\text{VI-21})$$

Dans la Fig. VI-5 nous présentons le modèle de la ligne de transmission selon **Rachidi**.

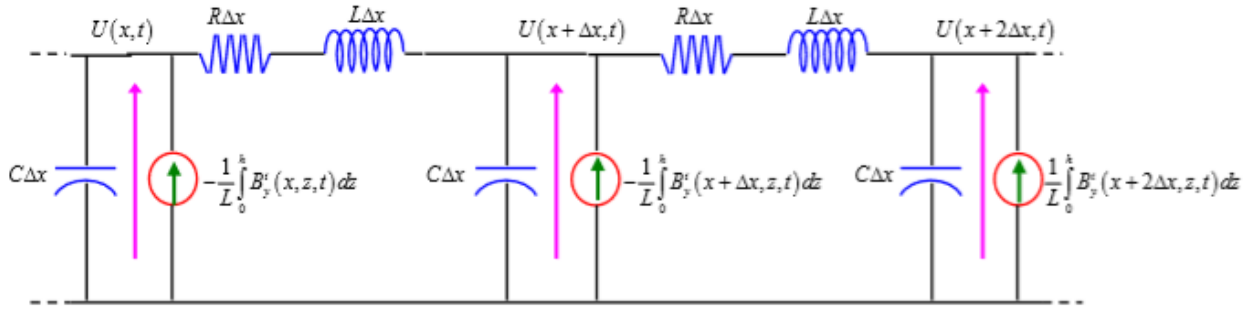


Fig. VI-5 : Modélisation de la ligne de transmission à l'aide du modèle de Rachidi [8].

IV.4 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons parlé au début sur la compatibilité électromagnétique (CEM) dans les réseaux électriques en éclairant les dangers du champ électromagnétique sur les réseaux électriques. Ainsi, dans ce même chapitre nous avons présenté un état de l'art sur la modélisation des surtensions induites par la foudre sur les réseaux électrique (modèles de couplage entre le champ électromagnétique rayonné par la foudre et les lignes).

Chapitre V

***Simulation du couplage entre le champ
électromagnétique rayonné par la foudre et
les lignes aériennes***

V.1 Introduction :

Dans ce chapitre nous présentons la mise en œuvre numérique d'un modèle de couplage appliqué au problème de l'interaction entre un champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre et une ligne aérienne d'énergie électrique pour le calcul des surtensions induites sur les lignes aériennes. Pour notre objective nous utilisons la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite Difference Time Domain) en 3 dimensions sur l'environnement Matlab pour calculer le champ électromagnétique ainsi que la tension induite.

V.2 Géométrie du problème :

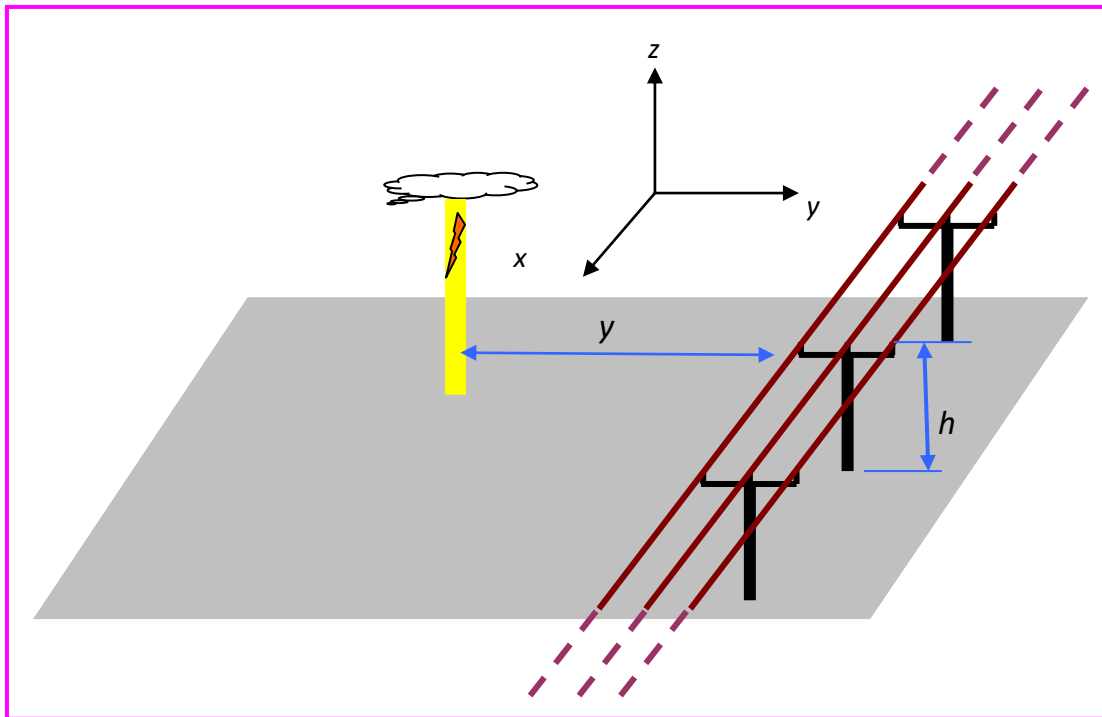


Fig. V-1 : Géométrie du problème.

Les paramètres de la fig. IV-1 se sont les paramètres de calcul de la surtension induite par la foudre sur la ligne aérienne. Le canal de foudre est supposé vertical, avec une hauteur de 2 km au-dessus du sol, et la ligne aérienne avec une hauteur de 10 m au-dessus du sol, la distance entre le point d'impact de la foudre et la ligne électrique est de 50 m.

V.3 Paramètres utilisés pour la simulation :

V.3.1 Courant à la base du canal de la foudre :

Le modèle du courant à la base du canal de foudre retenu dans cette étude c'est le modèle Heidler pour un arc en retour subséquent, dont les paramètres illustrés dans le tableau IV-1 :

I_{01} (KA)	τ_{11} (μ_s)	τ_{21} (μ_s)	n_1	I_{02} (KA)	τ_{12} (μ_s)	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	2

Tableau V-1 : paramètres du courant à la base du canal de la foudre [7]

V.3.2 Valeurs des constantes fondamentaux :

c (m/s)	v (m/s)	μ_0 (H/m)	ϵ_0 (F/m)
3.10^8	$1,5.10^8$	$4.\pi. 1e^{-7}$	$8,8.10^{-12}$

Tableau V-2 : valeurs des constantes fondamentaux

Avec :

c : vitesse de la lumière.

v :vitesse de l'arc en retour.

μ_0 : perméabilité du vide.

ϵ_0 : permittivité du vide.

V.3.3 Paramètres relatives :

μ_r : perméabilité	ϵ_r : la permittivité	σ_{air} : conductivité de l'air	σ_{sol} : conductivité du sol
1	1	0	∞

Tableau V-3 : Paramètres relatives des différents milieux

V.3.4 Paramètres utilisée pour simuler le fil mince représentant de la ligne aérienne :

$$\mu'_r = \mu_r / m$$

$$\varepsilon'_r = m \varepsilon_r$$

$$\sigma' = m \sigma$$

Avec :

$$m = \frac{\ln\left(\frac{\Delta x}{a_0}\right)}{\ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right)} (V-1)$$

$$a_0 = 0,23 \cdot \Delta x$$

$$a = 2.5 \text{ cm}$$

$\Delta x = 2.5 \text{ m}$, $\Delta y = 2.5 \text{ m}$, $\Delta z = 10 \text{ m}$, $\Delta t = 1 \text{ ns}$: pas de discrétisation spatio-temporelle.

μ'_r : perméabilité du milieu artificiel.

ε'_r : Permittivité du milieu artificiel.

σ' : Conductivité du milieu artificiel.

m : Le coefficient utilisé pour calculer la perméabilité et la permittivité et la conductivité du milieu artificiel.

a_0 : Rayon équivalent d'un conducteur dans la méthode FDTD.

a : Rayon réel du fil conducteur de la ligne.

V.4 Résultats est interprétation :

Cette partie est consacrée à la présentation des résultats obtenus pour le courant de l'arc en retour ainsi que ceux des composantes du champ électromagnétique généré par la foudre et les surtensions induites par ces dernières sur une ligne aérienne monofilaire.

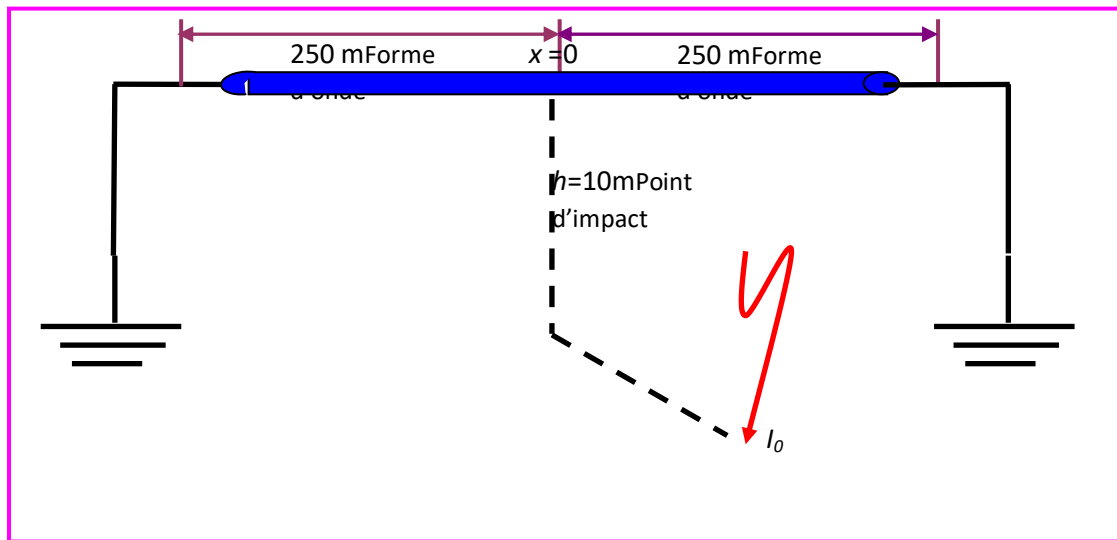


Fig. V-2 : Diagramme schématique de la ligne étudiée

La figure (V-2) présente le diagramme schématique de ligne monopolaire concernée par le couplage du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre dont l'impact est à distance de 50 m par rapport au milieu de la ligne, et comme le montre la figure ci-dessus la longueur de la ligne est de 500 m, et la hauteur par rapport au sol est de 10 m. Le calcul des surtensions induites ainsi que les composantes du champ électromagnétique (champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal) est effectué au point $x = 0$, correspond au milieu de la ligne. Le sol est supposé parfaitement conducteur comme l'indique le tableau V-3.

V.4.1 Courant de l'arc en retour :

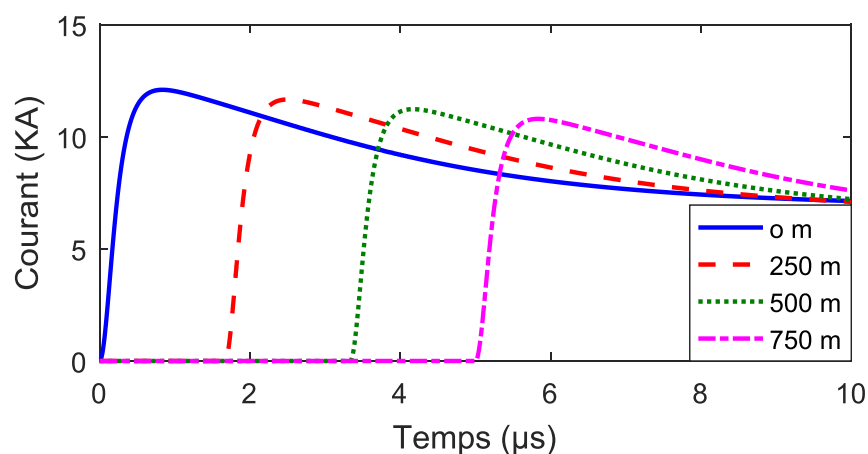


Fig. V-3 : Distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour calculée à des différentes altitudes le long du canal de la foudre.

La distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour est illustrée sur la figure (V-3). Ce résultat est obtenu par la mise en œuvre numérique de la fonction d'Haidler pour le courant à la base du canal de la foudre (au niveau du sol), ainsi que le modèle MTLL (Modified Transmission Line with Linear decay). Selon cette figure le courant de l'arc en retour connu un retard du temps ainsi que une atténuation dans les amplitudes lorsqu'il se propage le long du canal de la foudre.

V.4.2 Champs électromagnétique sans utilisation de la méthode du fil mince :

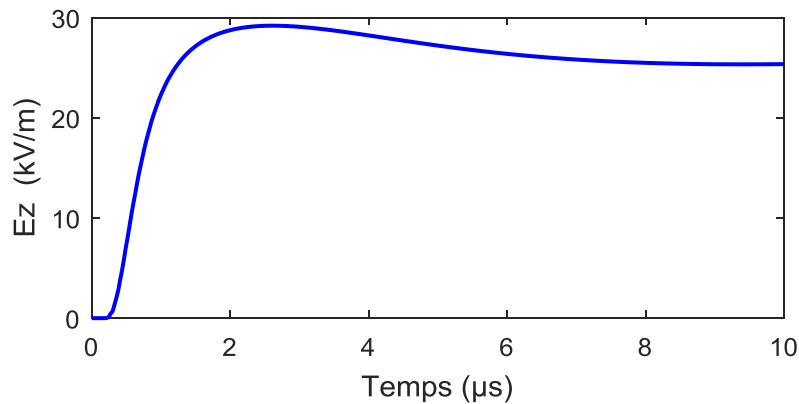


Fig. V-4 : Variations temporelles du champ électrique vertical calculées à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.

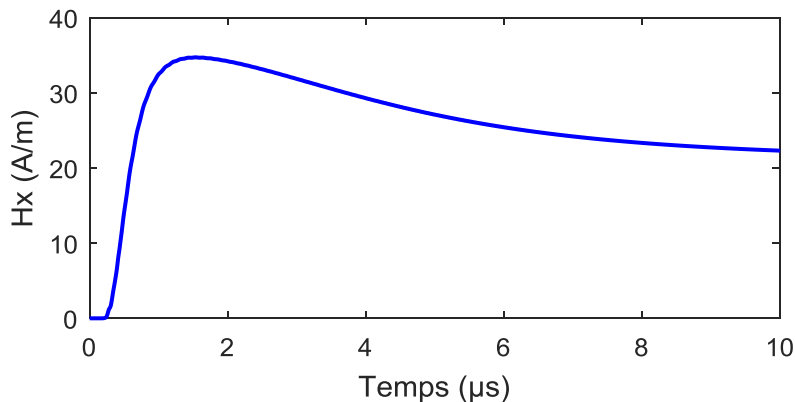


Fig. V-5 : Variations temporelles du champ magnétique azimuthal calculées à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.

Les deux composantes du champ électromagnétiques sont présentées par les figures (V-4 et V-5). Le champ électrique vertical est illustré sur la figure (V-4), là où on peut clairement remarquer que l'onde de ce dernier a une forme d'impulsion dont l'amplitude maximale est de 29 kV/m atteinte à l'instant 2.2 μs . Cette onde prend un temps de 0.25 μs pour arriver au point

d'observation. Sur la figure (V-5) nous présentons la forme d'onde du champ magnétique azimuthal, de même cette dernière à une forme impulsionnelle avec une amplitude maximale de 35 A/m atteinte à l'instant de 1.5 μ s et avec un retard de 0.25 μ s effectué pour arriver au point d'observation.

V.4.3 Tensions induites sans utilisation de la méthode du fil mince :

La forme d'onde de la tension induite résultante du couplage du champ électromagnétique rayonné par la foudre avec la ligne aérienne monofilaire concernée par cette étude est présentée sur la figure (V-6). D'après le résultat obtenu la tension induite prend la même forme que le champ électrique vertical car, ce dernier est la source de la tension induite ($V = E_z \cdot \Delta x$: formule mathématique utilisé pour calculer la tension induite dans la méthode FDTD). L'amplitude maximale de la tension induite est de 75 kV obtenue à l'instant 2.2 μ s. Le temps de retard est correspond à celui d'arriver des composantes du champ électromagnétique au point d'observation.

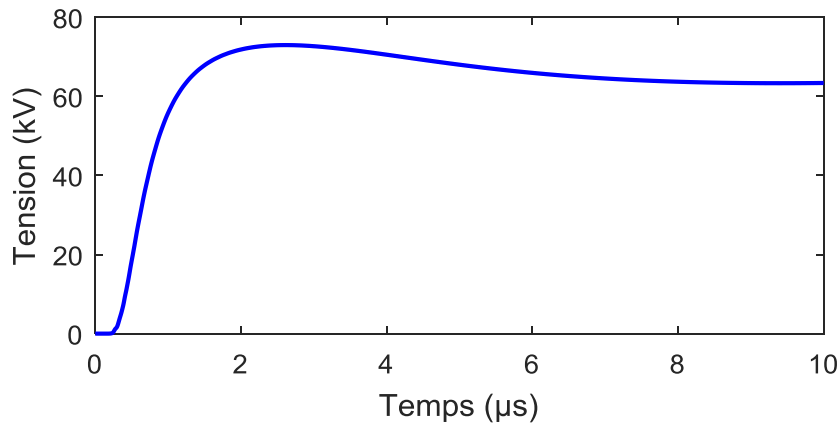


Fig. V-6 : Variations temporelles de la tension induite calculées sur la ligne monofilaire située à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.

V.4.4 Champs électromagnétique avec utilisation de la méthode du fil mince

Si dans la première partie concernant la présentation de ces résultats nous avons calculé les composantes du champ électromagnétique ainsi que la tension induite sans avoir utilisé la méthode de présentation du fil mince dans la technique FDTD-3D, dans la partie suivante nous prenons en considération cette méthode (méthode du fil mince pour présenter le conducteur de la ligne) pour pouvoir remarquer l'influence de la présence d'une telle méthode sur les calculs considérés.

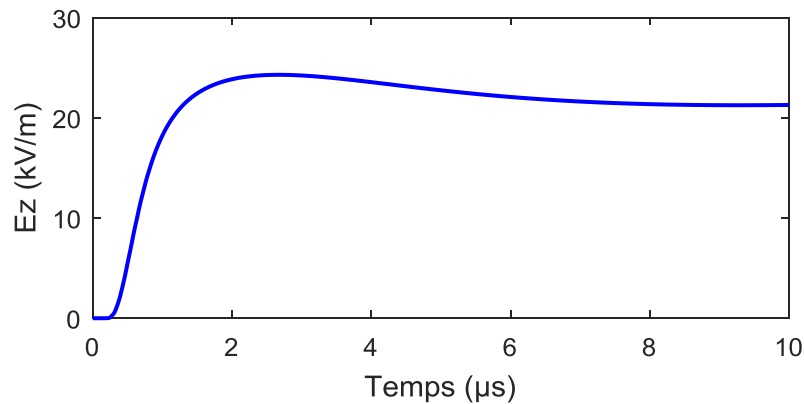


Fig. V-7 :Variations temporelles du champ électrique vertical calculées à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m

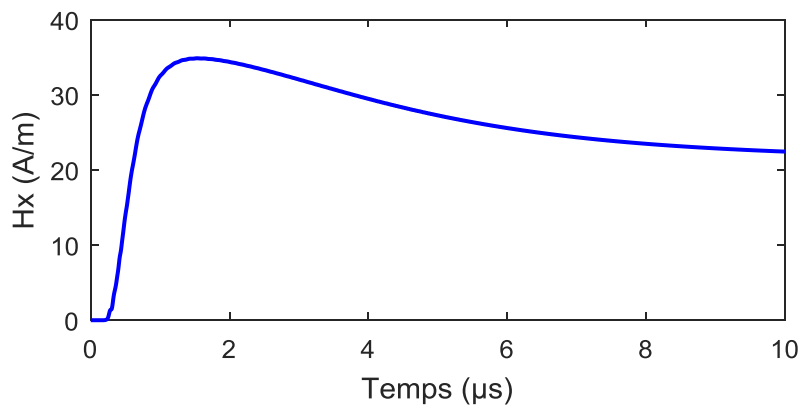


Fig. V-8:Variations temporelles du champ magnétique azimuthal calculées à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.

Fig. V-7 et 8 présente les variations temporelles des composantes du champ électromagnétique. Le résultat obtenu pour le champ électrique vertical est donné sur la figure V-7, ce dernier atteint son amplitude maximale qui est de valeur égale 26 kV/m à l'instant 2.2 μ s. Ainsi, le champ magnétique azimuthal est illustré sur la figure V-8, on remarque qu'à l'instant 1.5 μ s cette composante avoir son maximum qui est de valeur égale à 35 A/m.

V.4.5 Tensions induites avec utilisation de la méthode du fil mince :

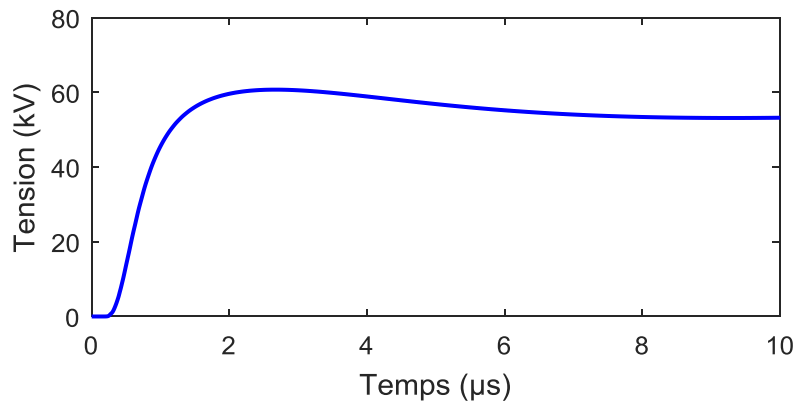


Fig. V-9 : Variations temporelles de la tension induite calculées sur la ligne monofilaire située à une distance de 50 m par rapport au canal de la foudre et à une altitude de 10 m.

Les variations temporelles des surtensions induites par couplage du champ électromagnétique rayonné par la foudre est la ligne aérienne monofilaire sont présentées par la figure V-9. Alors, l'amplitude maximale de la tension induite est de 60 kV obtenue à l'instant 2.2 μ s.

V.4.6 Comparaison des résultats obtenus pour les deux cas

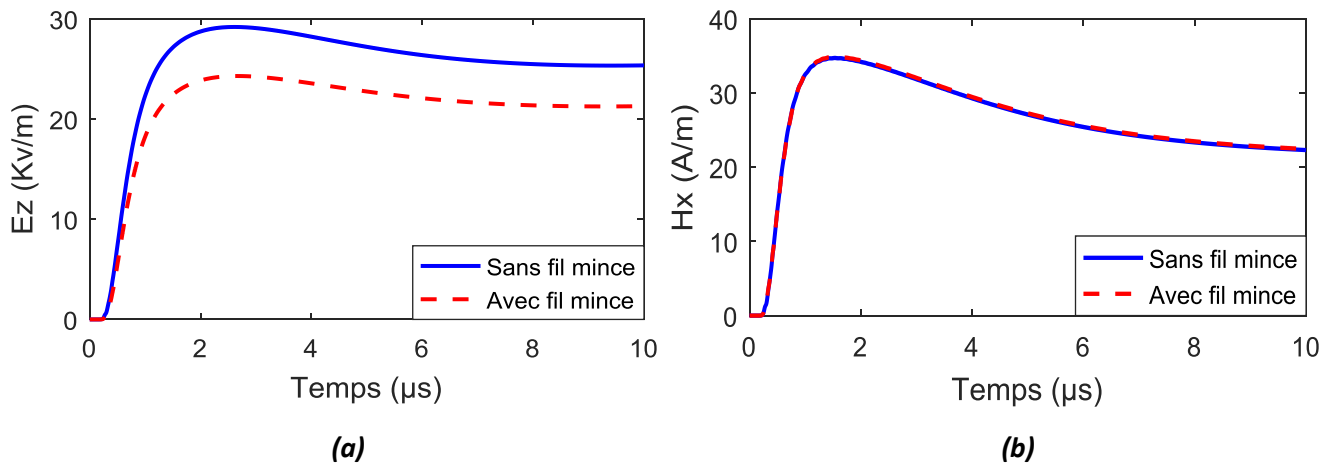


Fig. V-10 : Comparaison entre les composantes du champ EM calculées pour le cas de Sans fil mince avec celui de Avec fil mince (a) Champ électrique vertical (b) Champ magnétique azimuthal

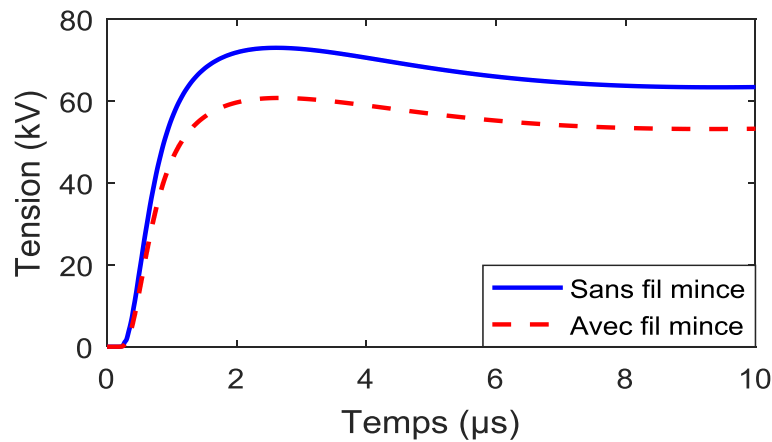


Fig. V-11 : Comparaison entre les surtensions induites calculées pour les deux cas : en trait solide bleu « sans fil mince » et en trait rouge « avec fil mince »

A l'aide des résultats présentés par les trois figures ci-dessus (Fig. V-10-a, V-10-b, et V-11) on peut constater que le champ électrique vertical est influencé par la méthode appliquée pour le but de représenter le conducteur électrique de la ligne aérienne monofilaire en question d'étude dans

la procédure de calcul basé sur la méthode 3D-FDTD, ce qui résulte en atténuation dans les amplitudes de champ. Le champ magnétique azimuthal n'est pas affecté par la présence du milieu artificielle présentant le fil mince, car ce dernier est lié directement au courant de l'arc en retour et tant qu'il n'y a pas de changement au niveau de courant entre les deux cas, donc le champ magnétique est n'est pas influencé. Ainsi, tant que le champ électrique est lié directement à la tension électrique, donc ce dernier est aussi influencé par le changement effectué pour représenter le conducteur de la ligne aérienne.

V.5 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté les différents paramètres et constantes injectés au code de calcul 3D-FDTD développé par notre encadreur sur l'environnement Matlab afin d'avoir les résultats du champ électrique vertical, champ magnétique azimuthal et ceux des surtensions induites par le couplage entre le champ électromagnétique généré par la foudre et une ligne aérienne monofilaire. Les résultats obtenus sont satisfaisante du point de vue forme d'onde et amplitude.

Conclusion général

Conclusion général :

Dans ce modeste travail on est confronté au calcul de la tension induite par le couplage du champ électromagnétique généré par un coup de foudre et une ligne aérienne monofilaire. Dans ce calcul, nous avons mis en œuvre numérique la méthode de différence finie dans le domaine temporel en trois dimensions FDTD-3D pour obtenir les composantes du champ électromagnétique ainsi que les surtensions induites.

Nous avons commencé par la présentation du phénomène naturel dit la foudre pour les bien comprendre et après on a entamé la modélisation du courant de l'arc en retour d'un coup de foudre nuage sol en s'appuyant sur les formules analytiques du courant à la base du canal de foudre et ceux représentant la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour lorsqu'il se propage le long du canal de la foudre, cette présentation théorique a été associée par des simulations effectuées sur la base de tous les modèles présentés mathématiquement (modèle bi-exponentiel et modèle d'Heidler + les modèles d'ingénieurs).

Ensuite on a présenté la modélisation du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre, ainsi que la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD et les conditions aux limites de type UPML, ainsi que la méthode nécessaire pour la présentation du conducteur électrique dans la méthode FDTD. Un état de l'art sur la modélisation du couplage entre les perturbations rayonnées par un coup de foudre nuage-sol avec les lignes électriques aériennes a été donné dans la quatrième partie.

Pour terminer on a soumis à une simulation effectuée sur l'environnement MATLAB du couplage entre le champ électromagnétique rayonné par la foudre et une ligne aérienne en utilisant la méthode FDTD en trois dimensions, en présentant les différents résultats obtenus pour le champ électromagnétique généré par la foudre ainsi que les surtensions induites sur une ligne aérienne monofilaire. Les résultats obtenus sont jugés comme satisfaisantes du point de vue de la forme d'onde et des amplitudes.

En dernier comme perspective de ce modeste travail on propose :

- ✓ L'étude de l'effet de la conductivité et la structure du sol sur les surtensions induites.
- ✓ Etude du cas d'une ligne aérienne bifilaire et tri-filaire.

Bibliographie

- [1] <http://bordeaux.udppc.asso.fr/telechargement/olympiades-physique/2016-2017/45memoire.pdf>
- [2] https://www.univ-sba.dz/fsi/downloads/ETL437-Chapitre_5.pdf
- [3] https://odpf.org/images/archives_docs/14eme/memoires/gr-23/memoire.pdf
- [4] Mokhtari Ahmed « Calcul du champ électromagnétique rayonne par un coup de foudre en présence d'un sol de conductivité finie », Mémoire de Magister. Université des Sciences et de Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf , 2010
- [5] Meziani Abdelkader et Dib Omar. « Evaluation du courant de l'arc en retour d'un coup de foudre en utilisant les modèles électromagnétiques et la méthode FDTD en trois dimensions ». Mémoire de Master. Université Dr. Tahar Moulay de Saïda. . 2018.
- [6] Ataoua Mohamed et Mehamdia Oualid . « Comparaison des Modèles d'Arc en Retour de Foudre en Présence d'une tour ». Mémoire de Master. Université Mohamed kheider de Biskra . 2010.
- [7] Arzag Kaddour. « Calcul du champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre à l'aide de la méthode FDTD en trois dimensions ». Thèse Doctorat, . Université des Sciences et de Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf , 2017
- [8] Arzag Kaddour. « Couplage des perturbations électromagnétiques rayonnées par un coup de foudre avec des lignes électriques ».Mémoire de Magister. Université des Sciences et de Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, 2008
- [9] T. Noda et S. Yokoyama «Thin wire representation in finite difference time domain surge simulation » IEEE Transaction on power delivery, Vol. 17 N. 03, July 2002.