

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

BADJI MOKHTAR-ANNABA
UNIVERSITY



جامعة باجي مختار
عنابة

UNIVERSITE BADJI MOKHTAR
ANNABA

Faculté des Sciences de
L'Ingénieur

Département
d'Electrotechnique

Année 2006/2007

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de **DOCTORAT D'ETAT**

L'Impact de La Foudre Sur les Réseaux Electriques
Etude , Analyse et Modélisation

Option
Réseaux Electriques

Par
Dib Djalel

DIRECTEUR DE THESE : Haddouche Ali

MC Université de Annaba

DEVANT LE JURY

Président :	Dr. Labar Hocine	M.C	U. de Annaba
Rapporteur :	Dr. Ali HADDOUCHE	M.C	U. de Annaba
Examineurs :	Dr. Mazari Benyounes	Prof.	U.S.T.Oran
	Dr. Chellai Bouchaiba	M.C	C. U. Béchar
	Dr. Ahcene LEMZADMI	M.C	U. de GUELMA

Soutenue le 22 Mai 2007

خلاصة

أغلبية أقسام هذه الأطروحة تهتم بدراسة و تحليل الصاعقة و مفعول تزاج إشعاعها الكهرومغناطيسي مع شبكات نقل الطاقة الكهربائية ، مما أدى بنا إلى المساهمة في التطور المعنبر في مجال تنسيق العزل الكهربائي و ضمان بتالي و توزيع أفضل للطاقة ، تثبيت التواتر ، تعويض الطاقة الخيالية و التقدير الزمني الحقيقي للمقادير الكهربائية وخاصة وضع التجهيز المناسب للوقاية ضد الصواعق ، و يمكن تلخيص مراحل هذا العمل كما يلي:

الباب الأول : تمثل الصاعقة أهم خطر كهربائي ، حيث تبلغ سعة تيارها حتى 200 kA علي في بضع ثواني فيعتبر التحليل الفيزيائي و الكهربائي لهذه الظاهرة ميزة هذا القسم و مدخل مهم لباقي الأعمال.

الباب الثاني و الثالث : اعتمدنا استكشاف الجانب النظري لإنتشار أمواج التوتر المرتفع للصاعقة علي خطوط نقل الطاقة الكهربائية وإسقاطها علي القياسات التجريبية التي قمنا بها بمخابر سويسرا ثم حاولنا إظهار التأثير الواضح لمفعول الحلقة الانتقالي effet couronne transitoire علي إنتشار أمواج التوتر و كذا العناصر الخطية للخطوط و ذلك بعرض نموذج لخط عالي ثلاثي الأطوار مصحوب بهذه الظاهرة.

الباب الرابع : بعد تمثيل الصاعقة بقناة عمودية و أبعاد إنتشار التيار داخلها وفق نموذج MTLE قمنا بتحليل للحقل الكهرومغناطيسي الناجم عن الصاعقة بمركباته الثلاث لتتوصل إلي قناة اقترح تعبير أبسط لهذا الأخير و كان ذلك بعرض نموذج كانت نتائجه مشجعة بقربها من القياسات التجريبية .

الباب الخامس : تناول عرض و تحليل معادلات التزاج الكهرومغناطيسي مع شبكات نقل الطاقة الكهربائية وفق أعمال لباحثين آخرين لنصل إلي تبني نظام طابلور لجدية فعاليته .

من أجل تكملة مفيدة لمحتوي هذه الأطروحة عرضنا نظام عام لحماية شبكات نقل الطاقة الكهربائية من الصواعق مع أهم النصوص القانونية الدولية في هذا المجال. إضافة لذلك إنجاز برنامج معلوماتي SIMLIGHTNING بلغتي Fortran-Matlab لتمثيل و تسهيل الحساب و التحليل لأهم محاور هذا العمل.

ABSTRACT

The majority of various parts of our work in this thesis summarizes in study and analysis of the lightning and its effects of electromagnetic coupling with the electrical networks, which implied us directly to participated in the considerable development of domain of the coordination of electric insulations and to ensure consequently: an optimal distribution of the power transits, fixing the frequency, the compensation of reactive energy and knowledge in real time their electrical characteristic quantities and especially to put a reliable and effective devices protection. The various parts of this thesis witch derived as a whole with the service from the interest quoted above Were translated by various publications [13,14,15,16,17] which we can summarize them as follows:

First chapter: The lightning is a very severe electric constraint, with a magnitude arriving at 200 kA in a few microseconds, its physical description and its electric characterization were with the outcome of the 1st chapter and for the remainder of our work.

Second and Third chapter: We could prospect the theory of the propagation laws of propagation of the lightning overvoltages in the power lines and accompany it by experimental measurements for a possible validation. A model of three-phase line with transient corona effect which proves the influence of this last on the propagation and the line parameters announces our own contribution in this part of our work.

Fourth chapter: The lightning forms a significant aggressive source on the electrical networks a discretization of the existing models and the adoption of model MTLE of the return strokes for the continuation of our work followed by an analysis of the electromagnetic field through its three components (field electric field vertical, electric field horizontal and azimuth magnetic field) were sufficient to feel the need for seeing differently in the formalisms of the electromagnetic fields and for thus proposing a mathematical model to which the results very were close to experimental measurements and the simulations made by other authors.

Fifth chapter: A mathematical analysis of the equations of electromagnetic coupling and on the basis of recent work by seniors authors in this field, we concluded that the models of Agrawal and Taylor are most suited for this type of calculation.

To into force establish a general plan of protection of the electric power systems against the lightning aggressions with an international legislation and the development of a simulation program (SIMLIGHTNING) in Fortran-Matlab to facilitate our task of calculation and the analysis more advanced on the current in the lightning channel base, the spatial and temporal distribution of the return stroke along the channel and the electromagnetic field with its three components, form terms complementary in this thesis.

RÉSUMÉ

La majorité des différentes parties de notre travail dans cette thèse se résume à l'étude et l'analyse de la foudre et ses effets de couplage électromagnétique avec les réseaux électriques, ce qui nous a impliqué directement à la participation au développement considérable du domaine de la coordination des isolements électriques et assurer en conséquences: une répartition optimale des transits de puissance, le maintien de la fréquence, la compensation de l'énergie réactive et la connaissance en temps réel leurs grandeurs électriques caractéristiques et surtout mettre en vigueur un dispositif de protection fiable et efficace.

Les différentes parties de la présente thèse qui se dérivent dans leur ensemble au service de l'intérêt cité ci-dessus ont été traduit par différentes publications [13,14,15,16,17] dont on peut les résumer comme suit :

Premier chapitre : La foudre est une contrainte électrique très sévère, avec une amplitude arrivant à 200 kA en quelques microsecondes , sa description physique et sa caractérisation électrique était au dénouement du 1er chapitre et pour le reste de nos travaux.

Deuxième et Troisième chapitre: Nous avons pu prospector la théorie des lois de propagation des surtensions de foudre dans les lignes électriques et l'accompagner par des mesures expérimentales pour une éventuelle validation. Un modèle de ligne triphasée avec effet couronne transitoire qui prouve l'influence de ce dernier sur la propagation des surtensions et les paramètres linéiques de la ligne signale notre propre apport dans cette partie de nos travaux.

Quatrième chapitre : La foudre forme une importante source agressive sur les réseaux électriques une discrétisation des modèles existants et l'adoption du modèle MTLE pour la suite de notre travail suivie d'une analyse du champ électromagnétique à travers ses trois composantes (champ électrique vertical, électrique horizontal et magnétique azimutal) étaient suffisant de sentir la nécessité de voir autrement dans les formalismes du champs électromagnétique et proposer ainsi un modèle mathématique dont les résultats très étaient proches des mesures expérimentales et des simulations faites par d'autres auteurs .

Cinquième chapitre: Une analyse mathématique des équations de couplage électromagnétique et sur la base des travaux récents par des auteurs seniors dans ce domaine, nous avons conclu que les modèles d'Agrawal et de Taylor sont les plus aptes pour ce type de calcul.

Etablir un plan de protection générale des réseaux de transport d'énergie électrique contre les agressions de la foudre avec une législation internationale en vigueur et l'élaboration d'un programme de simulation (SIMLIGHTNING) en Fortran-Matlab pour faciliter notre tâche de calcul et d'analyse plus avancée sur le courant dans la base du canal de la foudre, la distribution spatiotemporelle de l'arc en retour le long du canal et le champ électromagnétique avec ses trois composantes, forment des termes complémentaires dans cette thèse.

Remerciements

Le déroulement d'une thèse de doctorat permet, en parallèle avec les recherches scientifiques, de rencontrer jour après jour des personnes, ou plutôt des personnalités très intéressantes, qui nous enseignent, l'intégrité, les valeurs et les bonnes manières de vivre dans une communauté scientifique.

J'ai eu le plaisir travailler avec mon directeur de thèse, Mer Ali Haddouche, une de ces personnes qui en plus d'être un ami, qui m'a guidé mon travail de recherche tout en me faisant profiter compétences.

Le Professeur Alain Germond, directeur du laboratoire de réseaux électriques (LRE /EPFL en Suisse), qui a eu la gentillesse de m'accorder un séjour de stage pratique de 04 mois

Un remerciement très spécial est voué au Professeur, Farhad Rachidi professeur et grand scientifique dans la communauté de la CEM pour son modeste caractère et ses conseils très objectifs, sans oublier Mer Pierre Zwiack chef de laboratoire de Haute tension pour sa patience et ses apports pratiques.

Je tiens à remercier énormément l'équipe scientifique de l'école des ingénieurs qui m'on accueilli dans leur école pour un stage de 01 mois début 2005 en premier lieu le plus gentille suisse que j'ai rencontré Mer J. F. Affolter et Mer et Mme Gaille.

J'adresse mes sincères remerciements au Dr Labar Hocine pour avoir accepté la présidence du jury de ma soutenance, ainsi qu'aux membres du jury : Dr Mezadmi Ahcene, Mer le professeur B. Mazari et le scientifique le plus motivé de Bechar Mer B. Chellali.

Je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont aidé de loin ou de près à réaliser cette thèse notamment Mer Boudiar Abid pour ses idées géniales en Analyse mathématique ainsi tout ceux qui m'ont souhaité la réussite dans ce stade.

Dédicace

Je tiens à en premier lieu cette thèse à l'âme de mon père et que Dieu le Bénédicte et ma chère Mère que Dieu la protège et la nous préserve.

A bien aimée , ma chère , chérie et ma magnifique femme Samira pour son soutien et ses apports morales durant ces longues années d'efforts et de patience illimitée.

*A mes chers enfants :
Nour ElHouda , Mohamed Sofiane et Ahmed Yacine.*

A mes chères sœurs et leurs maries, mes chers frères et leurs femmes ainsi que leurs enfants

*A ma belle famille : parents, sœurs et frères ainsi que leurs enfants
A Tous mes amis sans exception notamment qui m'ont souhaité la réussite dans mes travaux de recherche scientifique*

je tiens à signaler un dédicace spécifique pour mes Amis : Mounir, Youcef , Ammar , Djamel, Mourad et Lazhar.

Sommaire

Indexes	Titres	pages
	Introduction et Problématique	1
CHAPITRE I	Généralités	3
	La foudre et le mécanisme de la formation de l'orage	3
	Catégories de coups de foudre	5
	Décharges négatives nuage-sol	5
	Décharges positives nuage-sol	6
	L'énergie de la foudre	7
	Statistiques générales	8
	Niveau Kéraunique	8
	Paramètres électriques de la foudre	8
	Courant à la base du canal	9
	Vitesse de l'arc en retour	9
	Champ électromagnétique	10
	Effets de la foudre	12
	Origines des surtensions	15
	Surtensions de manœuvre(internes)	17
	Surtension de foudre(externes)	20
	Conclusion	21
CHAPITRE II	Propagation des surtensions dans les lignes aériennes	23
	Introduction	23
	Foudroiement d'une ligne	23
	Coups de foudre directs (sur conducteurs de phase)	24
	Coups de foudre indirects (sur cond de garde ou sur un pylône)	24
	Influences des effets sur la propagation des surtensions	25
	Atténuation par dissipation d'énergie	26
	Distorsion par retard de propagation du front d'onde	26
	Interprétation	27
	L'effet Couronne Transitoire	29
	Variation de la quantité de charge autour du conducteur siège de l'effet couronne	30
	Ligne triphasée avec effet couronne	31
	Couplage électrostatique entre conducteurs en présence d'effet couronne	32
	Modèle de ligne avec effet couronne transitoire	34
	Processus de fonctionnement du modèle	35
	Conclusion	36
CHAPITRE III	Etude Expérimentale de la Propagation des Surtensions de Foudre	37
	Introduction	37
	Modèle de propagation	38
	Partie Expérimentale	39
	Montage au laboratoire	40
	Validation par Mesures expérimentales	41

	Résultats et Discussion	44
CHAPITRE IV	Etude de L'Impact de la foudre sur le réseau électrique	45
	Introduction	45
	Modèle Géométrique opté pour le calcul du champs Electromagnétique.	45
	Courant de l'arc en retour et sa distribution spatio-temporelle dans le canal de la foudre	46
	Le Modèle MTLE " Modified Transmission Line "	47
	Courant à la base du canal de la foudre	48
	Généralisation des modèles d'Engineering	49
	Comparaison entre les différents modèles de distribution du courant de l'arc en retour	50
	Champ Electromagnétique Rayonné par la Foudre	52
	L'influence de la conductivité finie du sol	53
	Partie expérimentale	56
	Matériel utilisé pour mesures	57
	Modèle mathématique pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre	60
	1 ^{er} Cas : Formulation Générale	61
	2 ^{ieme} cas :Formulation particulière	67
	Conclusion	68
CHAPITRE V	Etude du couplage Electromagnétique entre la foudre le réseau électrique	69
	Introduction	69
	Approximation d'une Ligne électrique aérienne	69
	Équations de couplage pour le cas d'un conducteur idéal	70
	Équations de couplage en fonction du champ électrique et magnétique excitateurs	71
	Équations de couplage en fonction du champ <i>électrique</i> exciteur	71
	Équations de couplage en fonction du champ <i>magnétique</i> exciteur	73
	Contribution des différentes composantes du champ électromagnétique	75
	Équations de couplage pour le cas d'une ligne avec pertes	76
	Paramètres de la ligne	77
	Équations de couplage dans le domaine temporel	77
	Solution des équations de couplage dans le domaine temporel	78
	La méthode des différences finies points centrés (FDTD)	79
	Conclusion	81
CHAPITRE VI	Protection des réseaux électriques contre la foudre	82
	Historique du contexte réglementaire et normatif	82
	Arrêté du 28 janvier 1993 - circulaires d'application	83
	Plan de protection générale type propose par l'INERIS	85
	Présentation du contenu des principaux chapitres d'une étude de protection contre la foudre	87

	Chapitre I: Introduction	88
	Chapitre II: Description des installations	89
	Chapitre III : Evaluation des protections nécessaires	90
	Détermination d u besoin de protection contre les effets directs	91
	Précisions concernant la surface équivalente de capture des bâtiments	93
	Le Modèle électrogéométrique	94
	Méthode déterministe	95
	Evaluation du besoin de protection	96
	Méthode proposée par le guide UTE C 17-44	97
	Choix d'un parafoudre	97
	Préconisations de protection	98
	Vérifications périodiques	99
	Conclusion	101
	Conclusion Générale et Perspectives	102
ANNEXES		103
	Chapitre III	103
	Chapitre IV	106
	Chapitre V	109
	Références Bibliographiques	110

Introduction Générale et problématique

Introduction Générale et problématique

Le développement considérable des réseaux de transport d'énergie électrique dans ses différents organes qui assurent une répartition optimale des transits de puissance, le maintien de la fréquence, la compensation de l'énergie réactive et la connaissance en temps réel des grandeurs électriques caractéristiques de ce dernier permet d'assurer son contrôle et sa commande, conduit progressivement à étudier les perturbations diverses; diverses par leurs mode de transmission (ondes Hertziennes, réseaux de télécommunication. réseaux de distribution d'énergie, foudre, impulsion électromagnétique nucléaire (IEMN),...), par leur forme (interruptions. flicker, fréquences élevées). par le fait qu'elles affectent les organes électriques ou l'homme.

Par ordre de priorité et de taux d'impact dans les classes de contrainte , la foudre représente le phénomène naturel, imprévisible et le plus néfaste sur tous les systèmes électro-énergétiques et si on peut affirmer que de nos jours, les transporteurs d'énergie maîtrisent convenablement la protection du réseau contre les défauts accidentels(internes), ce n'est pas le cas pour sa protection contre la foudre (défaut naturel et externe) surtout lors d'un impact indirect où elle rayonne des champs électromagnétiques important et qui vont induire par couplage électromagnétique des surtensions cruelles dans leurs cibles, notamment les réseaux de transport d'énergie électrique.

La Foudre est un éclair qui tombe au sol C'est un phénomène fréquent qui se comporte comme un générateur parfait de courant électrique. Pour se protéger dans 95% des cas, le courant à prendre en compte est de 100kA avec un temps de montée très bref. En plus du phénomène de conduction, le canal ionisé de la foudre se comporte comme un fil long qui rayonne un champ électromagnétique. Ce champ induit dans les grandes boucles de masse des tensions qui se compte en kilovolts. Ces surtensions peuvent détruire des composants d'interface. La foudre n'est donc pas un phénomène à craindre uniquement lors d'un «coup au but» ; l'effet induit par le champ importe. des dysfonctionnements ont été observés par des impacts éloignés d'au moins 1Km. De plus, de part leur probabilité d'occurrence plus grande, les coups de foudre indirects constituent une cause plus importante des microcoupures que les amorçages directs.

C'est dans ce contexte que nous abordons ce travail de thèse d'état avec l'objectif , la caractérisation et l'analyse des principaux éléments de ce phénomène de couplage électromagnétique à savoir la source de perturbations (le courant de l'arc en retour dans canal de la foudre) , le moyen de couplage(le ChEM rayonné par la foudre) et la cible (le réseau électrique).

Ce travail de cette thèse d'état est étalé par la présente sur Cinq chapitres dont le premier est consacré à des notions générales permettant d'introduire et définir les différents éléments qui interviennent le long de ce travail avec une description physique et électrique du phénomène de la foudre.

Dans le deuxième chapitre on s'intéresse à la cible ou la victime de l'agression de la foudre ; la modélisation de la ligne électrique et du propagation représente une partie introductive pour la suite de nos travaux .Dans le même aspect de ce volume, nous présentons les effets internes et externes qui influent sur la propagation et se consacrons sur le plus important d'entre eux : c'est l'effet couronne transitoire , un phénomène qui participe énormément dans la déformation de la propagation ondulatoire. Un modèle d'une ligne triphasée avec effet couronne transitoire présente notre apport original dans ce chapitre.

Une validation Expérimentale de la théorie de propagation est présentée dans le troisième chapitre, des mesures sur la propagation des ondes de choc et les phénomènes de réflexion que nous avons effectué durant notre stage de quatre mois aux laboratoires de haute tension à l'EPFL en Suisse et leurs analyse forment l'essentiel de cette partie de thèse.

Dans le quatrième chapitre se trouve une étude détaillée, en premier lieu sur la source agressive sur les réseaux électriques connu par le courant de l'arc en retour et sa distribution spatio-temporelle le long du canal de la foudre avec une discrétisation des modèles existants et l'adoption du modèle des ingénieurs modifié MTLE de Rachidi Nucci, en deuxième lieu une analyse de l'outil qui assure le couplage, connu par le champ électromagnétique à travers ses trois composantes (champ électrique vertical, électrique horizontal et magnétique azimutal) .

De même dans cette partie, un autre apport propre est présenté où nous présentons un nouveau modèle mathématique du champ électromagnétique rayonné par la foudre et tenter de dépasser en conséquence les difficultés de calcul dans les modèles existants notamment dans celui de M.A.Uman.

L'évaluation des surtensions induites par couplage électromagnétique fait l'objet du chapitre cinq, sur la base des travaux récents par des auteurs seniors dans ce domaine nous avons essayer de présenter une analyse plus proche des modèles de couplage et les techniques de calcul des surtension induites dans les lignes aériennes.

Pour couronner dans le bon sens les travaux dans les parties précédentes , nous avons préférer d'introduire dans un chapitre terme, une philosophie de protection générale des réseaux de transport d'énergie électrique contre les perturbations causées par la foudre avec une législation internationale permettant au transporteurs de puissance électrique de suivre un plan rigoureux et certain pour mettre en place le dispositif de protection nécessaire .

Pour se canaliser dans la bonne voie de calcul et d'analyse et mettre plus de valeur à ce travail de thèse, nous avons réalisé un module de simulation (SIMLIGHTNING) en Fortran puis avec des modules implanté sous Matlab 7.0 permettant ainsi, de simuler le courant dans la base du canal de la foudre, la distribution spatiotemporelle de l'arc en retour le long du canal, l'impédance du sol et le champ électromagnétique par ses trois composantes.

Chapitre I

Généralités

I-1 : Introduction

Les surtensions induites par une décharge orageuse par effet directe et indirecte peuvent provoquer d'importantes perturbations électromagnétiques dans les réseaux de transport d'énergie électrique et de télécommunications dont leurs effets sont néfastes et causent d'importants dégâts. La protection correcte et efficace des systèmes électriques contre ces perturbations nécessite la caractérisation de la foudre et ses surtensions en conséquences, la connaissance de la physique de la foudre et sa caractérisation électrique représentent un préliminaire important pour entamer notre travail dans cette thèse. Avant de poursuivre plus avant la description du phénomène de foudre, il convient de préciser la signification de termes qui seront utilisés de manière récurrente dans ce domaine de travaux.

Niveau Kéraunique

L'activité orageuse d'une commune peut être quantifiée par un niveau kéraunique. Le niveau kéraunique est défini comme étant le nombre moyen de jours par an au cours desquels le tonnerre est entendu. En Algérie, ce nombre varie de 5 à 25 selon les régions avec une moyenne se situant autour de 15, la figure 1-1 montre la répartition de ce paramètre sur le globe terrestre.

Orage : Phénomène météorologique d'instabilité atmosphérique, au cours duquel des turbulences développent des charges électriques dans l'air, notamment au sein de nuages orageux. Ces charges sont la cause de décharges électriques violentes, dites "décharges atmosphériques".

Nuage orageux : On distingue deux types de nuages orageux :

- les cumulonimbus, grosses masses en forme d'enclume, qui donnent lieu aux orages de chaleur, très localisés et de durée limitée,
- les orages frontaux ou lignes de grains, qui peuvent se propager sur des milliers de kilomètres.

Dans les deux cas, ces nuages sont le siège de charges électriques, les charges positives étant rassemblées à leur sommet, et les charges négatives à leur base. Un îlot de charges positives existe parfois à la base d'un nuage.

Champ électrique au sol : La dissociation des charges dans le nuage orageux entraîne la génération d'un champ électrique intense dans l'espace nuage-sol. Lorsque qu'il atteint, au niveau d'un sol plan, une intensité de 4 à 10 kilovolts par mètre, selon les conditions locales, une décharge au sol est imminente.

Commentaire : les charges électriques induites à la surface du sol par le nuage sont généralement positives. Le vecteur représentatif du champ est alors vertical, orienté du sol vers le nuage.

Eclair : Dans le langage courant, on désigne par le terme "éclair" la manifestation lumineuse d'une décharge atmosphérique.

Eclair inter-nuage / intra-nuage : Décharge électrique d'origine atmosphérique qui se développe à l'intérieur d'un nuage orageux (éclair intra-nuage) ou entre nuages (éclair inter-nuages). Ce type d'éclairs n'est pas pris en considération pour la protection des installations au sol.

Foudre / Eclair à la terre : Décharge électrique violente d'origine atmosphérique, qui se développe entre un nuage et la terre en un ou plusieurs coups de foudre(CEI 1024-1).

Canal ionisé / Canal de foudre : Chemin filiforme faiblement conducteur, présentant de multiples ramifications, qui se trace à travers l'air atmosphérique, sous l'effet d'un processus d'ionisation. Au passage de courants de foudre, il s'échauffe jusqu'à des températures de 300 000°K et devient fortement conducteur : c'est le Canal de Foudre. Son diamètre est alors de l'ordre du centimètre.

Ion, Ionisation : Un ion est un atome ou une molécule portant une charge électrique soit par déficit (ion positif), soit par apport (ion négatif) d'un ou de plusieurs électrons. L'ionisation est l'ensemble des processus physiques par lesquels les ions sont créés.

Foudre négative descendante, Eclair négatif descendant : C'est la foudre normale, la plus fréquente en plaine et en terrain vallonné (en France, 90% des éclairs sont, en moyenne sur une année, négatifs ; en fait, cette proportion varie de 60% en hiver à 95% en été, le reste est constitué d'éclairs positifs). Elle se compose de plusieurs phases successives décrites ci-dessous.

Traceur descendant / Traceur par bonds / Précurseur par bonds : Première phase : formation d'un canal ionisé faiblement lumineux, issu du nuage, portant des charges négatives, et qui progresse par bonds vers la terre. C'est donc un traceur négatif.

Prédécharge ascendante / Traceur ascendant : Deuxième phase : lorsque le traceur descendant s'est suffisamment approché du sol, des "prédécharges ascendantes" naissent en différents points du sol, préférentiellement à partir d'aspérités ou d'objets pointus, et se développent en direction du traceur. L'une de ces prédécharges rencontre le traceur descendant, c'est pourquoi cette prédécharge est appelée "décharge de capture" ; c'est elle qui détermine le(s) point(s) d'impact(s) de la foudre au sol.

Arc en retour : Troisième phase : la rencontre entre le traceur descendant et la décharge de capture établit un pont conducteur entre le nuage et le sol, par lequel va pouvoir s'écouler un intense courant électrique, se propageant de la terre vers le nuage, et neutralisant celui-ci. Ce courant, de nature

impulsionnelle, est appelé "arc en retour". Il est la cause de la violente illumination du canal de foudre; il est responsable du tonnerre, mais surtout des dégâts produits par un foudrolement. Un éclair négatif descendant peut comporter plusieurs arcs en retour successifs.

Coup de foudre : L'un des arcs en retour lors d'un éclair à la terre, qui peut être respectivement le premier coup" ou l'un des "coups subséquents ".

Foudre positive : Décharge électrique issue d'une zone de nuage portant des charges positives. Ce type de décharge atmosphérique débute également par un traceur, portant ici des charges positives, et ne comporte qu'un seul arc en retour, toutefois de beaucoup plus longue durée que les arcs en retour négatifs. Seuls 10 % des coups de foudre sont positifs, mais ils causent des dégâts plus importants, en raison de la forte énergie qu'ils dissipent.

Foudre ascendante / Eclair ascendant : Lorsqu'une décharge ascendante est issue d'une aspérité de grande hauteur (pic montagneux, tour de télévision, immeuble de grande hauteur), elle peut se développer jusqu'au sein du nuage, même en l'absence de tout traceur descendant. Ce type de décharge atmosphérique peut comporter plusieurs arcs en retour, mais dissipe généralement une énergie modérée.

Courant persistant : Pendant l'intervalle entre les courants d'arcs en retour, il subsiste souvent un courant permanent de faible intensité (de l'ordre de quelques centaines d'ampères), dont l'extinction coïncide avec la fin du coup de foudre.

Effet de couronne : Phénomène d'ionisation dans l'air, qui se déclenche lorsque le champ électrique dépasse, à pression atmosphérique normale, une amplitude de 26 kilovolts par centimètre. Ce phénomène se développe généralement au sommet d'un objet conducteur pointu, où il y a amplification locale du champ ambiant. Il prend la forme d'effluves de couleur bleu-violette, et le processus physique correspondant est l'avalanche électronique.

La formation d'un effet de couronne est la condition nécessaire au développement d'une prédécharge ascendante.

Point d'impact : Point où un coup de foudre frappe la terre, une structure ou une installation de protection contre la foudre.

Effet indirect : Effet d'un coup de foudre frappant le sol au voisinage d'une structure, d'un bâtiment ou d'une ligne aérienne, mais pouvant néanmoins causer des dommages.

Foudrolement : Action de la foudre sur un objet ou sur une construction quelconque ou sur un homme ou un animal.

Densité de foudroiement : Cette densité s'exprime en nombre d'impacts par kilomètre carré et par an. Pour le territoire français, elle est comprise entre moins de 1 impact / km².an et 4 impacts / km².an. Cette densité est déterminée scientifiquement à partir de capteurs répartis sur le territoire. On définit aussi une densité d'arcs en retour. La densité moyenne d'arcs en retour vaut à peu près 2,2 fois la densité d'impacts (NF C 17-102).

Distance d'amorçage : Distance entre le point d'origine de la décharge de capture et le point de rencontre avec le traceur descendant. Cette distance joue un rôle essentiel dans la définition de la zone de protection d'un paratonnerre (voir ces termes).

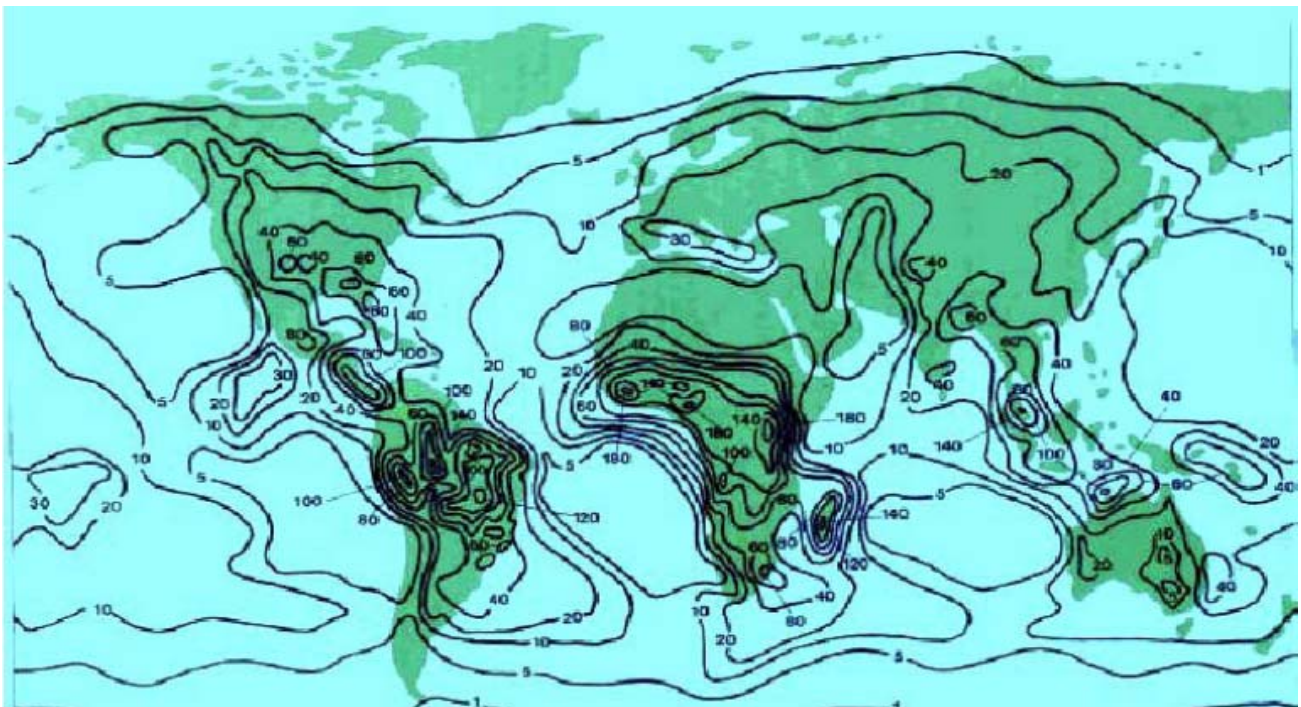


Figure 1-1 : Répartition du Niveau Kéraunique sur le globe terrestre .

I-2 : La foudre et le mécanisme de la formation de l'orage

La foudre est définie comme une décharge électrique d'une longueur de plusieurs kilomètres associée à une impulsion de courant transitoire de très forte amplitude. La source la plus commune de la foudre est la séparation des charges dans les nuages d'orage : *les cumulo-nimbus*. Les orages les plus fréquents font suite à des fronts froids, à l'arrivée d'un de ceux-ci, la masse d'air froid s'infiltre sous l'air chaud et le soulève; ceci engendre des turbulences dans l'air chaud rejeté en altitude: ainsi se forment les nuages d'orage ou les cumulo-nimbus.



Figure 1-2 : Eclaire de la foudre, image prise en Floride USA [10]

La distribution des charges dans un nuage d'orage est présentée dans la figure ci-dessous. La partie supérieure, constituée de glace, est chargée positivement, tandis que la partie inférieure constituée de gouttelettes d'eau est chargée négativement. Souvent, un îlot de charges positives est enserré dans cette masse de charges négatives.

A l'approche d'un nuage orageux, le champ électrique atmosphérique au sol qui est de l'ordre d'une centaine de volts par mètre par beau temps commence par s'inverser, puis croît dans de fortes proportions. Lorsqu'il atteint 10 à 20 kV/m, une décharge au sol est imminente.

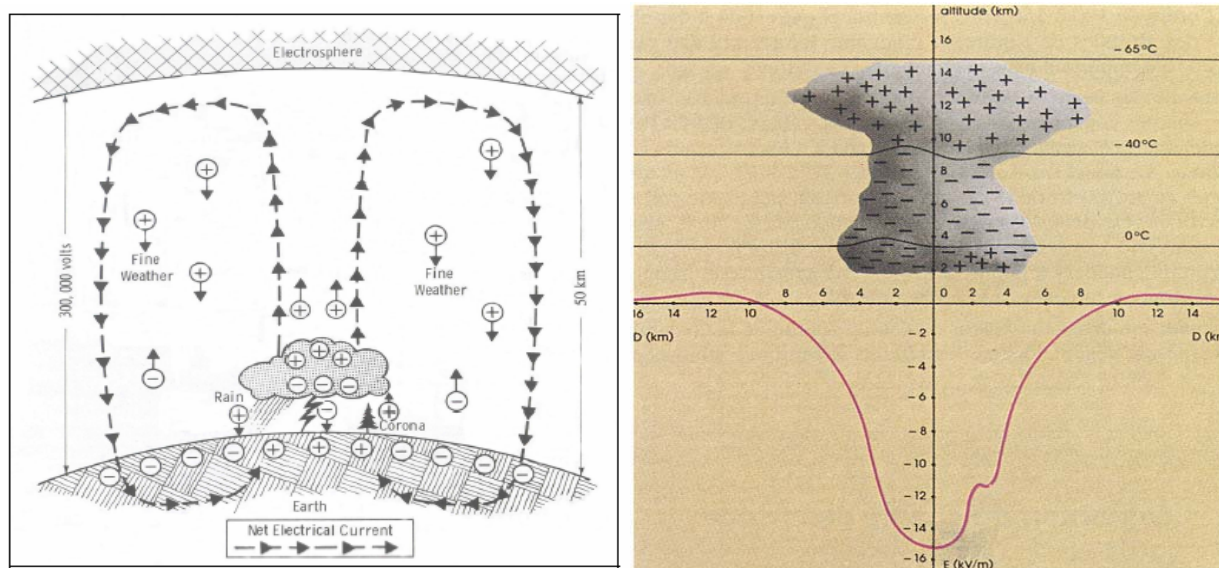


Figure 1-3 :a) Electrical equilibrium between the earth and the atmosphere through lightning (adapted from [Uman,1987]) b) Répartition du champ électrique dans un nuage orageuse

I-3: Catégories de coups de foudre.

Bien que les décharges inter- et intra-nuages constituent plus de la moitié des décharges de foudre, ce sont surtout les décharges nuage-sol qui ont été l'objet d'études les plus poussées; ceci dû essentiellement aux raisons d'ordre pratique (cause de blessure et mort, incendies de forêts, et perturbations des systèmes électriques de télécommunication et de transport), et aussi du fait qu'il est plus facile de mesurer les caractéristiques optiques et électriques des décharges nuage-sol.

Les décharges de foudre nuage-sol ont été subdivisées en quatre catégories. Ces catégories sont définies selon d'une part la direction, ascendante ou descendante, du *traceur* (*leader* en anglais) qui déclenche la décharge, et d'autre part le signe de la charge portée par le traceur, positive ou négative. La figure ci-dessous illustre les quatre catégories des décharges nuage-sol.

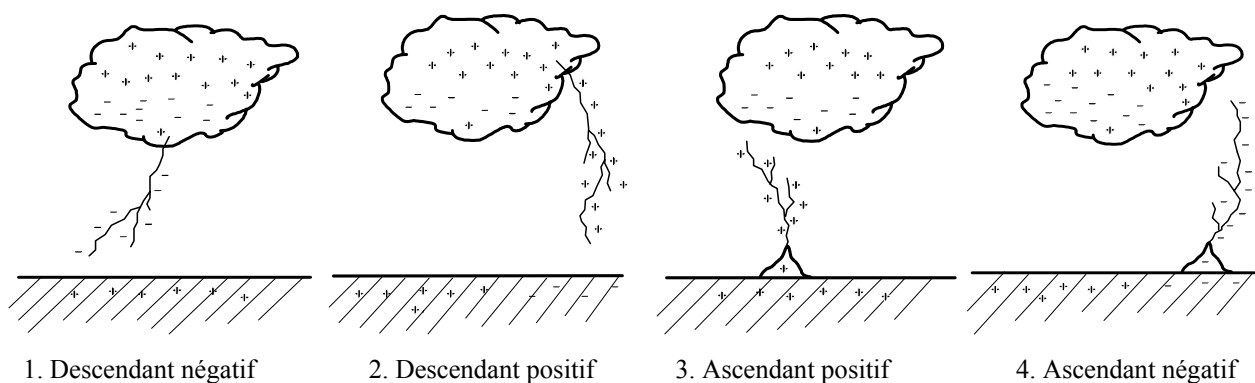


Figure 1-4 : Catégories de coups de foudre

Dans les régions tempérées, plus de 90% des coups de foudre nuage-sol sont de la catégorie 1, ce type de décharges, appelées décharges négatives, peuvent par conséquent être considérées comme la forme la plus commune des décharges nuage-sol. Cette forme de décharge est déclenchée par un traceur descendant chargé négativement. Les coups de foudre appartenant à la 3ème catégorie sont aussi déclenchés par un traceur descendant, mais chargé positivement (décharge dite positive). Cette catégorie regroupe moins de 10% des décharges nuage-sol.

Enfin, les décharges des catégories 2 et 4 qui sont déclenchées par des traceurs ascendants, sont relativement rares et apparaissent généralement aux sommets des montagnes ou des longues structures.

I-3-1 : Décharges négatives nuage-sol

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

Chaque arc en retour dure environ 1 ms, la séparation entre deux arcs en retour successifs étant typiquement plusieurs dizaines de millisecondes. La figure ci-dessous(1-6 illustre le processus d'un éclair négatif; plusieurs phases peuvent y être distinguées:

La décharge préliminaire (*preliminary breakdown*, en anglais) intervient à l'intérieur du nuage, très probablement entre les régions N et p. Cette décharge déclenche le développement d'un canal chargé négativement vers le sol appelé traceur par pas (*stepped leader*). La progression de ce canal s'effectue par une série de bonds (ou pas) lumineux successifs, chaque bond ayant une longueur de quelques dizaine de mètres et une durée d'environ 1 microseconde; deux bonds successifs sont séparés par une pause de l'ordre de 50 microsecondes. Le traceur apporte une quantité de charges négatives de l'ordre de 10 Coulomb vers le sol avec une vitesse moyenne de $2 \cdot 10^5$ m/s. A chaque pas du traceur correspond une impulsion de courant d'amplitude supérieure à 1 kA. Ces dernières sont associées à des impulsions de champs électrique et magnétique d'une durée d'environ 1 microseconde et des temps de montée inférieurs à 0.1 microseconde. A l'approche du sol, le traceur dont le potentiel par rapport à la terre est environ -10 MV provoque une intensification du champ électrique et initie une ou plusieurs décharges ascendantes (upward-connecting leader): cette phase est appelée le *processus d'attachement* (attachment process). La jonction entre une des décharges ascendantes et le traceur par pas s'effectue à quelques dizaines de mètres au-dessus du sol. Le canal du traceur est alors déchargé lorsqu'une onde de potentiel de sol, le premier arc en retour (*first return stroke*), se propage vers le nuage et neutralise le canal chargé par le traceur avec une vitesse décroissante en fonction de la hauteur de l'ordre de 1/3 de la vitesse de la lumière. Le premier arc en retour produit un courant au niveau du sol d'une valeur de pic typique de 30 kA et d'un temps de montée de l'ordre de quelques microsecondes. La durée de l'impulsion du courant (à la mi-hauteur) est de l'ordre de 50 microsecondes.

Durant cette phase, la température du canal s'élève rapidement pour atteindre des valeurs jusqu'à 30'000 °K qui génère un canal de haute pression provoquant une onde de choc appelée tonnerre.

Après la phase de l'arc en retour, l'éclair peut disparaître. Néanmoins, si une quantité résiduelle de charges est encore présente au sommet du canal, il se développe dans le canal précédemment tracé un traceur obscur (*dart leader*) à une vitesse de l'ordre de $3 \cdot 10^8$ m/s apportant une charge d'environ 1 Coulomb associée à un courant de 1 kA. Entre la fin du premier arc en retour et le début du traceur obscur, une activité électrique, se manifeste; il existe cependant un doute quant à l'influence de cette activité et le déclenchement du traceur obscur.

Le traceur obscur déclenche enfin l'arc en retour subséquent (*subsequent return stroke*). Le courant des arcs en retour subséquents mesurés à la base du canal ont généralement un temps de montée plus rapide que le courant du premier arc en retour. De nouvelles séquences traceur-arc peuvent ensuite se produire, donnant parfois jusqu'à 15 arcs en retour. Le dernier arc en retour est souvent à l'origine d'un fort courant de l'ordre de 100 A (*continuing current*) qui draine la charge résiduelle de la cellule orageuse.

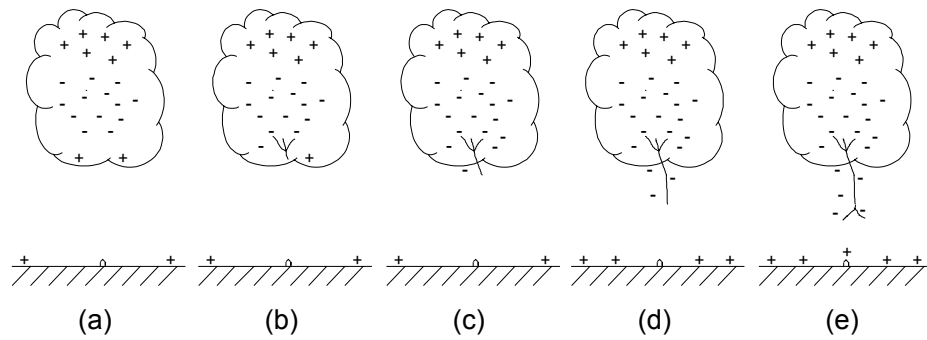


Figure 1-5 a. Développement du traceur par pas (stepped leader).

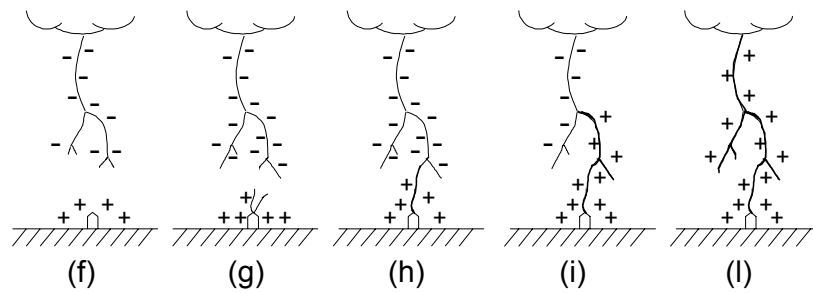


Figure 1-5 b. Développement de l'arc en retour (return stroke)

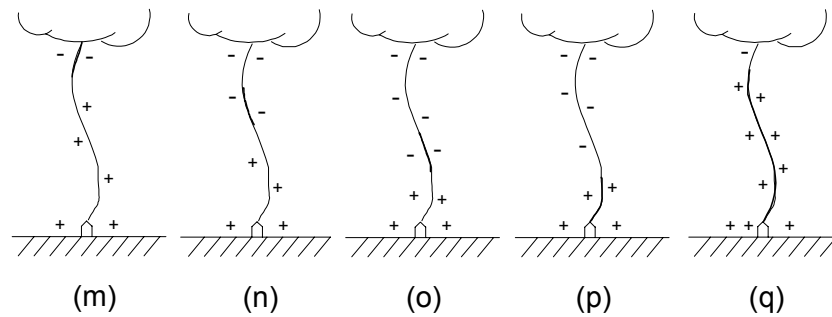


Figure 1-5. c. Traceur obscur (dart leader) et arc en retour subséquent (subsequent return stroke)

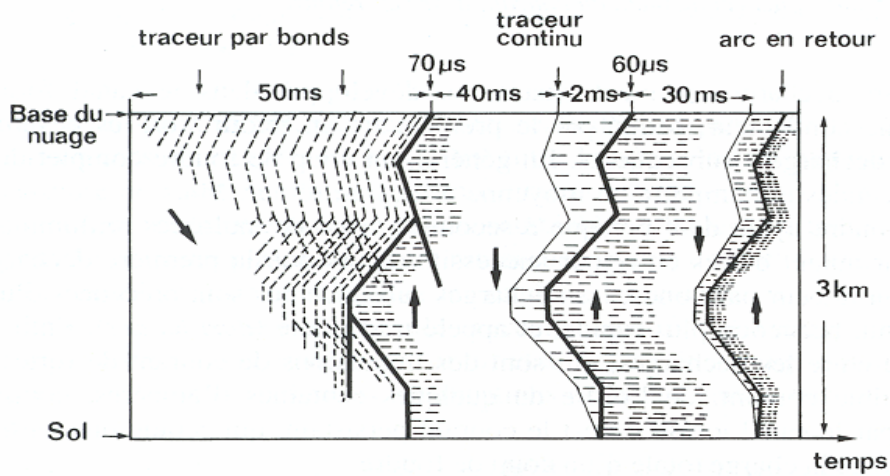


Figure 1-6: Séquence traceur descendant – arc en retour dans un éclair

I-4 : L'énergie de la foudre

Est-il intéressant de capter l'énergie de la foudre ? C'est là une question souvent posée. On pourrait croire en effet que l'énergie électrique dissipée par les orages est importante. En réalité, s'il est exact que la puissance instantanée de la foudre est énorme (10^6 à 10^7 MW), la puissance moyenne reste relativement modeste. Pour s'en convaincre, il suffit d'intégrer l'énergie dissipée annuellement par l'ensemble des coups de foudre frappant le territoire français. En se basant sur une différence de potentiel nuage-sol de 100 MV et une charge moyenne par éclair de 20 C, on arrive à une puissance permanente de moins de 100 MW, soit moins du dixième d'une tranche nucléaire moderne. De plus, on imagine les difficultés techniques qu'il faudrait résoudre pour capter une énergie aussi diffuse et aléatoire que celle de la foudre.

I-5 : Statistiques générales

Dans le monde, la foudre frappe de 50 à 100 fois par seconde. Pour ce qui concerne le territoire Français (données manquantes pour l'Algérie), on estime à 2 000 000 environ le nombre de coups de foudre observés par an.

Les conséquences de ce phénomène atmosphérique sont particulièrement importantes. Selon les bilans disponibles dans la littérature et sur le Web, en moyenne sur le territoire français en chiffre :

- plusieurs dizaines de morts par an,
- 20 000 animaux foudroyés dont 10 000 vaches,
- environ 20 000 sinistres dus à la foudre dont 15 000 incendies,
- des milliers de compteurs détruits.

D'un point de vue financier, le coût annuel des dommages se chiffre en milliards de Dollars.

I-7 : Paramètres électriques de la foudre

I-7-1 : Forme du courant d'arc en retour : Ce courant est de nature impulsionnelle, et sa forme se caractérise par une valeur de crête, un front de montée jusqu'à la crête (ou temps de montée), un temps de décroissance fig (1-7). il existe plusieurs modèles qui représentent ce courant dans le canal de la foudre que nous allons décrire dans les chapitres suivants.

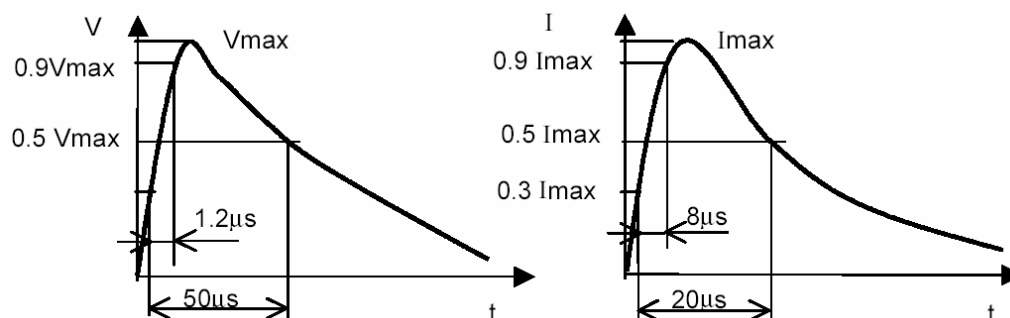


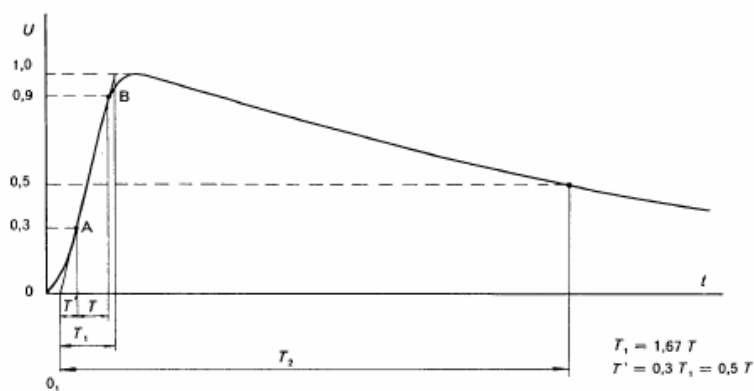
Figure 1-7 : ondes typiques de tension et de courant dans le canal de la foudre

I-7-2 : Forme d'onde de Surtension : Le phénomène physique de la foudre correspond à une source de courant impulsionnel, à savoir une suite de décharges d'une quantité d'électricité sur un court intervalle de temps. La forme d'onde (fig.1-7) réelle est très variable : elle consiste en un front de montée jusqu'à l'amplitude maximale (de 1 microseconde à 20 microsecondes) suivi d'une queue de décroissance de quelques dizaines de microsecondes. Le domaine spectral associé s'étend dans une bande de 10 kHz à plusieurs MHz.

I-7-3 : Valeur de crête du courant : Valeur maximale atteinte par l'intensité d'une impulsion de courant. Cette valeur est variable d'un coup de foudre à l'autre, et couvre une très grande plage d'intensités. Les valeurs de crête s'étendent de 2 à 200 kilo-ampères pour les coups négatifs, avec une médiane d'environ 30 kilo-ampères, et de 5 à 300 kilo-ampères pour les coups positifs, avec une médiane d'environ 35 kilo-ampères.

I-7-4 : Temps de montée : Durée entre l'instant du début de l'impulsion de courant et l'instant où ce courant atteint sa valeur maximale. Cette durée est de 2 à 20 microsecondes pour le "premier coup", de 0,1 à 1 microseconde pour les "coups subséquents" des coups de foudre négatifs. Elle est de l'ordre de 100 à 200 microsecondes pour les coups positifs.

I-7-5 : Durée conventionnelle de front : L'instant de début de l'impulsion étant souvent malaisé à déterminer, on définit une origine et une durée de front conventionnelles (figure suivante) comme suit :



Forme d'onde de choc de foudre normalisée par la CEI

Pour une tension : Soit T_{90} le temps où l'impulsion atteint 90 % de sa valeur de crête, et T_{30} le temps correspondant à 30 % de cette valeur.

L'origine conventionnelle est le point d'intersection de la droite passant par ces deux points avec l'axe du temps ; la durée conventionnelle de front est donnée par $T_f = 1,67 (T_{90} - T_{30})$

Pour un courant : Soit T_{90} le temps où l'impulsion atteint 90 % de sa valeur de crête, et T_{10} le temps correspondant à 10 % de cette valeur.

L'origine conventionnelle est le point d'intersection de la droite passant par ces deux points avec l'axe du temps ; la durée conventionnelle de front est donnée par $T_f = 1,25 (T_{90} - T_{10})$.

I-7-6 : Temps de décroissance : Durée entre l'origine conventionnelle et l'instant où la valeur de l'onde est retombée à 50 % de la valeur de crête. Pour les courants de foudre, cette durée est de l'ordre de 100 microsecondes pour les coups négatifs, et de l'ordre de 1000 microsecondes pour les coups positifs.

I-7-8 : Raideur de l'impulsion : Elle s'exprime en kilo Ampères par microseconde. La raideur maximale a toujours lieu au cours du front de montée. On utilise souvent la raideur moyenne du front de montée, c'est le quotient de la différence des valeurs de courant au début et à la fin d'un intervalle de temps spécifié, par cet intervalle de temps, soit : $(i(t_2)-i(t_1)) / (t_2-t_1)$.

La médiane de cette raideur étant de 30 à 40 KA/ μ s, celle-ci peut atteindre 150 KA/ μ s. Ce paramètre sert au calcul des tensions induites dans les circuits électriques proches du canal de foudre.

I-7-9 : Energie spécifique : Elle s'exprime en joules par ohm ou en ampères carrés x seconde, et représente l'énergie que le courant d'un coup de foudre peut dégager dans une résistance de un ohm. Ce paramètre sert à l'estimation des effets thermiques de la foudre. Sa valeur est comprise entre 6.10^3 J/ Ω pour un coup faible négatif et $1,5.10^7$ J/ Ω pour un violent coup positif.

I-7-10 : Charge totale : Elle s'exprime en coulombs, et représente la charge électrique totale écoulée par un éclair. Elle se définit aussi par l'intégrale par rapport au temps du courant de foudre pendant la durée totale de l'éclair. Ce paramètre sert à l'estimation de la quantité de métal fondu au point d'impact, sur une tige de paratonnerre ou sur une tôle. La charge d'un coup de foudre est comprise entre 1 C pour un coup faible négatif et 350 C pour un violent coup positif, avec une médiane d'environ 10°C.

I-7-11 : Charge impulsionnelle : Charge électrique écoulée par une impulsion individuelle d'un coup de foudre. Elle se définit aussi par l'intégrale par rapport au temps du courant de foudre pendant la durée de l'impulsion.

I-7-12 : Durée d'un éclair : Durée totale pendant laquelle un courant s'écoule par le canal de foudre, comprenant les courants d'arc en retour et le courant persistant. En moyenne d'une centaine de millisecondes, cette durée peut atteindre 3 secondes pour les coups de foudre très violents.

I-7-10: Nombre d'arcs en retour : Ce nombre inclut le premier coup et les coups subséquents. En moyenne de 2 arcs, ce nombre peut atteindre 12 arcs pour les coups de foudre très violents, et même quelques dizaines exceptionnellement (des valeurs de 34 dans le Massif Central, 40 en Autriche, ont été observées).

I-7-11: Onde de choc acoustique, tonnerre : Onde de pression dans l'air au voisinage immédiat du canal de foudre, générée par la violente expansion de ce canal sous l'effet des hautes températures atteintes dans son coeur. Cette onde se propage d'abord avec une vitesse supérieure à la vitesse du son dans l'air, puis évolue progressivement en onde acoustique, dont le tonnerre est la manifestation. Au voisinage immédiat de l'arc en retour, la surpression atteint 20 bars, et à 5 mètres, elle est encore de plusieurs bars.

I-7-12 :Intensité des différents coups de foudre

La distribution des intensités des courants de foudre est reportée sur un abaque regroupant toutes les données mondiales. Sont portées en abscisse le logarithme de l'intensité du coup de foudre (en kA), et en ordonnée la probabilité qu'un coup de foudre dépasse une intensité donnée. Les courbes ainsi obtenues représentent un faisceau de droites.

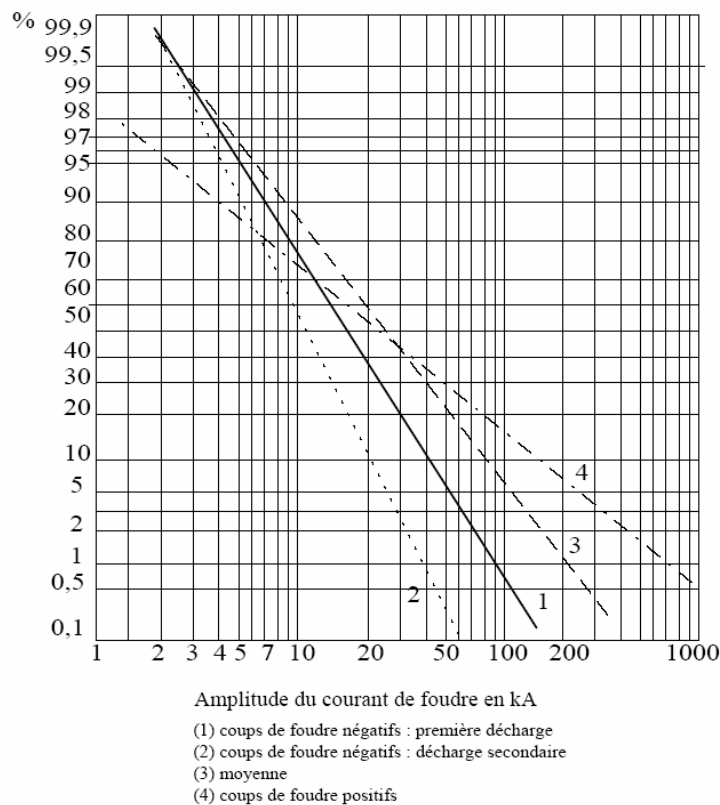


Figure 1-9: Distribution Statistique des coups de foudre

La lecture de la courbe (1-9) (moyenne) indique que l'intensité d'un coup de foudre négatif atteindra des valeurs supérieures à 2 kA dans 99,7 % des cas. La valeur moyenne de l'intensité se situe vers 25 kA.

Paramètres	Unité	Probabilité		
<i>Amplitude</i>	kA	95%	50%	5%
premier coup		7	33	85
coup subséquent		4,6	12	30
coup positif		4,6	35	250
<i>Raideur max.</i>	kA/ μ s	95%	50%	5%
premier coup		9,1	24	65
coup subséquent		10	40	162
coup positif		0,2	2,4	32
<i>Energie spécifique</i>	A ² s	95%	50%	5%
premier coup		$6,0 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^5$
coup subséquent		$5,5 \cdot 10^2$	$6,0 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^4$
coup positif		$2,5 \cdot 10^4$	$6,5 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^7$
<i>Charge totale</i>	C	95%	50%	5%
décharge négative		1,3	7,5	40
décharge positive		20	80	350
<i>Durée totale</i>	ms	95%	50%	5%
décharge négative		0,15	13	1100
décharge positive		14	85	500

Tableau 1 -1 : Paramètres électriques d'un coup de foudre

I-8 : Courant à la base du canal

Depuis les années 50, plusieurs campagnes expérimentales ont été réalisées afin de caractériser le courant de foudre. La description la plus complète du courant de l'arc en retour est donnée par l'équipe du Professeur Berger (ETHZ), qui durant les années 1950-1970 a exploité une station expérimentale au Mont San Salvatore près de Lugano. La mesure du courant a été effectuée au sommet de deux tours de 55 m de haut situées au sommet du Mont San Salvatore.

Les figures(1-10) ci-dessous illustrent les formes moyennes des courants typiques à la base du canal correspondant aux arcs en retour premier et subséquent d'une décharge négative.il est considéré comme l'unique grandeur mesurable des courants de la foudre.

I-8 : Vitesse de l'arc en retour

La vitesse moyenne de l'arc 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.

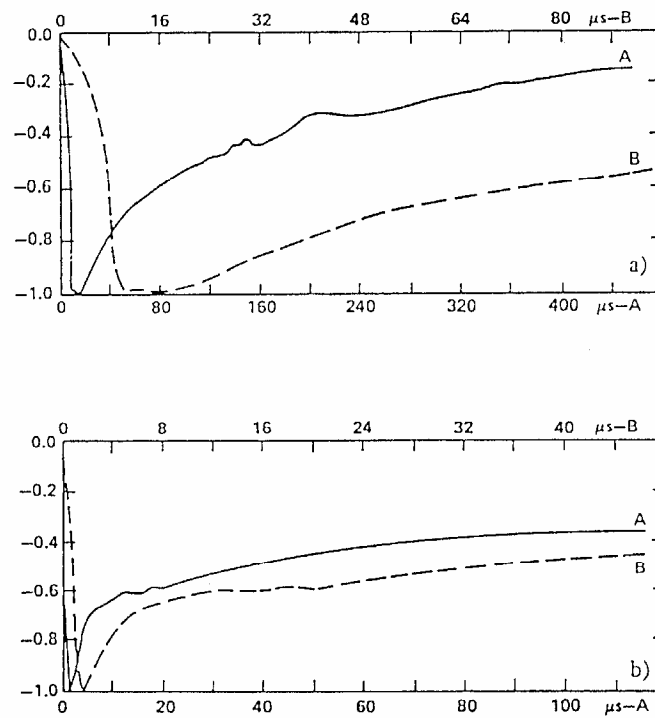
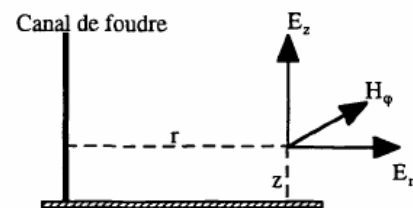


Figure 1-10: Forme du courant à la base du canal; principal (dessus) et subséquent (dessous) Mesures en Floride par Berger[37]

I-9 : Champ électromagnétique

Le champ électromagnétique rayonnée par la foudre se propage dans l'espace par ses trois composantes ; deux électriques , horizontal (E_r) et vertical (E_z) et l'autre magnétique azimutal H_ϕ . Pour une approximation générale, ils présentent pour toute distance (entre 1 km et 200 km) un premier pic dont l'intensité est approximativement inversement proportionnelle à la distance. A des distances relativement proches, le champ magnétique présente une *bosse* ("hump") à environ 30 μs , alors que le champ électrique a une croissance en rampe après son pic initial. Les champs électrique et magnétique lointains (distance supérieure à environ 50 km) ont essentiellement la même forme d'onde, et présentent une inversion de polarité. Ces remarques ont été observées sur les courbes expérimentales et Berger et al[50] (voir figures 4-9).

Suivant les modèles géométriques du problème adoptés par les différents auteurs , le courant de la foudre se propage du sol vers le nuage selon l'axe vertical z figure suivante , le champs électromagnétiques en un point quelconque de l'espace s'obtient en sommant le long du canal de la foudre et son image au dessous du sol le champs électromagnétique crée par un dipôle de longueur dz ' situé à une longueur z' au dessus du sol.



Plusieurs contributions dues à des sources différentes participent dans la totalité des trois composantes du champ électromagnétique : il s'agit de la contribution électrostatique E_{el} qui a pour source l'intégral du courant de la foudre (charge électrique déposée au sol), la contribution d'induction (E_{ind} , H_{ind}) qui a pour source le courant de la foudre et la contribution de rayonnement (E_{ray} , H_{ray}) qui a pour source la dérivée du courant

I-10 : Effets de la foudre :

Pour généraliser les effets indésirables de la foudre que se soit sur les objets (bâtiments ou systèmes électriques/électroniques) ou sur les êtres vivants nous pouvons citer les effets suivants :

I-10-1 : Effets thermiques

Les effets thermiques associés au phénomène de foudre peuvent être de plusieurs sortes :

- De manière générale, un courant électrique s'écoulant dans un corps conducteur entraîne son échauffement. Ce phénomène, qualifié d'effet Joule, peut être à l'origine, dans le cas de la foudre, de la fusion des conducteurs dont le volume n'est pas suffisant pour évacuer la quantité de chaleur générée par les courants de foudre.
- Lors de coups de foudre, un contact de mauvaise qualité entre deux conducteurs peut être le siège d'un échauffement important conduisant à la fusion des pièces en contact. Cette fusion pouvant s'accompagner également de la formation d'un arc de retour et de projection de métal porté à haute température, peut constituer un facteur incendiaire important.
- Dans les cas particuliers où les courants de foudre s'écoulent dans un mauvais conducteur (bois béton), l'échauffement généré est susceptible d'entraîner une vaporisation de l'eau contenue dans le matériau et en conséquence, l'éclatement de ce dernier.
- Aux points de jonction entre un conducteur (surface métallique) et un arc de retour, une grande quantité de charges électriques doit être écoulee dans un temps très bref. Ce phénomène entraîne un échauffement local important du métal, qui, s'il s'avère généralement sans conséquences graves, peut conduire à la perforation de tôle d'acier de 2 à 3 mm d'épaisseur,
- Enfin, lorsque l'arc de retour traverse des substances inflammables, il est capable de déclencher un incendie directement par conduction de la chaleur ou par simple rayonnement thermique.

I-10-2 : Montées en potentiel et amorçages

L'amorçage (l'étincelage) se produit lorsque la tension électrique entre deux points dépasse un seuil qui dépend du milieu isolant et de l'éloignement entre ces deux points. Ce phénomène transitoire se produit dans l'air lorsque le champ électrique est de l'ordre de 30 kV/cm.

Ces différences de potentiel peuvent ainsi occasionner :

- des destructions d'équipements électriques ou électroniques,
- des claquages (étincelles) entre les descentes de paratonnerre et des objets métalliques proches reliés au sol, créant ainsi un risque important d'inflammation.

I-10-3 :Effets électromagnétiques

Le canal de foudre ainsi que les éléments écoulant le courant de foudre à la terre génèrent un champ électromagnétique. Des courants et tensions induits vont alors apparaître dans les conducteurs proches. A titre d'illustration, signalons qu'à 100 m du point d'impact, un éclair peut induire une tension de 80 V dans une boucle d'un mètre carré formée par un conducteur.

Les différences de potentiels en résultant peuvent à leur tour entraîner des claquages dans les éléments électriques ou électroniques reliés à ces conducteurs. Ces claquages peuvent être également de forte intensité et créer un risque d'inflammation ou de destruction du même type que celui créé par le coup direct.

Par ailleurs, certains équipements sensibles aux perturbations électromagnétiques peuvent être perturbés ou détruits par le champ créé par un éclair proche.

Les surtensions induites par un champ électromagnétique sont généralement de courte durée et leur amplitude dépend notamment de la vitesse de variation du courant induit dans le composant considéré. Cette vitesse de variation est à relier à la raideur du coup de foudre et donc au profil de l'onde magnétique générée.

Ainsi, les temps de montée, de valeur de crête et le temps de descente ont chacun des effets destructeurs ou perturbateurs :

- le temps de montée : certains composants discrets (triacs, thyristors par exemple) sont déclenchés ou détruits par des impulsions de bas niveau, mais à front très raide (dU/dt et dI/dt importants) ;
- la valeur de crête : les surtensions de crête supérieures à la valeur admissible de certains éléments entraînent leur destruction par claquage ; c'est le cas pour les condensateurs, les diodes et en général les couches d'arrêt des semi-conducteurs ;
- le temps de descente : les impulsions de longue durée endommagent la plupart des composants du fait de l'énergie qu'elles véhiculent.

Sans aller jusqu'à la destruction d'un composant ou d'un circuit, les perturbations du réseau peuvent aussi entraîner des erreurs de fonctionnement d'équipements électroniques par suite de l'action d'une impulsion, même faible, sur un microprocesseur, une mémoire ou une logique câblée (basculer,...). Les effets seront par exemple :

- l'arrêt ou le démarrage incontrôlé d'une machine automatique,
- le fonctionnement erratique d'équipements,
- la perturbation de programmes informatiques,
- le déclenchement intempestif d'une centrale d'alarme,
- des erreurs d'affichage ou de calcul (mesures,...).

Il est clair que la perturbation d'organes électriques jouant un rôle particulièrement important pour la sécurité de l'installation peut être une cause d'accidents majeurs. L'analyse d'accidents menée dans le chapitre 2 a d'ailleurs mis en lumière que les accidents de ce type n'étaient pas à exclure.

Enfin, l'action cumulée et répétée de surtensions ou de surintensités successives non destructives individuellement peut conduire à un vieillissement prématuré de certains composants électriques.

Relativement aux effets électromagnétiques du à la foudre on peut retenir ce qui suit :

- la foudre peut avoir des conséquences destructrices ou perturbatrices sur des installations électriques ou électroniques situées dans un rayon de plusieurs kilomètres à partir du point d'impact,
- une alimentation électrique d'un bâtiment réalisée par câbles souterrains n'en est pas pour autant protégée des effets de la foudre et les équipements électriques ou électroniques branchés dans ce bâtiment ne sont pas à l'abri des conséquences de ce phénomène électrique.

I-10-4 :Effets électrodynamiques

Des effets électrodynamiques peuvent être générés dès lors qu'un courant fort circule dans un conducteur se trouvant par ailleurs dans un champ magnétique généré par des courants voisins. Par analogie, on peut se référer aux phénomènes apparaissant sur des jeux de barres de poste de puissance en cas de court-circuit.

Ces effets peuvent être soit attractifs, soit répulsifs suivant la disposition des conducteurs les uns par rapport aux autres. Ces efforts peuvent atteindre de plusieurs centaines à plusieurs milliers de newtons pour des coups de foudre violents et conduisent à des déformations mécaniques pouvant entraîner des ruptures ou des arrachages de support.

I-10-5 :Effets électrochimiques

Ces effets sont généralement négligeables sur les installations au sol, les quantités de matière pouvant se décomposer par électrolyse restent faibles, même pour des quantités de charge transférées importantes. Une surveillance des prises de terre reste cependant nécessaire (risque de corrosion,...).

I-10-6 :Effets acoustiques

Les forces électrodynamiques liées au courant s'écoulant dans l'éclair créent une dilatation de l'air du canal de foudre, accompagnée d'une élévation de pression dans le canal. Cette surpression et sa disparition brutale, créent une onde de choc se propageant ensuite dans l'atmosphère. Cette onde de choc peut générer de fortes surpressions sur des structures avoisinantes et conduire au renversement de panneaux, murs,...

I-10-7 :Effets lumineux

Les effets sur les installations sont limités aux équipements optiques (cellules, caméra,...). En ce qui concerne l'homme, des lésions oculaires peuvent toutefois apparaître.

I-10-8: Accidents corporels dus à la foudre

L'objet de ce document est de présenter le risque foudre relativement aux Installations Classées pour la Protection de l'Environnement. Cependant, il paraît instructif de simplement citer

les risques pour l'homme associés au phénomène de foudre, à titre indicatif, d'une part, et pour la protection éventuelle des opérateurs sur site d'autre part.

Les accidents corporels dus à la foudre ne sont pas très fréquents, mais leurs conséquences, souvent très graves, doivent être connues, ainsi que les règles élémentaires à respecter pour se protéger.

I-10-8-1: Différents types de foudroisement

En ce qui concerne l'atteinte d'une personne par un coup de foudre, il convient de distinguer :

- *Le coup de foudre "direct"* : le courant de foudre "entre" par la partie supérieure d'une personne et s'écoule au sol en passant par les membres inférieurs ;
- *Le foudroisement par éclair "latéral"* : le courant de foudre "descend" par un élément faiblement conducteur avant de choisir un chemin de moindre résistance qui peut être une personne se situant à proximité ;
- *Le foudroisement par "tension de pas"* : lorsque la foudre frappe un point au sol, on a alors une différence de potentiel suffisante pour générer un courant passant par les membres inférieurs d'un individu ;
- *Le foudroisement par "tension de toucher"* : la tension de toucher intervient comme mécanisme de foudroisement lorsqu'une personne touche un objet conducteur lui-même parcouru par un courant de foudre ;
- *Le foudroisement par "courant induit"* : foudroisement par captage capacitif d'une des ramifications d'un coup de foudre descendant ;
- *Le foudroisement par "différence d'impédance"*, avec le milieu ambiant. Par exemple une personne dans une piscine présente une impédance de plus faible valeur que le milieu ambiant et sera ainsi parcourue par un courant plus fort.

I-10-8-2: Les pathologies de la foudre

Le risque majeur des foudroissements est l'arrêt cardio-respiratoire. Comme dans le cas des électrisations par courant de fréquence industrielle, seule la réanimation cardiaque et respiratoire immédiate peut sauver la victime.

Cependant, le diagnostic de foudroisement peut poser des difficultés, la pathologie de la foudre n'étant pas toujours bien identifiée. Une erreur de diagnostic peut avoir de lourdes conséquences, le foudroisement s'accompagnant généralement de complications lourdes. Dans tous les cas, un examen approfondi par un spécialiste s'impose.

Les types de lésions générées par la foudre sont multiples :

- lésions neurologiques,
- lésions cardio-vasculaires,
- brûlures des tissus et des chairs,
- lésions traumatiques, auditives ou oculaires

I-10-8-3: Recommandations en cas d'orage pour la protection des personnes

Pour se protéger de la foudre, il convient de respecter les principes suivants :

- ne pas constituer une cible pour la foudre,
- ne pas se placer dans des situations qui risquent d'engendrer une différence de potentiel entre deux parties du corps.

Les personnes voulant se protéger peuvent notamment prendre les précautions suivantes :

- chercher un abri bas dans un endroit ayant un toit relié électriquement à la terre ou un abri métallique (voiture,...),
- lorsqu'il n'y a pas d'abri à proximité, il faut à la fois réduire sa hauteur (s'accroupir) et réduire sa surface au sol (joindre les deux pieds),
- éviter de courir, de s'allonger et de faire de grands pas,
- éviter les abris naturels (grottes, bas de falaise, cascade,...),
- éviter de faire de la bicyclette, de monter à cheval, de rester dans un véhicule à toit ouvert,
- éviter de marcher dans l'eau ou de nager,
- se tenir à l'écart des endroits élevés, des arbres de grande taille ou isolés. Si la proximité d'un arbre ne peut être évitée, prendre position au-delà de la limite du feuillage,
- éviter le contact ou la proximité des structures métalliques et descentes de paratonnerres,
- ne pas porter sur soi des objets métalliques,
- éviter ou limiter l'utilisation du téléphone (traditionnel).
- Eviter le contact avec tout objet métallique, appareils électriques, encadrement de fenêtre, radio, télévision.

Chapitre II

Propagation des Surtensions transitoires

Dans les Lignes Electriques

Propagation des Surtensions Transitoires Dans les Lignes Electriques

II-1 : Introduction

Dans les réseaux à haute tension destinés au transport d'énergie électrique, la foudre peut toucher une ligne électrique en frappant soit un conducteur de phase, soit un pylône ou un câble de garde, provoquant sur les lignes des surtensions importantes classées comme les contraintes les plus dangereuses pour les postes de transformation et les systèmes électro-énergétiques en général.

L'impact direct et indirect de la foudre sur l'un des conducteurs, s'illustre par la propagation bidirectionnelle d'une onde de surtension de plusieurs centaines de kV et peut atteindre les 200 kA.

Dans le domaine de la coordination des isollements ainsi que la compatibilité électromagnétique CEM, les contraintes produites par la foudre reste toujours d'intérêt major et à tenir compte de priorité dans la mise en place de tout système de protection.

Au cours de la propagation des surtensions le long de la ligne vers les postes et si leur amplitude est suffisamment élevée, elles subissent une déformation et une atténuation sous l'influence des pertes par effet Joule, de l'effet couronne, de l'effet de peau dans le sol et dans les conducteurs et la longueur de propagation. L'acte paradoxal de l'effet couronne vu qu'il est généré par l'élévation du champ électrique autour du conducteur causé lui-même par l'impact de la foudre, participe d'une manière directe à la coordination des isollements électriques.

C'est dans ce contexte et par le présent chapitre, nous présentons les effets influant sur la propagation des surtensions de foudre dans les lignes aériennes et couvert par un modèle de ligne triphasée avec effet couronne transitoire.

II-2 : Foudroisement d'une ligne

A partir du modèle électrogéométrique de la littérature [3], la fréquence de foudroisement se calcule en tenant compte de la surface de capture de l'élément considéré.

La formule empirique générale indiquant le foudroisement (nombre total de CDF par an) d'une ligne (pylônes, câbles de phases et de garde) se donne par :

$$N_L = N_k \left(\frac{N_1}{30} + \frac{l}{70} \right) \alpha \frac{L}{100} \quad (2.1)$$

N_k = niveau kéraunique,

N_L = foudroisement de la ligne,

N_1 = foudroisement du conducteur horizontal le plus élevé

L = longueur de la ligne en km,

l = largeur de la ligne en m (entre les conducteurs extérieurs),

α = facteur d'influence des pylônes et des câbles de garde

II-3 : Origines des surtensions

On peut qualifier les surtensions comme toute tension fonction du temps qui dépasse la tension crête de régime permanent à sa tolérance maximale elle aura lieu dans un phénomène transitoire, qui définit l'évolution des surtensions entre deux états de fonctionnement permanent.

Elles sont générées à cause de différents phénomènes qui les classent en catégories distinguées, parmi ces causes nous citons :

II-3-1 : Onde de Manœuvre (Surtension interne)

La forme des ondes de manœuvre d'enclenchement ou de déclenchement dépend essentiellement des caractéristiques du réseau considéré. Le nombre des schémas équivalents est pratiquement infini, l'étude de la propagation se fait donc dans des cas simples que l'on tente de retrouver dans la pratique. Par exemple, lorsqu'une ligne est mise sous tension par une source de faible impédance interne (cas du réseau d'énergie), les réflexions du saut de tension initial créent à l'extrémité ouverte une onde de tension rectangulaire. Si la ligne est fermée sur une inductance (transfo MT) et une capacité en série (capacité de la ligne), ceux-ci sont soumis à une excitation par chocs répétés. Par suite des oscillations, la tension aux bornes du récepteur est susceptible de dépasser la tension d'excitation. Les surtensions atteignent des valeurs maximales lorsque la fréquence propre du circuit oscillant de charge est égale à la fréquence des ondes rectangulaires se propageant sur la ligne (5 fois la tension initiale).

L'étude de ces phénomènes dépend de la configuration du réseau. Sa complexité nécessite le recours au calcul, à la mesure in situ et à la statistique.

II-3-2: Onde de Foudre (surtension Externe)

Le spectre de l'onde de foudre est beaucoup plus large (fréquences très élevées), que celui de l'onde de manœuvre. Un coup de foudre comporte plusieurs décharges (4 en moyenne) et chaque décharge est précédée par des milliers de précurseurs ou traceurs, créant des milliers de surtensions, chacune pouvant être décomposée en série de Fourier pour former le spectre. La configuration du réseau produit des effets encore plus aléatoires sur ces milliers d'ondes générées par la foudre.

II-3-3 :Coups de foudre directs (sur conducteurs de phase)

Lorsque la foudre tombe sur un conducteur de phase d'une ligne, le courant $i(t)$ se répartit par moitié de chaque côté du point d'impact et se propage le long des conducteurs qui présentent une impédance d'onde Z de valeur comprise entre 300 et 500 Ω .

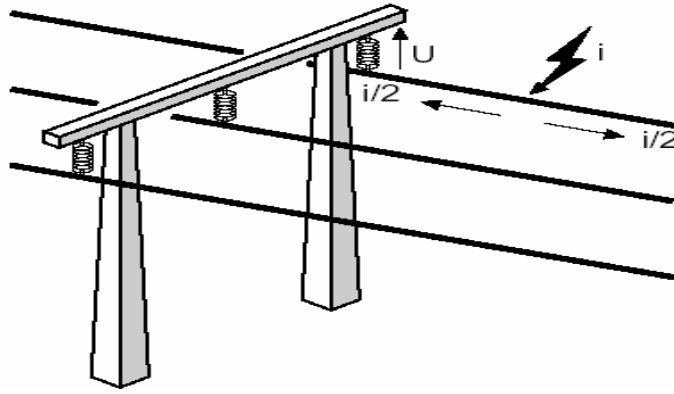


Figure 2-1 : Coup de foudre sur conducteur de phase et propagation bidirectionnelle

s'en suit une onde de tension associée :
$$U(t) = Z \frac{i(t)}{2} \quad (2.2)$$

Au niveau des pylônes la tension croît et se propage : n en onde pleine en atteignant sa valeur maximale

$$U_{\max} = Z \frac{I_{\max}}{2} \quad \text{si} \quad Z \frac{I_{\max}}{2} < U_a$$

avec U_a = tension d'amorçage à l'onde de choc de la chaîne d'isolateurs ou des éventuels éclateurs de protection

II-4 : Coups de foudre (sur conducteurs de garde ou sur un pylône)

Dans ce cas l'écoulement du courant de foudre vers la terre provoque une élévation du potentiel des structures métalliques. La tête du pylône atteint un potentiel dépendant de son inductance propre L et de la résistance de terre R au choc.

$$U(t) = Ri(t) + L \frac{di(t)}{dt} \quad (2.3)$$

La tension peut atteindre la limite d'amorçage à l'onde de choc de la chaîne d'isolateurs. Il s'agit de l'amorçage en retour ou «backflashover». Une partie du courant se propage alors sur la ou les phases amorcées, vers les utilisateurs ; ce courant est en général supérieur à celui d'un coup de foudre direct. En très haute tension, l'amorçage en retour est peu probable (niveau d'amorçage des isolateurs), c'est pourquoi l'installation de câbles de garde est intéressante (interruptions de service limitées). Mais en dessous de 90 kV , l'amorçage en retour se produit même pour de faibles valeurs de la résistance de terre ($< 15 \Omega$), d'où un intérêt limité (interruptions de service plus fréquentes).

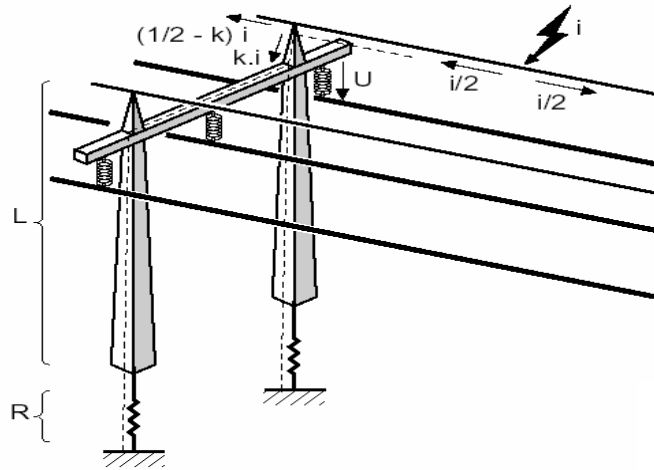


Figure 2-2: Coup de foudre sur conducteur garde et propagation bidirectionnelle

II-5 : Influences des effets sur la propagation des surtensions

Au cours de la propagation des surtensions le long de la ligne vers les postes et si leur amplitude est suffisamment élevée, elles subissent une déformation et une atténuation sous l'influence de l'effet couronne, l'effet de peau et les pertes par effet joule.

L'acte paradoxal de l'effet couronne vu qu'il est généré par l'élévation du champ électrique autour du conducteur causé lui-même par l'impact de la foudre, participe d'une manière directe à la coordination des isolements électriques, alors c'est dans ce contexte que dans cette partie où nous présentons en premier lieu l'influence de la déformation de l'onde de surtension au cours de sa propagation sur la protection des postes de transformation (publication 1 JEAS) et en deuxième lieu Un modèle de ligne triphasée avec effet couronne transitoire (publication 2 IJEPE).

II-5-1 :Atténuation par dissipation d'énergie

A partir du moment où l'impact de la foudre aura lieu sur la ligne, la quantité de charges autour du conducteur augmente en fonction du champ électrique appliqué. Le mouvement des charges (électrons libres) dans l'espace qui entoure le conducteur siège de l'effet couronne s'accélère de plus en plus et en provoquant des frottements sévères et des collisions entre les particules des charges, cette situation engendre un dégagement de chaleur et des faisceaux lumineux, on peut alors parler d'une énergie dissipée le long de la propagation exprimée pour un cycle de charges par :

$$W = \int_{\text{cycle}} U dq = \frac{1}{Z_c} \int_0^\infty U^2 dt \quad (2.4)$$

Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne qui tient en compte l'effet couronne.

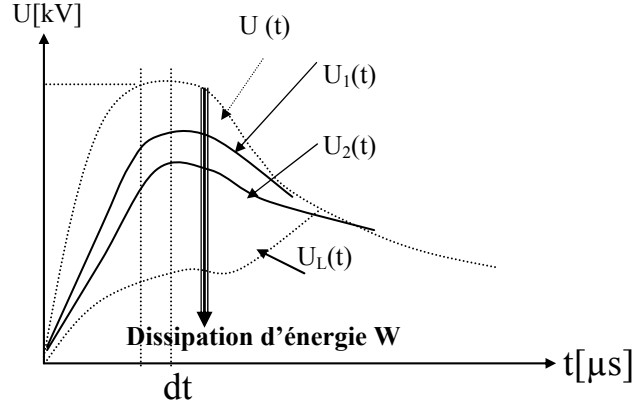


Figure 2-3 : Atténuation de propagation dissipation d'énergie dissipée

Pour un calcul pratique de l'énergie dissipée nous proposons de linéariser l'onde $U(t)$ en deux points de la ligne où elle se propage x_0 et x_1 ($x_1 = x_0 + \Delta x$), la dissipation de chaleur vaut alors :

$$W = W_{x_1} - W_{x_0}$$

$$W = \frac{1}{Z_C} \int_{x_0}^{x_0 + \Delta x} [U_{x_1}^2(t) - U_{x_0 + \Delta x}^2(t)] dt \quad (2.5)$$

$$Z_C = \sqrt{\frac{L}{Cg + \Delta C}} \quad (2.6)$$

Pour plus de concrétisation, une onde de 850 kV avec un parcours de 3km l'énergie dissipée par cette onde est de 1200 J presque et l'amplitude atténuée vers les 550 kV

II-5-2 : Distorsion par retard de propagation du front d'onde

L'analyse de la propagation le long de la ligne électrique d'une onde électromagnétique est basée en premier lieu sur les équations télégraphistes appliquées à un élément dx de la ligne :

$$\begin{cases} \frac{du}{dx} = L \frac{di}{dt} \\ \frac{di}{dx} = C \frac{du}{dt} \end{cases} \quad (2.7)$$

en outre dq/dt n'est qu'une capacité que appellerons capacité dynamique C_d variable en fonction de u et donnée par la pente instantanée du cycle fig(11) ; elle est toujours supérieure à C_g .

$$\frac{di}{dx} = C_d \frac{du}{dt}$$

sa solution définit une vitesse de propagation :

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC_d}} \quad (2.8)$$

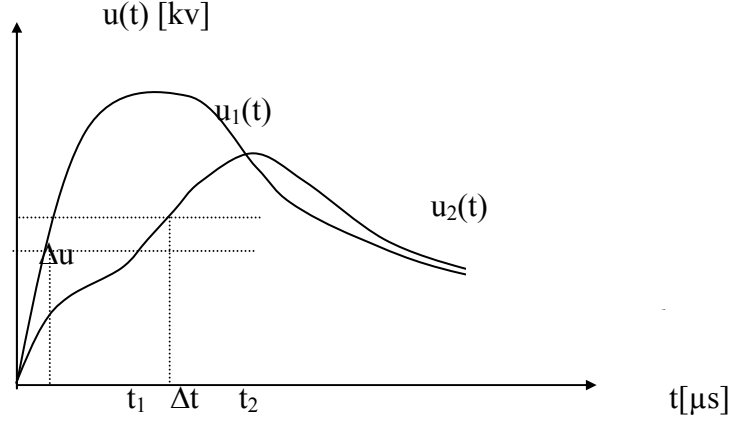


Figure 2-4: distorsion de propagation par retard de propagation

La déformation subite par l'onde fig (2-4) au cours de $\Delta x (=x_2-x_1)$, se présente comme si chaque tranche de son allure se déplace avec une vitesse différente de l'autre et inférieure à la vitesse de la lumière $c=3.10^8$ m/s supposée généralement comme la vitesse initiale de l'onde à l'impacte. Cette vitesse dépend de la capacité dynamique instantanée C_d en présence de l'effet couronne et implique le retard de propagation du front d'onde.

Δt caractérise de la distorsion et s'exprime par :

$$\Delta t = t_{x2} - t_{x1} = \Delta X \left(\frac{1}{v_{x2}} - \frac{1}{v_{x1}} \right) = \Delta X \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) \quad (2.9)$$

v : est la vitesse de propagation après un parcours Δx et dépend de la nouvelle paramètre linéique influencée par l'effet couronne.

II-6-Interprétation

Les applications numériques sur les résultats littéraires précédents, montrent qu'une onde de surtension atmosphérique se déforme au cours de sa propagation accompagnée de l'effet couronne de manière : que son front ($t_f=1,2\mu s$ à l'origine) n'est que de $3,5\mu s$ après 3km de propagation et est de $8\mu s$ après 10km alors que les atténuations en amplitude l'onde tombe à 63% de sa valeur de crête à l'origine après 3km et à 30% après 10km [5].

Une réduction de l'amplitude de surtension ainsi qu'une distorsion du front de montée d'onde; cette hypothèse provoque dans notre esprit que l'idée de cet amortissement bilatéral génère un effet bénéfique, en un sens qu'il réduit les contraintes qui se propagent vers les postes électriques.

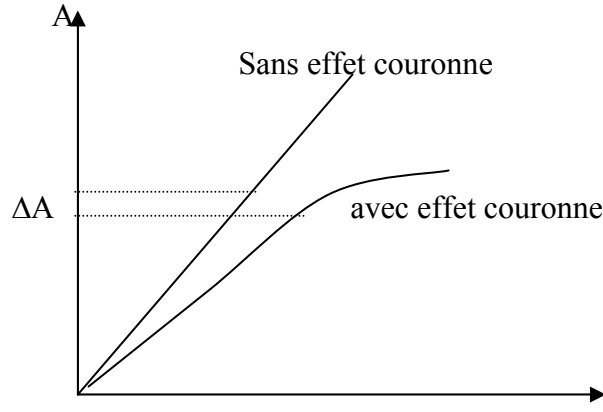


Figure 2-5: Influence de l'effet couronne sur l'amplitude générale des contraintes électriques

A : l'amplitude de l'ensemble des contraintes affectant les postes.

n : le nombre total des contraintes.

ΔA : réduction de l'amplitude des contraintes

II-6 : L'effet Couronne Transitoire

Dans l'esprit scientifique des chercheurs et des spécialistes dans les domaines de coordination des isolements et la compatibilité électromagnétique, l'effet couronne désigne l'ensemble des phénomènes liés à l'apparition d'une conductivité d'un gaz dans l'environnement qui entoure un conducteur porté à Haute tension, cette conductivité est due au phénomène d'ionisation provoqué par l'existence dans l'air d'un certain nombre de paire d'ions⁺ et électrons libres créés par rayonnement cosmique.

Lorsque ces électrons sont soumis à un champ électrique, ils sont accélérés et si ce champ est intense, l'énergie qu'ils acquièrent devienne suffisante pour provoquer l'ionisation des molécules neutres qu'ils vont également ioniser d'autres molécules et ainsi de suite le processus prend l'allure d'une avalanche, pour que ce processus puisse se maintenir il faut que cette allure atteigne une taille critique et que le champ d'apparition d'effet couronne ait une valeur suffisante au voisinage des conducteurs.

Le seuil critique d'apparition d'effet couronne est généralement évalué par la célèbre loi empirique de Peek :

$$E_c = E_p . m . \delta \left(1 + \frac{K}{\sqrt{\delta r}} \right) \quad (2.10)$$

$$E_c = 31 \frac{3,92 P}{273 + t} m \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\frac{3,92 P}{273 + t} r}} \right) \quad (2.11)$$

P : pression de l'air en cm Hg m.

m : coefficient d'état de surface du conducteur.

r : rayon du conducteur .

II-7 : Variation de la quantité de charge autour du conducteur siège de l'effet couronne

A partir des célèbres essais expérimentaux de M^{er} Claude Gary [3] aux laboratoires de l'EDF traduit par plusieurs cycles de charge $q=f(U)$ fig(2-6), nous décrivons l'influence de l'effet couronne sur l'état du conducteur à travers son contour et ses paramètres linéiques, notamment sa capacité qui va prendre d'autres dimensions transitoires très différentes à celles d'une ligne non touchée par la foudre

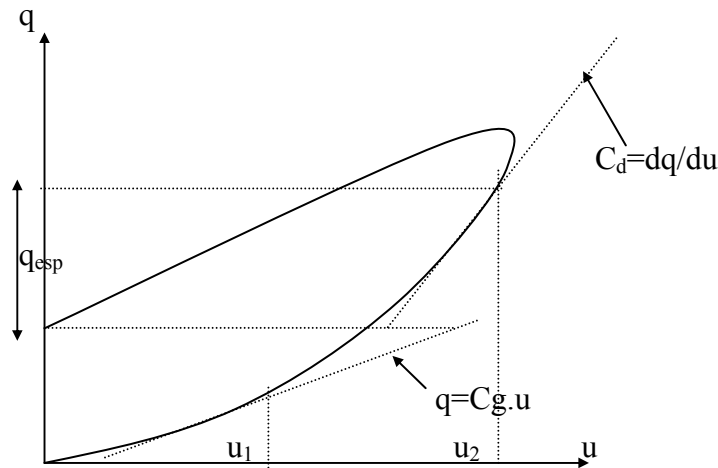


Figure 2-6: cycle de charge $q=f(u)$ obtenue des essais de C. Gary [13] aux laboratoires d'EDF

Une linéarisation partagée de l'une de ces graphiques fig (2-7) et par des méthodes de régression numérique simple nous pouvons interpréter la variation de la quantité de charge autour du conducteur en fonction de la tension appliquée par les expressions suivantes :

Avant l'apparition de l'effet couronne, la quantité de charge autour du conducteur est uniquement capacitive et est linéaire en fonction de la tension appliquée :

$$q(t) = C.U(t) \quad (2.12)$$

Si U_1 est la tension de seuil correspondante à E_c en écrit alors .

Pour $U < U_1$: $q = C_g . U$

Pour $U \geq U_1$: $q = q_g + q_{esp} = C_g . U + q_{esp}$ (2.13)

C_g : est la capacité géométrique de la ligne

q_{esp} désigne la quantité de charge supplémentaire dans l'espace due à l'effet couronne et est une fonction non linéaire de la tension appliquée et sa dérivée (dq/du).

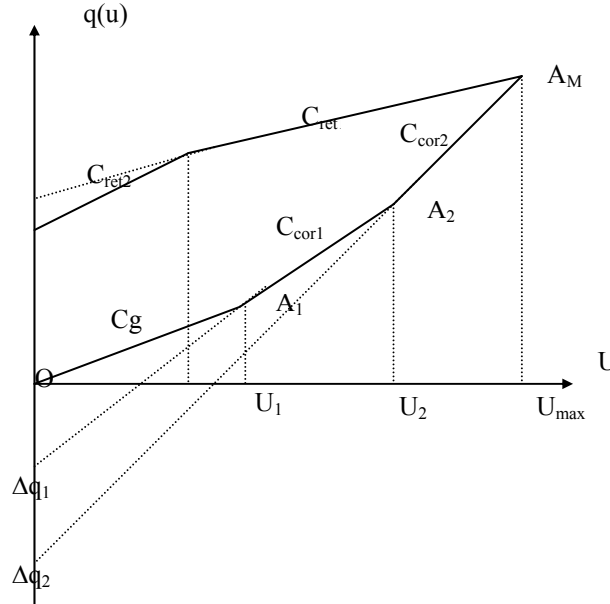


Figure 2-7 : linéarisation d'un cycle de charge $q=f(U)$

A partir de la courbe linéarisée fig(2-7) on illustre 03 étapes d'évolution de la charge et par un développement analytique de ces équations (voir Annexe) conduit à exprimer l'évolution de la quantité de charge en fonction de la tension appliquée au tour du conducteur siège de l'impact de la foudre par :

$$q = UC_g + (U - U_1)(C_1 - C_g) + (U - U_2)(C_2 - C_1) \quad (2.14)$$

De même pour la capacité statique entre le conducteur et le sol en fonction de la tension appliquée :

$$C = C_g + (1 - \frac{U_1}{U})(C_1 - C_g) + (1 - \frac{U_2}{U})(C_2 - C_1) \quad (2.15)$$

$C_1 = C_{cor1}$ et $C_2 = C_{cor2}$ qui représentent les capacités additionnelles correspondantes aux U_1 et U_2

II-8 :Ligne triphasée avec effet couronne

Lorsque l'impact de la foudre aura lieu sur un conducteur d'une ligne triphasée, l'influence de l'effet couronne ne se limite pas directement sur ce conducteur mais aussi influe par induction sur les autres conducteurs de la ligne.

Pour mieux signaler cette influence triphasée nous devons passer par le couplage électrostatique en tenant compte de l'effet couronne transitoire.

II-8-1 :Couplage électrostatique entre conducteurs en présence d'effet couronne :

Les potentiels des conducteurs d'une ligne triphasée sont liés avec les quantités de charges qui les portent et qui les entourent par les coefficients d'influences électrostatiques α_{ij} et exprimés un système d'équations linéaires :

$$\begin{cases} V_1 = \alpha_{11} q_1 + \alpha_{12} q_2 + \alpha_{13} q_3 \\ V_2 = \alpha_{21} q_1 + \alpha_{22} q_2 + \alpha_{23} q_3 \\ V_3 = \alpha_{31} q_1 + \alpha_{32} q_2 + \alpha_{33} q_3 \end{cases} \quad (2.16)$$

Pour le calcul des coefficients d'influence, nous allons utiliser la méthode de la théorie des images des conducteurs par rapport au sol , ce qui a permet d'exprimer le système (2.17) de potentiel de la ligne comme suit :

$$\begin{cases} V_1 = \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{2h}{r} q_1 + \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{d'_{12}}{d_{12}} q_2 + \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{d'_{13}}{d_{13}} q_3 \\ V_2 = \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{d'_{21}}{d_{21}} q_1 + \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{2h}{r} q_2 + \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{d'_{23}}{d_{23}} q_3 \\ V_3 = \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{d'_{31}}{d_{31}} q_1 + \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{d'_{32}}{d_{32}} q_2 + \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{2h}{r} q_3 \end{cases} \quad (2.17)$$

les coefficients d'influences électrostatiques diagonaux ou coefficients de potentiel propre des conducteurs α_{ij} s'expriment alors par :

$$\text{pour } i=j \quad \alpha_{ii} = \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{2h_i}{r_i} \quad (2.18)$$

$$\text{pour } i \neq j \quad \alpha_{ij} = \frac{1}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{d'_{ij}}{d_{ij}} \quad (2.19)$$

- la hauteur h dépend de la nature du terrain (plat, vallonné ou montagneux) et avec câble de garde ou sans, en générale la valeur moyenne de h est recommandée par l'expression suivante :

$$h_{\text{moy}} = h_{\text{accr}} - (2/3) \text{flèche}. \quad (2.20)$$

- Les distances d_{ij} sont en fonction de la disposition géométrique des conducteurs et le type de pylône :

Pour des conducteurs de phases en nappe (alignés) :

$$d'_{ij} = \sqrt{mh^2 + d_{ij}^2} \quad (2.21)$$

$m=4$ pour $j=i+1$ phases adjacentes

$m=1$ pour $i=j+2$ phases extrêmes

Pour des conducteurs de phase en triangle avec d est la distance entre 2 phases adjacentes et $2d$ la distance entre les extrêmes :

$$\begin{aligned} d'_{ij} &= \sqrt{(h_1 + h_2)^2 + d^2} \\ d_{ij} &= \sqrt{(h_2 - h_1)^2 + d^2} \end{aligned} \quad (2.22)$$

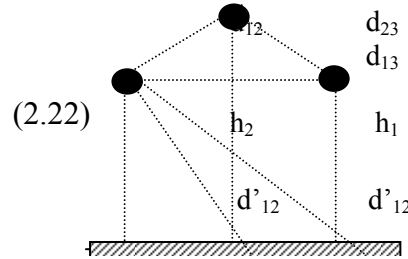


Figure 2-8 : modèle d'une géométrie de ligne aérienne

II-8-2 :Couplage électrostatique avec effet couronne:

Dans la pratique en général les potentiels de phase sont des grandeurs connus et c'est les charges qui sont inconnues, donc la résolution du système précédent est inutile par contre par contre le transformé de sa forme matricielle à une autre forme qui donne le vecteur colonne des charges est une solution optimale pour notre cas :

$$[V] = [\alpha][Q] \Rightarrow [\alpha]^{-1} [V] = [Q] \quad (2.23)$$

$$[\alpha]^{-1} [V] = [C] [V] = [Q]$$

$[\alpha]^{-1}$ est la matrice inverse de la matrice des coefficients de potentiel qui définit directement la matrice de couplage électrostatique qui contient les capacités propres et les capacités mutuelles entre conducteurs de phases influencées directement par l'effet couronne.

Si la foudre touche le conducteur 1(phase A)et donc le siège de l'effet couronne, il donne avec son conducteur voisin 2(phase B) le système de potentiel suivant :

$$\begin{cases} V_1 = \alpha_{11} q_1 + \alpha_{12} q_2 \\ V_2 = \alpha_{21} q_1 + \alpha_{22} q_2 \end{cases} \quad (2.24)$$

Alors la charge totale du conducteur 1 est $q_1 = q_g + q_{esp} = q' + q''$

q_{esp} est la charge supplémentaire injectée autour du conducteur par effet couronne alors que dans cette transitoire, le conducteur 2 est supposé à potentiel flottant ($q_2 \cong 0$) :

$$\alpha_{11} = \frac{V_1}{q_1} = \frac{I}{C_1} \quad (2.25)$$

C_1 est une capacité statique qui dépend de la quantité de charges totale et la tension appliquée au conducteur 1: $C_1 = f(q_1, V_1)$.

$$\alpha_{11} = \frac{V_1}{q_g + q_{esp}} = \frac{V_1}{q_g + \Delta q} = \frac{I}{C_1} \quad (2.26)$$

$$C_1 = C_{stat} = \frac{q_1(V_1)}{V_1} \quad (2.27)$$

Cette analyse implique directement l'influence de l'effet couronne sur le coefficient de potentiel propre α_{11} ce qui nous permet de lui affecter un indice plus significatif :

$$\alpha_{11} = \alpha_{cor} \quad et \quad C_1 = C_{stat} = C_{cor} \quad (2.28)$$

L'élément $\alpha_{11} = \alpha_{cor}$ appartient à la matrice $[\alpha]$ par conséquent dans son inverse $[\alpha]^{-1}$ qui dépend du déterminant de $[\alpha]$, lui à son tour est fonction de $\alpha_{11} = \alpha_{cor}$.

La conclusion la plus importante de tout ce qui est précédent, est que la matrice de couplage électrostatique $[C]$ dépend aussi de ce coefficient, ce qui implique l'influence de l'effet couronne sur toutes les capacités, propres de chaque conducteur et mutuelles entre les 03 phases de la ligne fig(2-9) : $C_{ij} = f(\alpha_{cor})$

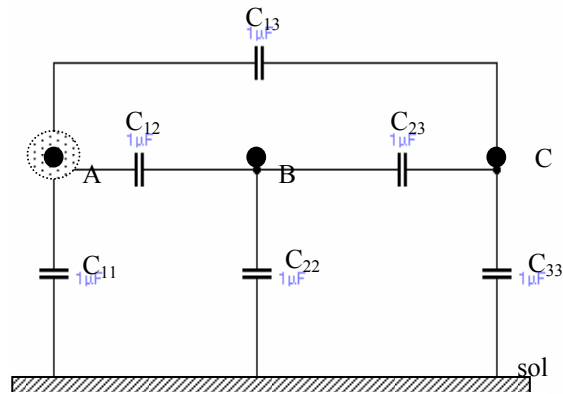


Figure 2-9 : Couplage électrostatique d'une ligne triphasée

II-9 : Modèle d'une ligne triphasée avec effet couronne

Les équations (2.14) et (2.15) trouvées dans le paragraphe (3) à partir de la linéarisation de la courbe du cycle de charge représentent en fait un modèle mathématique d'une ligne triphasée dont les paramètres capacitifs sont modifiés sous l'influence de l'effet couronne.

Des équations (2.29) et (2.30) ci dessous forment un atout important pour construire un modèle analogue fig(2-10) correspondant :

$$q = UC_g + (U - U_1)(C_{cor1} - C_g) + (U - U_2)(C_{cor2} - C_{cor1}) \quad (2.29)$$

$$C_{stat} = C_g + (1 - \frac{U_1}{U})(C_{cor1} - C_g) + (1 - \frac{U_2}{U})(C_{cor2} - C_{cor1}) \quad (2.30)$$

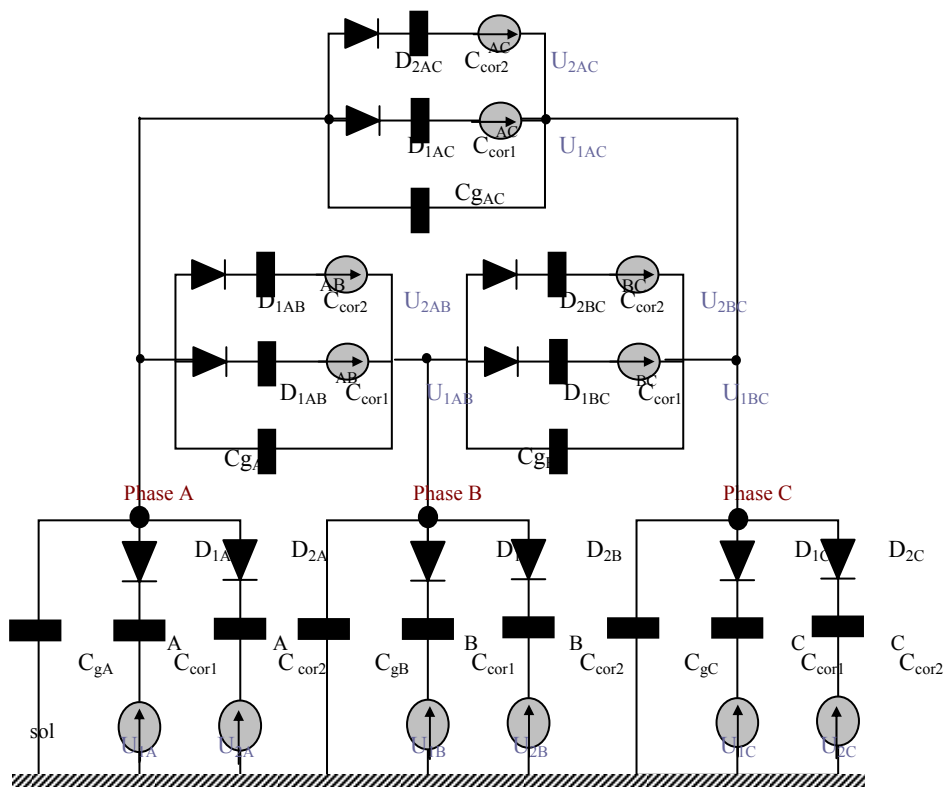


Figure2-10 : Modèle analogue d'une ligne triphasée avec effet couronne transitoire

II-10 : Processus de fonctionnement du modèle :

Lorsque la tension appliquée sur le conducteur de la phase A est inférieure au seuil critique d'apparition d'effet couronne les diodes 1 et 2 sont bloquées et ce n'est que la capacité géométrique C_{gA} qui présente la ligne, si la tension appliquée dépasse celle du le générateur U_{1A} la diode D_{1A} est passante et la capacité C_{cor1}^A s'ajoute à la géométrique pour former la nouvelle capacité du conducteur par rapport au sol et elle redevient plus importante si la tension appliquée dépasse celle du générateur U_{2A} et avec une valeur de C_{stat} :

$$C = C_{gA} + (1 - \frac{U_{1A}}{U})(C_{cor1}^A - C_{gA}) + (1 - \frac{U_{2A}}{U})(C_{cor2}^A - C_{cor1}^A) \quad (2.31)$$

C'est le comportement propre du conducteur siège de l'effet couronne alors que le comportement mutuelle ou par induction entre ce conducteur et les autres de la ligne présente une situation qui dépend de la tension appliquée sur la 2^{ème} phase par induction et lorsque cette dernière ne dépasse pas le seuil critique, la valeur de la capacité du conducteur par rapport au sol n'est que la géométrique C_{gB} . Cette capacité change de valeur si les diodes D_{1B} et D_{2B} seront passantes ; un tel cas n'aura lieu que lorsque cette nouvelle tension appliquée sera supérieure successivement à celles des générateurs U_{1B} et U_{2B} , la nouvelle capacité de cette phase sera :

$$C = C_{gB} + (1 - \frac{U_{1B}}{U})(C_{cor1}^B - C_{gB}) + (1 - \frac{U_{2B}}{U})(C_{cor2}^B - C_{cor1}^B) \quad (2.32)$$

Le même processus se répète pour les autres cas d'induction de la phase par rapport au sol et de la phase A siège de l'effet couronne par rapport aux autres conducteurs de la ligne.

Ce déroulement du modèle proposé donne une satisfaction appréciable convenablement au modèle mathématique représenté par les courbes expérimentales des cycles de charge décrit aux paragraphes précédents.

II-11 : Conclusion

L'effet couronne généré par les surtensions atmosphériques, influe directement sur les paramètres linéiques de la ligne et son conducteur siège de l'impact de la foudre, notamment sa capacité, qui se change de sa valeur initiale (géométrique) en une autre, dite: apparente et plus supérieure, ce qui provoque un autre comportement transitoire de la ligne triphasée par les effets de couplage électrostatique et d'induction.

La proposition d'un modèle mathématique et un autre analogique, permet de savoir le comportement instantané et transitoire de la ligne et par suite placer un autre atout dans les recherches scientifiques et techniques dans le monde des réseaux électriques en général et spécialement dans la coordination des isollements électriques.

A l'arrivée du poste de transformation, l'onde de surtension est complètement déformée favorablement dans l'intérêt de l'ensemble de la coordination des isollements électriques en générale, pourvu que cette déformation causée par l'effet couronne participe d'une façon directe à la réduction de l'ensembles des contraintes électriques fig(2.5), ce qui nous permet l'occasion de réviser et re-optimiser la conception et le dimensionnement des dispositifs de protections.

En conclusion, les conséquences de l'étude de l'influence de l'effet couronne sur la propagation des surtensions de Foudre sont une amélioration considérable dans la recherche en matière des contraintes électriques affectant les ouvrages électro-énergétiques et par suite , prévoir une meilleure mise en œuvre des systèmes de protection.

Cet état de structure influent d'une façon directe sur la propagation des surtensions qui vont subir des déformations longitudinales et verticales autrement dit sur leurs crêtes et leurs fronts d'onde, ce formalisme de propagation sera étudié et analysé dans le chapitre suivant.

Chapitre III

Etude Expérimentale de la Propagation des Surtensions de Foudre

Etude Expérimentale de la Propagation des Surtensions de Foudre

III-1 : Introduction:

Sur la base des mesures expérimentaux que nous avons réalisé aux laboratoires des réseaux électriques LRE/EPFL en Suisse, nous procédons dans le présent chapitre à une validation des lois de propagation des surtensions dans les lignes de transport d'énergie électrique et mettre ainsi un outil nécessaire à la disposition des chercheurs scientifiques et de l'industrie dans le domaine de la haute tension et la coordination des isolements.

Des surtensions internes et externes se propageant dans le réseau électrique sont susceptibles de provoquer des claquages diélectriques dans les matériaux qui assurent l'isolement des composants du réseau. La coordination des isolements dans les réseaux électriques nécessitent donc l'étude détaillée de la propagation de ces surtensions supposées comme les contraintes les plus sévères sur les systèmes électro-énergétiques, de manière à prévoir le niveau qu'elles peuvent atteindre en tout point du réseau électrique.

Pour notre cas d'étude, on s'intéresse aux surtensions externes causées principalement par des chocs de foudre directs ou indirects, pour ces dernières on suppose qu'elles sont déjà induites et calculées par couplage électromagnétique puis en procède à analyser leur propagation transitoire sous l'effet des phénomènes engendrés de cet état rapide et anormale. Comme c'est déjà montré dans le chapitre précédant les paramètres linéiques de la ligne sont déformés durant cette phase, notamment la capacité qui prend des dimensions plus grandes et devient une capacité dynamique, ce qui influe directement sur leur propagation le long de la ligne. Donc il faut y tenir compte dans cette partie de validation expérimentale-théorique.

Le plan général de ce chapitre est étalé sur deux points :

- Un modèle de propagation établie sur la base de la théorie des lignes à constantes réparties et qui tient compte de l'influence de l'effet couronne et la capacité surdimensionnée.
- En mesures expérimentales, une ligne bifilaire de 300m est utilisée dans ce travail dont les paramètres linéiques sont semblables aux caractéristiques réelles d'une ligne de transport d'énergie électrique où ses deux extrémités sont liées respectivement au générateur d'ondes de choc et des différentes impédances.

III-2: Modèle de propagation :

Les surtensions sont des ondes mobiles à haute fréquence, la modélisation de leurs propagation doit donc utiliser une description de la ligne à constantes réparties. Cela signifie que les composants résistifs, selfiques et capacitifs de la ligne ont des caractéristiques par unité de longueur et que l'en peut les symboliser par : R' , L' , C' et G' .

Dans notre modèle, la ligne est supposée bifilaire, chaque élément de longueur élémentaire dx , la ligne est caractérisée par une résistance élémentaire $R'dx$ en série avec une self élémentaire $L'dx$, et en parallèle, par une conductance élémentaire $G'dx$ en parallèle à son tour avec une capacité élémentaire $C'dx$ (fig3-1).

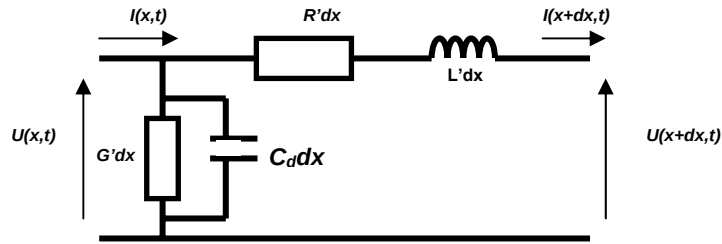


Figure 3-1 : Modèle d'une longueur élémentaire dx , d'une ligne à constantes réparties .

Appliquons les principes électriques de calcul des réseaux à l'élément de la ligne avec pertes dx , en écrit :

$$\begin{aligned} i(x + dx, t) &= i(x, t) - G' dx u(x, t) - C'_d dx \frac{\partial u}{\partial t} \\ u(x + dx, t) &= u(x, t) - R' dx i(x, t) - L' dx \frac{\partial i}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Avec C'_d est la capacité de la ligne modifiée par effet couronne comme c'est démontré au chapitre précédant.

$$C'_d = C_g + \Delta C = C_g + C_{cor}$$

Ce qui donne après développement de $u(x+dx,t)-u(x,t)$ et $i(x+dx,t)-i(x,t)$:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial i}{\partial t} &= G' u(x, t) + C'_d \frac{\partial u}{\partial t} \\ -\frac{\partial u}{\partial t} &= R' i(x, t) + L' \frac{\partial i}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.2)$$

que l'on peut rassembler en l'une ou l'autre expression de l'équation dite des télégraphistes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - L' C'_d \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - (R' C'_d + L' G') \frac{\partial u}{\partial t} - R' G' u &= 0 \\ \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} - L' C'_d \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} - (R' C'_d + L' G') \frac{\partial i}{\partial t} - R' G' i &= 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

La solution du système en $u(x,t)$ et $i(x,t)$ en supposant que l'onde est quasi stationnaire se résume comme suit :

$$\begin{aligned} u(x,t) &= u_p(x-vt) + u_r(x+vt) \\ i(x,t) &= \frac{1}{Z_{Ccor}} [u_p(x-vt) + u_r(x+vt)] \end{aligned} \quad (3.4)$$

Avec U_p est l'onde progressive, U_r est l'onde réfléchie et Z_{Ccor} est l'impédance caractéristique avec effet couronne.

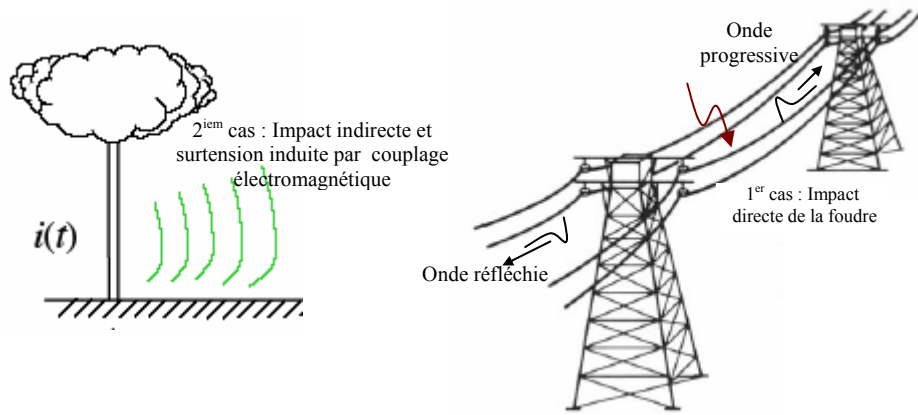


Figure3-2 : Onde de surtension progressive et réfléchie par impact directe et par induction

La première équation du système (3.3) peut prendre la forme suivante :

$$\frac{d^2 U(x)}{dx^2} + [L' C_d' \omega^2 - j\omega(R' C_d' + L' G') - R' G'] U(x) = 0$$

Une solution que l'on peut reformuler comme suivant :

$$u(x,t) = U(x) \exp(j\omega t) \quad (3.5)$$

$$u(x,t) = U_0 \exp(Px) \exp(j\omega t)$$

où P est un nombre complexe qui définit la constante de propagation :

$$P^2 = (R' + jL'\omega)(G' + jC_d'\omega) \quad (3.6)$$

$$P = \pm \sqrt{(R' + jL'\omega)(G' + jC_d'\omega)}$$

On pose alors : $P = \pm jK$ avec $K = k - jk'$ telle que : $jK = \sqrt{(R' + jL'\omega)(G' + jC_d'\omega)}$

En utilisant les parties réelle et imaginaire de K , la solution générale s'écrit donc :

$$u(x,t) = U_0^+ \exp(-k'x) \exp(j\omega t - jkx) + U_0^- \exp(k'x) \exp(j\omega t + jkx) = U_p + U_r \quad (3.7)$$

avec
$$U_p = u^+(x,t) = U_0^+ \exp(-\alpha x) \exp(j\omega t - jkx)$$

une onde progressive avec amortissement (où $k' = \alpha$).

et
$$U_r = u^-(x,t) = U_0^- \exp(\alpha x) \exp(j\omega t + jkx)$$

une onde rétrograde qui se propage dans le sens inverse, fig(3-2).

L'impédance caractéristique de la ligne est déduite de ces ondes en propagation simultanée :

$$Z_{Ccor} = \frac{u^+(x,t)}{i^+(x,t)}$$

On peut écrire alors:
$$Z_{Ccor} = \frac{R' + jL'\omega}{j\bar{k}} = \sqrt{\frac{R' + jL'\omega}{G' + jC_d'\omega}} \quad (3.8)$$

où $\bar{k} = k - j\alpha$ est le nombre d'onde complexe.

Avec les conditions aux limites, les amplitudes U_0^+ et U_0^- sont calculées aisément et permet ainsi de savoir l'impédance de ligne avec effet couronne en tout point x de la ligne[5] :

$$Z_{cor}(x) = \frac{u}{i} = \frac{R' + jL'\omega}{\alpha + jk} \frac{1+r}{1-r} = Z_{Ccor} \frac{1+r(x)}{1-r(x)} \quad (3.9)$$

où $r(x)$ est le coefficient de réflexion dans la ligne[5] :

$$r(x) = \frac{U_0^- \exp(\alpha + jk)x}{U_0^+ \exp(-(\alpha + jk)x)} = \frac{U_0^-}{U_0^+} \exp 2(\alpha + jk)x = \frac{U_0^-}{U_0^+} \exp(2j\bar{k}x) \quad (3.10)$$

Le coefficient de transmission en chaque point comme le rapport de l'onde totale sur sa composante progressive :

$$\tau(x) = \frac{U(x)}{U^+(x)} = 1 + r(x) \quad (3.11)$$

Où $\tau(x)$ vaut :

- ✓ 1 s'il n'y a pas d'onde réfléchi (toute l'onde est transmise et $r=0$).
- ✓ 0 si les ondes progressive et rétrograde sont en opposition de phase ($u^+(x) = -u^-(x)$ donc $u(x) = 0$).

Les impédances aux extrémités de la ligne Z_0 et Z_L peuvent être écrites respectivement pour $x = 0$ et $x = L$ comme suit :

$$Z(0) = Z_c \frac{1+r(0)}{1-r(0)} = Z_c \frac{Z_L + jZ_c \tan \bar{k}L}{Z_c + jZ_L \tan \bar{k}L} \quad \text{et} \quad Z_L = Z(L) = Z_c \frac{1+r(L)}{1-r(L)}$$

Les coefficients de réflexion et de transmission au même endroit sont équivalents aux expressions suivantes :

$$r(0) = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} \exp(-2j\bar{k}L) \quad \text{et} \quad r(L) = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c}$$

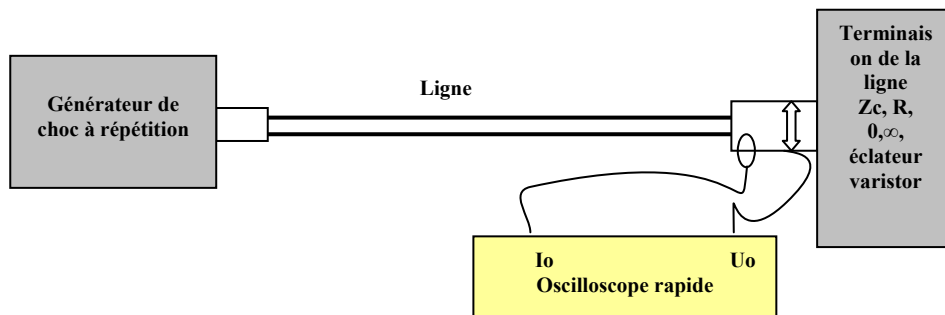
$$\tau(0) = 1 + r(0) \quad \text{et} \quad \tau(L) = \frac{2Z_L}{Z_L + Z_c}$$

III-3 : Partie Expérimentale

III-3-1 : Montage au laboratoire :

Pour réaliser notre expérience, le responsable du laboratoire de haute tension à LRE/EPFL de Lausanne en Suisse a mis à notre disposition le matériel nécessaire composé principalement par :

- Un générateur de choc de tension à répétition.
- Deux modèles de lignes différentes, un coaxiale d'une impédance caractéristique de 30 Ohm et l'autre Bifilaire d'une impédance caractéristique de 300 Ohm et d'une longueur de 300m.
- Un Oscilloscope Numérique rapide.
- Des différentes Impédances de charges sur lesquelles va se fermer la ligne en expérience.
- Des sondes et des transformateurs de courant pour s'adapter aux appareils de mesure.



Figur3-3 : . Montage expérimental utilisé pour les mesures de la propagation



Figure 3-4 : Photos des Montage expérimental utilisé pour les mesures de la propagation LRE/EPFL 12/2005

III-3-2 : Détermination des paramètres de la ligne utilisée et du générateur de choc

Paramètres de la ligne

Par Calcul :

Avant d'aborder l'expérience envisagée, en doit calculer les paramètres linéiques de la ligne bifilaire à notre disposition caractérisée par les données suivantes :

$d = 0,9 \text{ mm}$: diamètre

$D = 8,5 \text{ mm}$: distance entre les 02 conducteurs

$l = 300 \text{ m}$: longueur de la ligne

$\epsilon_r = 2,1$: permittivité relative

$\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$: constante magnétique

L'inductance linéique L' est définie par la relation de Biosavart:

$$L' = \frac{\mu_0}{\pi} \left(\ln \frac{2D}{d} + \frac{1}{4} \right); \quad \text{on trouve} \quad L' = 1,275 \mu\text{H/m}$$

Capacité linéique C' :

$$C' = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\pi}{\ln \frac{2D}{d}}; \quad \text{on trouve} \quad C' = 19,89 \text{ Pf/m}$$

L'impédance caractéristique Z_c :

En haute fréquence et les régimes très rapides, les termes réels de Z_c sont négligeables devant les termes imaginaires qui dépendent de la fréquence. En peut écrire alors :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad ; \text{ on trouve } Z_c = 253,36 \, \Omega$$

Temps de propagation τ

$$\tau = \sqrt{L' C'} \quad \text{en trouve } \tau = 5,0358 \text{ ns/m}$$

Sur la longueur l :

$$\tau \approx 1500 \text{ ns}$$

Par mesures

Pour avoir plus de crédibilité dans nos expérimentation , il était préférable d'avoir un compromis acceptable entre les valeurs calculées et des mesures de ces mêmes paramètres utilisés. En procède alors à mesurer C , où une extrémité de la ligne est ouverte et l'autre reliée à l'appareil de mesure puis en mesure L , où une extrémité de la ligne est court-circuitée et l'autre reliée à l'appareil de mesure.

Des capacités et inductances linéiques sont tracées en divisant respectivement C et L par la longueur de la ligue.

Une comparaison des résultats calculs/mesures est immédiatement effectuée pour se situer en précision de garantie (tableau 3-1)

Elément	Expression	Valeur calculée	Valeur mesurée	Unité	Erreur relative
L'	$\frac{\mu_0}{\pi} (\ln \frac{2D}{d} + \frac{1}{4})$	1,275 μ /m	1,413	μ H/m	10 %
C'	$\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\pi}{l_n} \frac{2D}{d}$	19,89	22,64	P f /m	14 %
Z_c	$\sqrt{\frac{L'}{C'}}$	253,36	272,71	Ω	7,6 %
τ	$\sqrt{L' C'}$	5,0358	5,81	ns/m	13 ,6 %
τ_l	$L \sqrt{L' C'}$	443,15	487,32	ns	9 %

Tableau 3-1 : récapitulatif des paramètres de la ligne et de propagation

De notre part et suite à cette comparaison ,nous avons jugé acceptables, ces calculs et ces mesures .

Paramètres du générateur

Le générateur de choc utilisé est un élément source et important dans notre expérience, parmi ses avantages est qu'il est réglable à travers ses paramètres internes pour avoir la forme d'onde de choc désirée. alors la première étape de notre manipulation est de réaliser un calcul et réglage de paramètres du générateur pour avoir une onde de choc de foudre typique 1,2/50 μ s.

Le générateur de choc est formé d'un circuit qui comporte une capacité de charge et décharge C_1 , une résistance série R_2 (résistance de front R_F), une résistance parallèle R_1 (résistance de queue R_q) et une capacité de charge C_2 ; tous ces éléments sont réglables (figure suivante) .

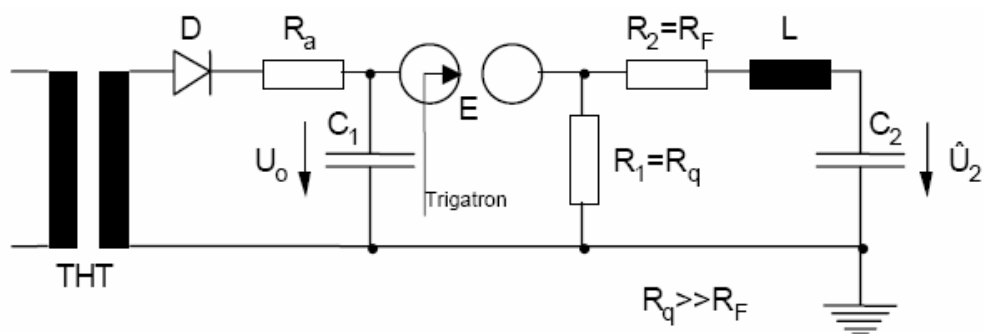


Figure 3-5 : Schéma électrique du Générateur de choc à répétition.

C_1 = capacité de choc (réservoir d'énergie)

C_2 = capacité de l'objet en essai + capacité du diviseur de tension

R_1 = résistance de queue d'onde (parallèle)

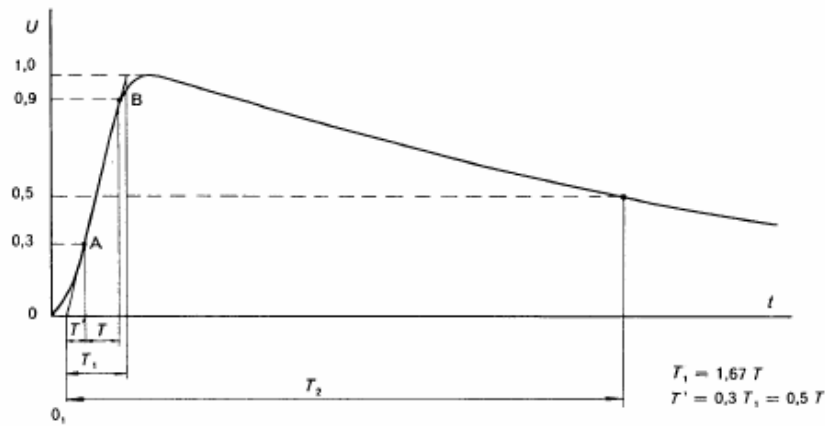
R_2 = résistance front d'onde (série)

L = self-inductance du circuit, due aux dimensions et composants physiques

$C_1 = (10 \dots 20) C_2$

- La condition d'apériodicité $R^2 > 4L/C$ doit être remplie pour avoir une onde unidirectionnelle correcte.
- Le condensateur C_1 se charge par l'intermédiaire du transformateur haute tension THT associé à la diode D.
- La résistance d'amortissement R_a empêche une charge trop rapide.
- La Constante de temps lors du processus de charge $\tau = R_a C_1$ (τ est de l'ordre de 10 à 20 s).
- Lorsque la tension disruptive U_o de l'éclateur E est atteinte, C_1 se décharge brusquement dans C_2 au travers de la résistance de front R_2 . La résistance de queue d'onde R_1 étant beaucoup plus grande que R_2 , les capacités C_1 et C_2 vont se décharger ensuite plus lentement dans cette résistance R_1 .

On cherche à obtenir une onde de choc avec un temps de montée le plus rapide possible et une valeur de temps de demi queue le long possible de manière à se rapprocher le maximum possible de la forme conventionnelle définie par la CEI de l'onde de choc de foudre (1,2/50 microseconde) typique de la figure suivante :



Tension de crête : tolérance $\pm 3 \%$

$T_1 : 1.2 \mu s \pm 30 \%$

$T_2 : 50 \mu s \pm 20 \%$

Selon la CEI :

$$T_1 = 2.3 R_2 \cdot C_2$$

si $C_1 > 10 C_2$

$$T_2 = 0.63 R_1 \cdot C_1$$

si $R_1 > 10 R_2$

L'impédance Z_G du générateur peut être approximé par la valeur du R_F , parce que la valeur choisie pour cette dernière va influencer les hypothétiques réflexions multiples à côté du générateur

Si R_F est très proche de Z_c de la ligne en teste, on pouvait éviter des réflexions multiples à côté du générateurs.

Après calcul et réglage, les valeurs retenues pour le générateur de choc sont :

$$C_1 = 20800 \text{ pF} \text{ et } C_2 = 1000 \div 5000 \text{ pF}$$

$$R_1 = 330 \times 12 = 3960 \Omega \text{ et } R_2 = \text{résistance de front max. } 440 \Omega$$

$$T_1 = 2.3 \times 440 \times 10^{-9} = 1.01 \mu s \text{ et } T_2 = 0.63 \times 3960 \times 0.0208 = 52 \mu s$$

L'onde obtenue à la sortie du générateur de choc est bien très semblable à l'onde typique 1.2/50 μs .

III-3-3 Mesures :

Après avoir réaliser le montage expérimental nécessaire en commence à injecter des choc de tension de différentes valeurs (10, 15, 20 kV) et prendre par suite les mesures envisagées.

Dans les figures 3-6(1-7) on illustre tous les cas de mesures effectuées en changeant à chaque fois l'impédance de charge à l'extrémité de la ligne.

1) La ligne est ouverte à son extrémité ($Z_L = \infty$)

Le coefficient de réflexion en $x = L$ vaut $r(L) = 1$:

L'onde réfléchiée conserve la phase et l'amplitude de l'onde incidente ($u^-(L) = u^+(L)$).

Comme Z_L est infinie alors le courant est nul en $x = L$: $i(L) = u(L)/Z_L$.

Le coefficient de transmission est $\tau(L) = 2$, la tension transmise en $x = L$ est le double de la tension de l'onde incidente :

$$u(L) = u^+(L) + u^-(L) = 2u^+(L) \text{ puisque } u^-(L) = u^+(L).$$

Validation expérimentale :

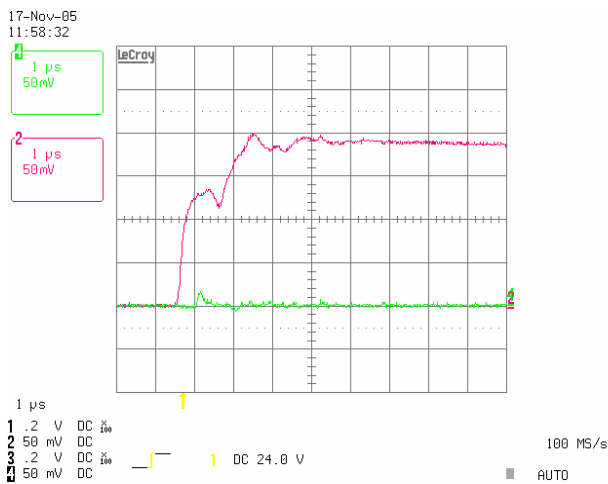


Figure 3-6(1) : en rouge, tension $x=L$
et en vert le courant nul en $x=L$

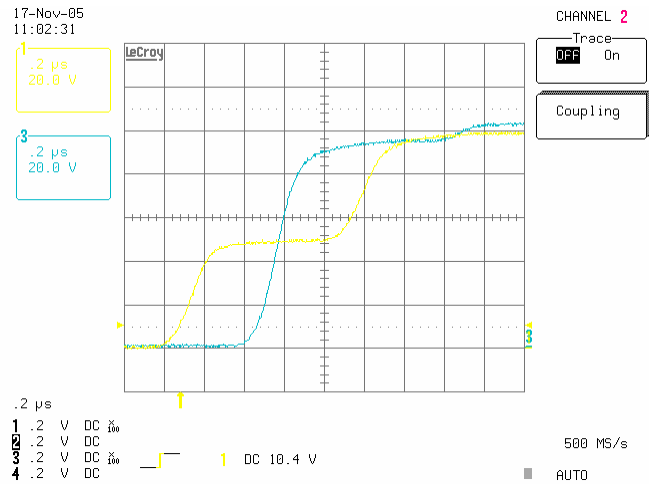


Figure 3-6(2) : en bleu, tension $x=0$
et en jaune la tension doublée en $x=L$

2) La ligne est en court-circuit à son extrémité $x=L$

En $x = L$:

$r(L) = -1$ (l'onde est réfléchiée avec même amplitude mais en opposition de phase),

$\tau(L) = 0$ (aucune onde transmise), $u_L = Z_L i(L) = 0$ (tension nulle en bout de ligne),

$i(L) = 2i^+(L)$ (l'intensité du courant est le double du courant incident puisqu'en $x = L$, il arrive et repart avec la même amplitude).

Validation expérimentale :

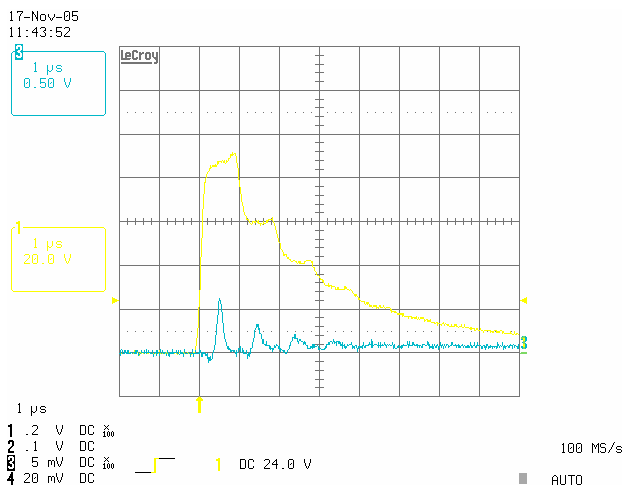


Figure 3-6(3) : en jaune, tension en $x=0$
et en vert la tension nulle en $x=L$

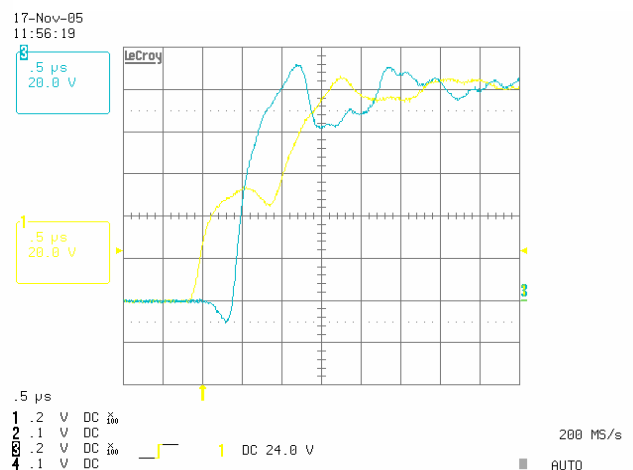


Figure 3-6(4) : en bleu, courant en $x=0$
et en jaune le courant doublé en $x=L$

2) La ligne est en adaptation d'impédance : $Z_L = Z_c$

La puissance transmise par la ligne est maximale lorsque circule uniquement l'onde progressive, donc lorsque $r(x) = 0$ en tous points. Lorsque cette condition est réalisée on dit qu'il y a adaptation d'impédance : l'impédance de ligne est constante en tous points et est égale à l'impédance caractéristique : $Z(x) = Z_c$.

Dans ce cas : $r(L) = 0$ (pas d'onde réfléchie), $\tau(L) = 1$ (toute l'onde est transmise), il n'y a donc pas de perte en puissance sur la ligne.

Validation expérimentale :

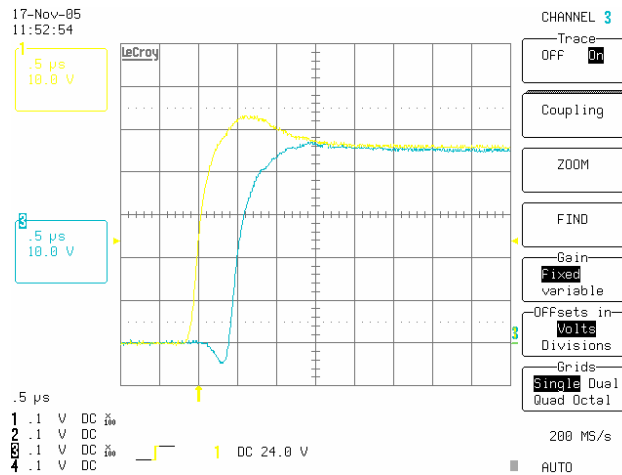


Figure 3-6(5) : en jaune , tension en $x=0$ et en vert la tension en $x=L$

4) Pour $Z_c < Z_L$

Pour ce cas l'onde au bout de la ligne se réfléchit automatiquement mais à des valeurs différentes suivant la valeur de Z_L par rapport à Z_c . Donc pour une impédance Z_L supérieure fortement à Z_c on trouve des réflexions multiples et à des amplitudes différentes.

$$U_r = U_L^- = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} U_L^+$$

Validation expérimentale :

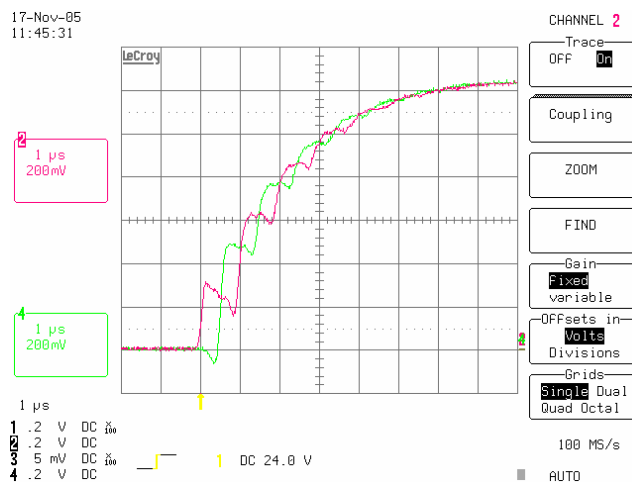


Figure 3-6(6) : en rouge , tension en $x=0$ et en vert la tension en $x=L$ avec réflexion multiple

5) Pour $Z_c > Z_L$

De même pour ce cas que le cas précédent, sauf que le nombre de réflexion sera réduit et le coefficient de réflexion sera négatif et les ondes progressives et réfléchies seront en opposition de phase.

$$U_r = U_L^- = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} U_L^+$$

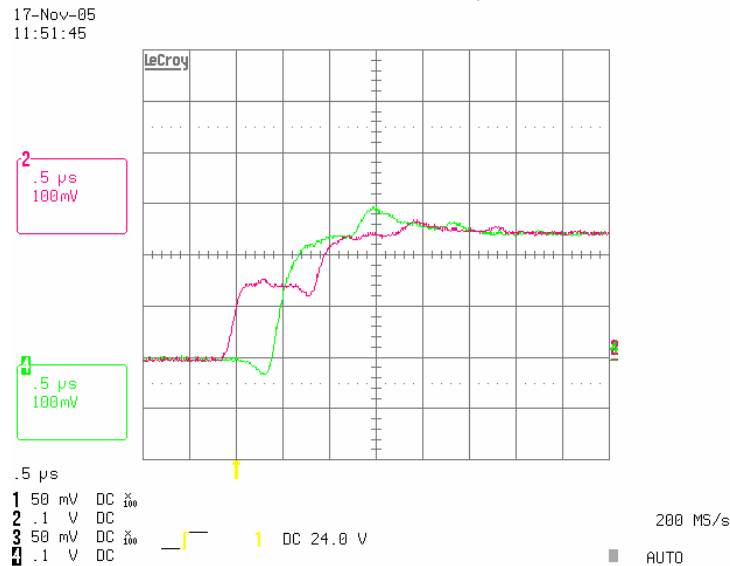


Figure 3-6(7) : en rouge , tension en $x=0$

et en vert la tension en $x=L$ avec réflexion peut multiple

III-4 : Discussion des résultats et conclusion

De façon générale, lorsque la ligne est fermée à des impédances de charge, qui sont plus grandes que l'impédance caractéristique de la ligne, $Z_L > Z_c$, alors le coefficient de transmission sera plus grand que 1 : $\tau(L) > 1$, on aura donc une augmentation de la tension. Alors, en présence de surtension dans la ligne, c'est dans ces zones de raccord aux impédances de charge que risque de se produire une augmentation de la surtension, avec pour conséquence le franchissement des tensions critiques de rupture diélectrique des différents isolants des circuits en place, et donc risques d'incendie, de contacts de conducteurs, de court-circuits, etc.

Le résultat le plus signifiant est que, les surtensions atmosphériques obéissent aux mêmes lois de propagation des ondes électromagnétiques avec une validation remarquable des mesures expérimentales aux modèles théoriques.

Chapitre IV

Etude de l'impact indirect de la foudre sur le réseau électrique

Etude de l'impact indirect de la foudre sur le réseau électrique

IV-1 : Introduction

La multiplication des sources possibles d'agression électromagnétique et leur puissance croissante génèrent des dysfonctionnements des systèmes électriques et des problèmes d'incompatibilité inter équipement électriques et électroniques pouvant aller jusqu'à leur destruction. C'est pourquoi, depuis 1996, une directive Internationale impose des contraintes normatives en matière de compatibilité électromagnétique. Celle-ci vise à s'assurer de l'aptitude d'un dispositif, d'un appareil ou d'un système électrique à fonctionner dans un environnement électromagnétique de façon satisfaisante, sans que lui-même ne produise des perturbations électromagnétiques intolérables pour tout autre appareil électronique, système électrique et être vivant se trouvant dans son voisinage.

Lorsqu'un coup de foudre tombe à proximité d'une ligne électrique aérienne, le champ électromagnétique intense généré par l'arc en retour induit des surtensions, qui peuvent dans certains cas provoquer un amorçage en retour dont les conséquences sont très néfastes comme les nous avons signalé au premier chapitre. Les coups de foudre indirects ou par induction représentent un danger plus important que d'autres, du fait que ce mécanisme de production de surtensions est bien plus fréquent que celui qui résulte des impacts directs.

L'impact indirect de la foudre se traduit par un couplage électromagnétique qui mène à des surtensions importantes induites dans les réseaux électriques , alors et pour une meilleurs coordination des isolements électriques , la quantification de ces dernières est une mission de priorité.

Le calcul des surtensions induites par une décharge de foudre indirect nécessite :

- la définition de la distribution spatio-temporelle du courant de foudre le long du canal,
- le calcul du champ électromagnétique rayonné,
- l'évaluation de l'interaction entre le champ électromagnétique et une ligne de transmission

Par le calcul et la simulation des surtensions induites en terme du couplage.

IV-2: Modèle Géométrique opté pour le calcul du champs Electromagnétique.

Pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par une décharge de foudre sol-nuage, la géométrie que nous avons adopté n'est qu'un modèle inspiré à partir de ceux, trouvés dans la littérature de différents auteurs [30,31, 40, 41] présenté par la figure (4-1) ci-dessous. Le canal de foudre est considéré comme une antenne verticale unidimensionnelle de hauteur H placée au-dessus d'un plan conducteur. Le courant de l'arc en retour se propage verticalement à partir du sol avec une vitesse v . dont la distribution spatio-temporelle $i(z',t)$ détermine le champ électromagnétique en un point quelconque de l'espace située à une distance r et à une hauteur z .

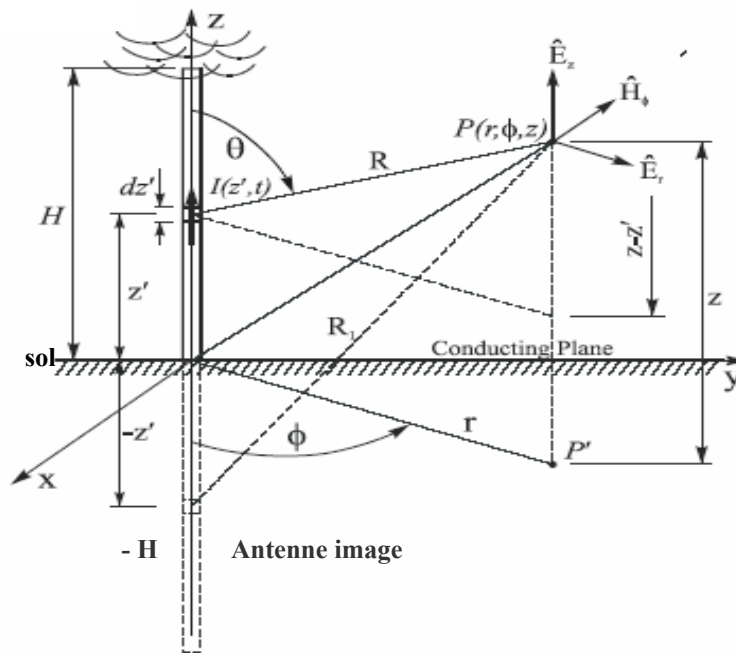


Figure.4-1: Modèle géométrique adopté pour l'étude du phénomène du couplage

IV-3 : Courant de l'arc en retour et sa distribution spatio-temporelle dans le canal.

Pour une protection efficace des systèmes électro-énergétiques contre les perturbations engendrées par la foudre, il est nécessaire de connaître et caractériser son champ électromagnétique impulsionnel. Les variations les plus brutales aux grandes amplitudes du champ électromagnétique émis par une décharge de foudre ont lieu lors de la phase de l'arc en retour.

C'est pourquoi, durant ces dernières années, plusieurs modèles de l'arc en retour, avec différents degrés de complexité, ont été développés[25,33,34,37] afin de permettre de quantifier son rayonnement électromagnétique. L'une des difficultés majeures liées à la modélisation du canal de foudre réside dans le fait que le courant ne peut être mesuré qu'à la base du canal; or, pour déterminer les champs électrique et magnétique rayonnés, il est nécessaire de connaître la distribution du courant le long du canal, une propriété importante qui fait la différence entre les modèles de l'arc en retour proposés sur la distribution spatiale et temporelle du courant le long du canal de foudre $i(z', t)$.

Nous présentons un récapitulatif des modèles existants dans le tableau (4-1) et nous adoptons par la suite le modèle MTLE (Modified transmission line) nommé aussi : modèle des ingénieurs modifiée proposé par Nucci et Rachidi [49] et approuvé par des résultats convaincants par plusieurs auteurs dans différents travaux [45,46,51].

Le modèle de Bruce et Golde (BG)	$i(z',t) = i(0,t)u\left(t - \frac{z'}{v}\right)$
le modèle Transmission Line (TL) de Uman et McLain	$i(z',t) = i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right)u\left(t - \frac{z'}{v}\right)$
Le modèle de Master ,Uman, Lin et Standler (MULS) $i(z',t)=i_u+i_p+di_{cs}$	$I_u = \frac{2\pi\epsilon_0(H^2 + r^2)^{3/2}}{H} \frac{dE_{proche}(r,t)}{dt}$ $i_p(z',t) = \exp\left(-\frac{z'}{\lambda_p}\right)i_p\left(0, t - \frac{z'}{v}\right)$ $di_{cs}(z'',t) = I_0 \exp\left(-\frac{z''}{\lambda_c}\right) \left\{ \exp[-\alpha(t,t')] \right. \\ \left. - \exp[-\beta(t,t')] \right\} dz$
Le modèle Travelling Current Source (TCS) de Heidler	$i(z',t) = i\left(0, t + \frac{z'}{c}\right)u\left(t - \frac{z'}{v}\right)$
Le modèle (MTLE) de Nucci, Rachidi et all	$i(z',t) = i\left(0, t + \frac{z'}{v}\right)\exp\left(-\frac{z'}{\lambda}\right)u\left(t - \frac{z'}{v}\right)$
Le modèle de Diendorfer et Uman (DU)	$i(z',t) = \left[i\left(0, t + \frac{z'}{c}\right) - i\left(0, \frac{z'}{v^*}\right)\exp\left[\frac{(t-z'/v)}{\tau_D}\right] \right] u\left(t - \frac{z'}{v}\right)$

Tableau 4-1. Modèles existants sur la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour de la foudre.

IV-3-1 : Le Modèle MTLE " Modified Ttransmission Line "

Etablit par Nucci-Rachidi [49], le modèle MTLE corrige les défauts du modèle TL tout en gardant sa simplicité et permettant une utilisation aisée dans les calculs de couplage basés sur cette formulation de la distribution spatio-temporelle le long du canal de la foudre du courant $i(z',t)$ définie par :

$$\begin{aligned} i(z',t) &= i(0, t - z'/v) \exp(-z'/\lambda) & z' \leq vt \\ i(z',t) &= 0 & z' > vt \end{aligned} \quad (4.1)$$

Avec :

λ : constante de décroissance due à l'effet couronne

v : vitesse de propagation de l'arc enretour dans le canal

z' : distance de propagation de 0 à H

Le terme exponentiel représente l'apport et l'originalité de ce modèle du fait qu'il interprète la décroissance de l'impulsion du courant au cours de sa propagation par les pertes par effet couronne li long du canal.

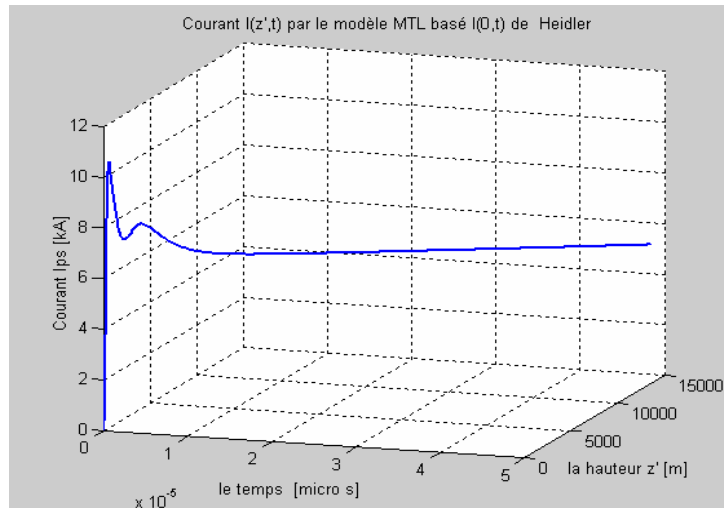


Figure.4.2 : Courant de l'arc en retour dans canal de la foudre , Modèle MTLE
avec $i(0,t)$ de Heidler par Simlightning [17]

Dans la figure suivante, sont représentées les formes d'onde typiques normalisées du courant à la base du canal pour le premier arc en retour négatif et les arcs suivants, données par Berger et al.[26].

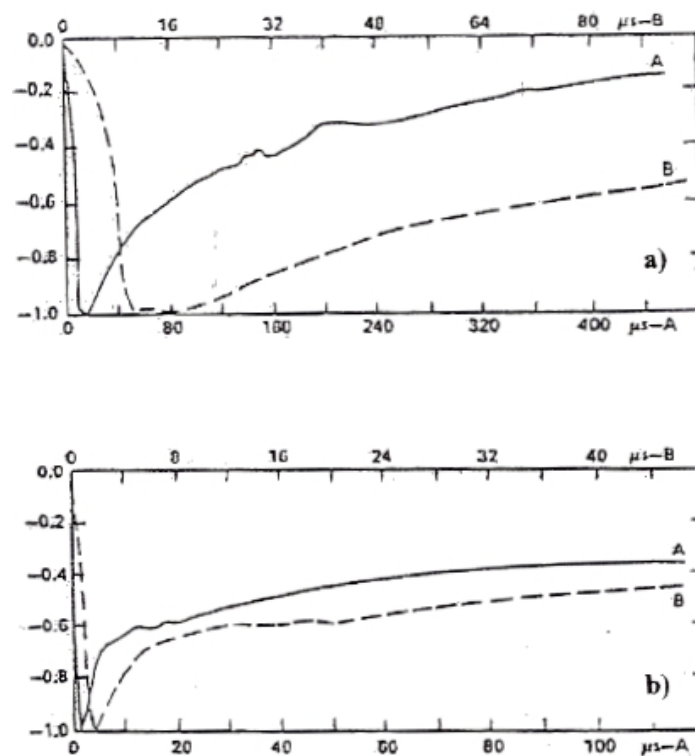


Figure.4.3 : formes d'onde typiques normalisées du courant à la base du canal pour
le premier arc en retour négatif et les arcs suivants , données par Berger et al.[27]

IV-3-2 : Courant à la base du canal de la foudre

C'est l'unique caractéristique mesurable, elle représente un apport important dans la modélisation spatio- temporelle du courant de l'arc en retour le long du canal de la foudre. Différentes expressions analytiques peuvent être utilisées afin de simuler l'allure du courant de la foudre. Parmi celles ci, les fonctions exponentielles, utilisées par un certain nombre d'auteurs et qui présentent l'avantage d'avoir des transformées de Fourier analytiques, ce qui permet de faire une analyse directe dans le domaine fréquentiel. [14]

$$i(0,t) = I_{01} \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02} \cdot (e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (4.2)$$

$I_{01}, I_{02}, \alpha, \beta, \gamma$ et δ sont les paramètres qui déterminent la forme double exponentielle [11].

Plus récemment, Heidler [34] a proposé une nouvelle expression analytique pour simuler le courant de l'arc en retour:

$$i(0,t) = \frac{I_{01}}{\eta_{1i}} \frac{(t/\tau_{11})^n}{1 + (t/\tau_{11})^n} \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_{02}}{\eta_{2i}} \frac{(t/\tau_{21})^n}{1 + (t/\tau_{21})^n} \exp(-t/\tau_{22}) \quad (4.3)$$

$$\text{Où} \quad \eta_i = \exp \left[- \left(\frac{\tau_{i1}}{\tau_{i2}} \right) \left(n \frac{\tau_{i2}}{\tau_{i1}} \right)^{\frac{1}{n}} \right] \quad i = 1,2 \quad (4.4)$$

I_{0i} est l'amplitude du courant à la base du canal

τ_{1i} est la constante de temps du front

τ_{2i} est la constante de décroissance

η_{1i} est le facteur de correction d'amplitude et n est un exposant compris entre 2 et 10.

L'expression analytique (4.3) a été préférée à la fonction double exponentielle habituellement employée, elle a l'avantage de préserver une dérivée nulle pour $t=0s$, ce qui correspond mieux aux observations expérimentales [27].

D'ailleurs, elle permet un ajustement de l'amplitude du courant de sa raideur de front et de la quantité de charges transférée presque indépendamment en faisant varier respectivement les paramètres I_0, τ_1 et τ_2 .

Le tableau (4-2) suivant contient des différents cas de valeurs des amplitudes de courant I_{0j} , des temps τ_{ij} et λ tirés des différentes publications référencées [48-52]

	I_1 kA	τ_{11} μ s	τ_{12} μ s	n_1	I_2 kA	τ_{21} μ s	τ_{22} μ s	n_2	λ km	v m/s
Cas1	17	0.4	4	2	8	4	50	2	1.5	1×10^8
Cas2	10.5	2	4.8	2	9	20	26	2	2	1.5×10^8
Cas3	19.5	1	2	2	12	8	30	2	1.5	1×10^8

Tableau 4-2 : Paramètres définissant la forme d'onde de courant de foudre à la base de canal
suivant le modèle de Heidler

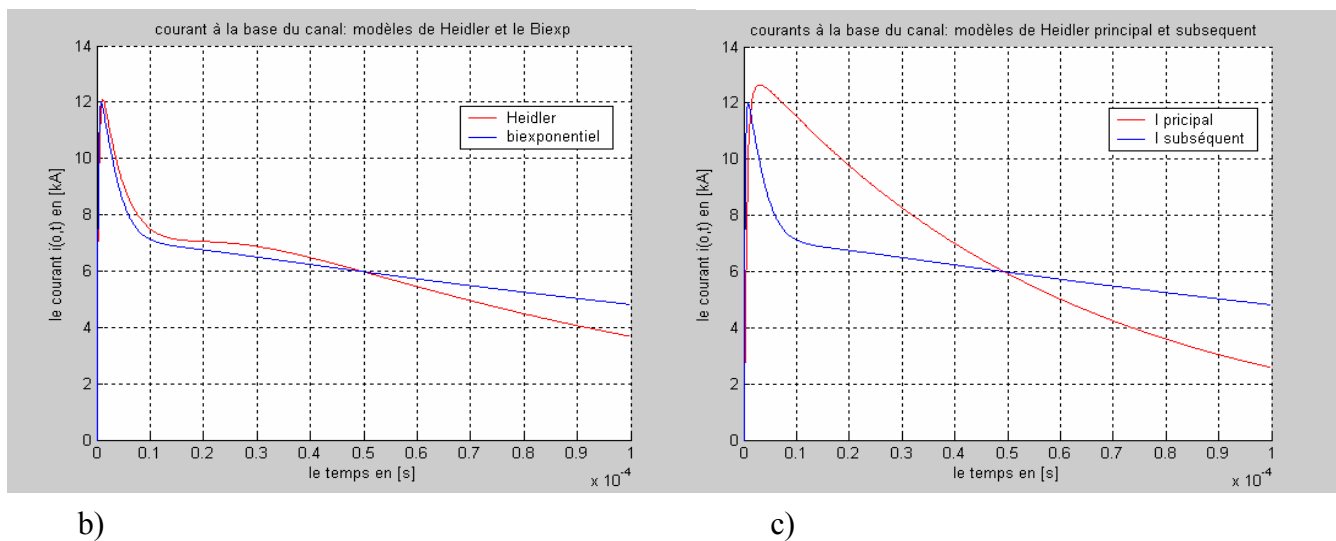
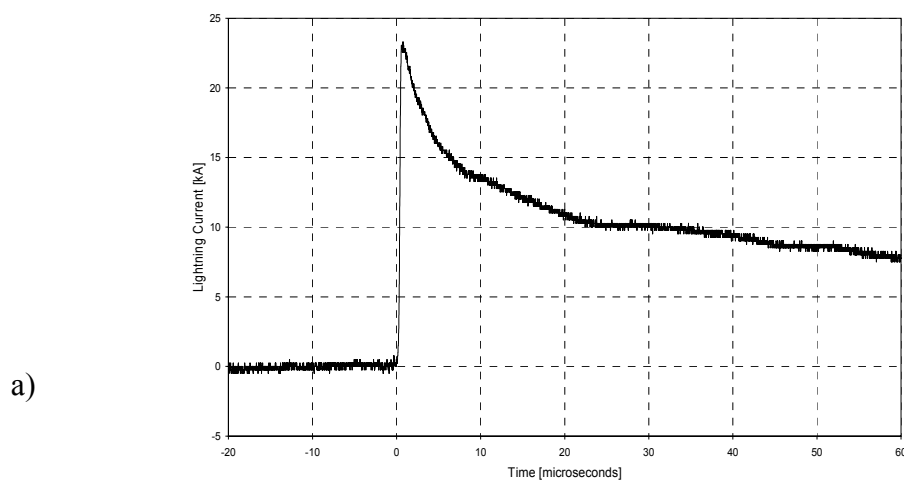


Figure.4-4: Courant à la base du canal de la foudre : a) mesure expérimentale[27], c) : formulation de Heidler, b) : formulation de Heidler et B-iexponentielle.

IV-4 : Généralisation des modèles d'Ingénieur

Récemment Rakov, 2002 [41] a exprimé les modèles d'ingénieurs (compris ceux décrits précédemment) par une formulation généralisée de type :

$$i(z', t) = u(t - z' / v^*) P(z') i(0, t - z' / v^*) \quad (4.5)$$

u : fonction de Heaviside égale à l'unité pour $t = z'/v$ et zéro pour t ailleurs

$P(z')$: facteur dépendant d'atténuation d'amplitude

v^* : vitesse de propagation de l'onde.

Le tableau (4-3) récapitule $P(z')$ et v^* pour les cinq modèles présentés, dans lesquels, H_{tot} est la hauteur de canal, λ est la constante d'affaiblissement et c est la vitesse de la lumière.

Modèle	$P(z')$	v^*
BG	1	∞
TL	1	V
TCS	1	-c
MTLL	$1 - z'/H_{sol}$	V
MTLE	$\text{Exp}(-z'/\lambda)$	V

Tableau.4-3: $P(z')$ et v^* pour les cinq modèles d'ingénieurs du courant de l'arc en retour ([Rakov,2002],[41]).

La fonction u de Heaviside dans l'expression générale présente une forme mathématiquement plus correcte pour la dépendance du courant de l'arc en retour avec le temps

IV-4-1 : Comparaison entre les différents modèles de distribution de l'arc en retour

Afin de pouvoir comparer qualitativement dans les domaines temporel et spatial les différentes représentations théoriques de l'arc en retour que nous venons d'exposer, nous proposons en figure(4-8) les variations obtenues par Nucci et Rachidi pour les modèles BG, TL, TCS et MTL. Afin de rendre possible la comparaison, les calculs ont été effectués en partant d'un même courant à la base du canal qui est la somme de deux fonctions de même type (modèle de Heidler si dessous) dont les valeurs des paramètres choisies sont :

I_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{21} (μ s)	n_1	I_{02} (kA)	τ_{12} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

Tableau.4-4: Paramètres pour fonction de Heidler

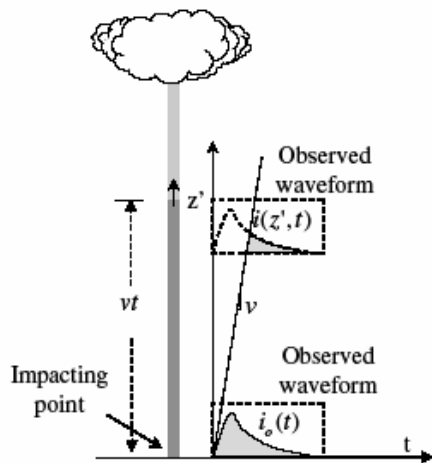


Figure 4-5 : Propagation du courant de l'arc en retour suivant le modèle de BG

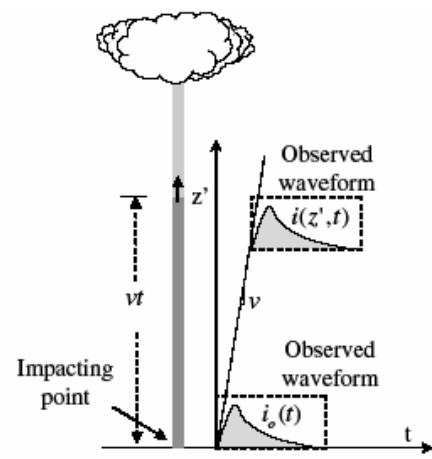


Figure 4-6 : Propagation du courant de l'arc en retour suivant le modèle de TL

Les modèles BG et TCS présentent une nette discontinuité au front de l'arc en retour. Les autres modèles sont caractérisés par une croissance rapide du courant avec un temps de montée de durée finie égale à celui du courant à la base du canal. Aussi, nous remarquons que pour tous les modèles excepté TL, il y a une décroissance de l'intensité du courant avec la hauteur.

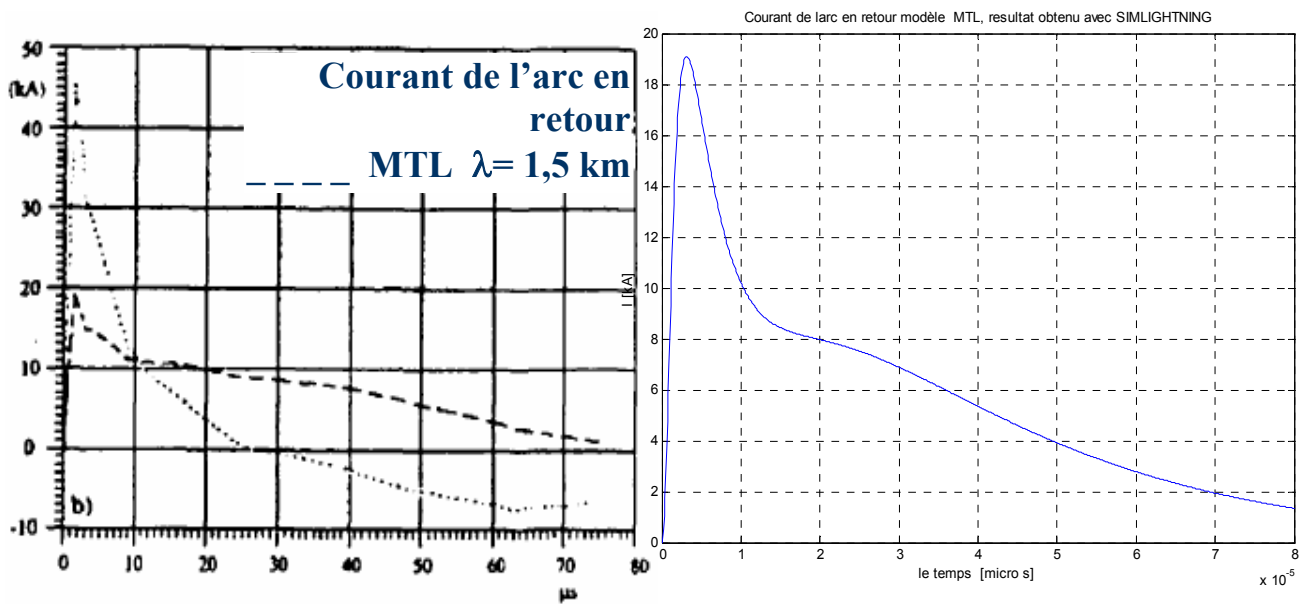
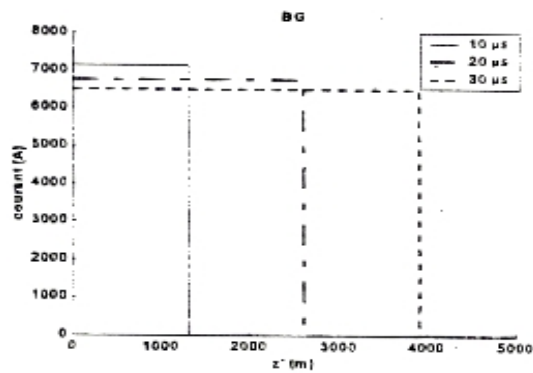
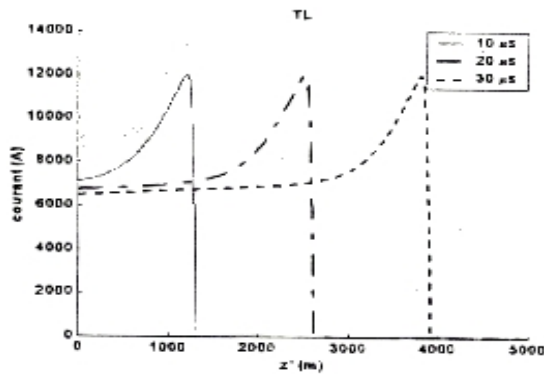
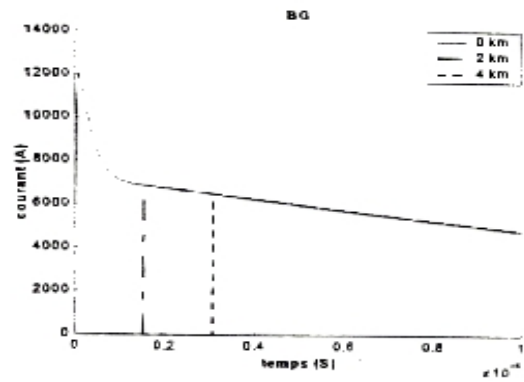


Figure.4-7: Un exemple de comparaison entre les calculs obtenus en adoptant les deux modèles TL et MTL par [49] et ceux obtenus par SIMLIGHTNING[18].

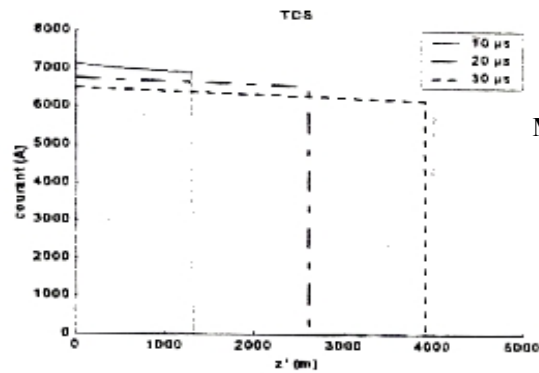
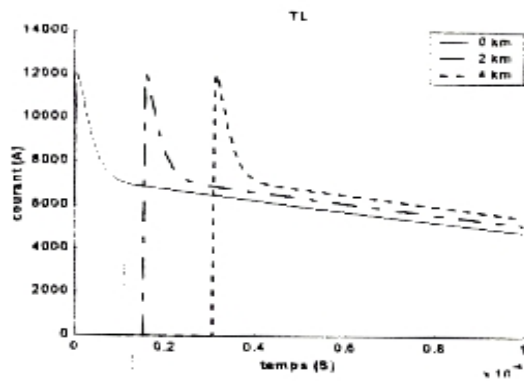
De l'ensemble des travaux consacrés à ces différents modèles, il ressort que le MTL est celui qui est le plus utilisé. En effet Nucci et al. [49] ont montré que le modèle MTL reproduit d'une manière satisfaisante les principales caractéristiques des grandeurs trouvées par les mesures.



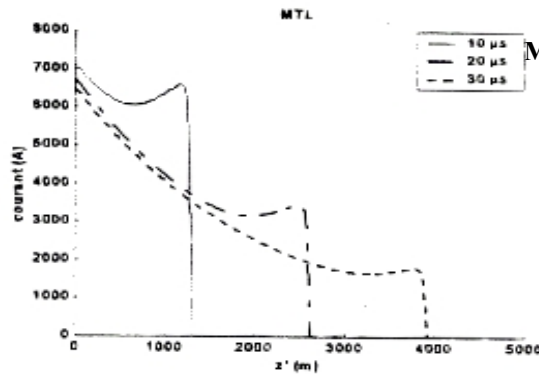
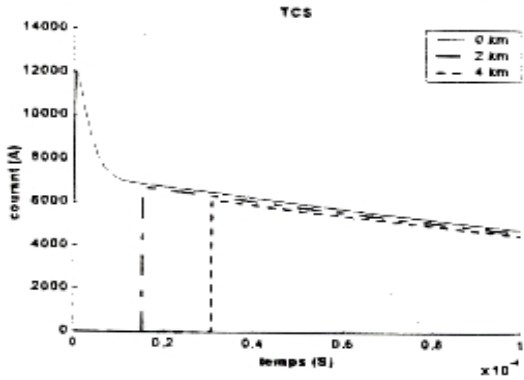
Modèle BG



Modèle TL



Modèle TCS



Modèle MTL

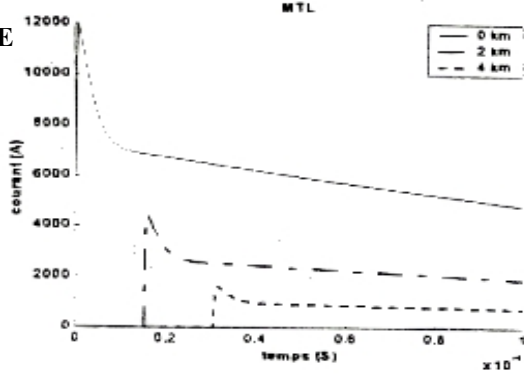


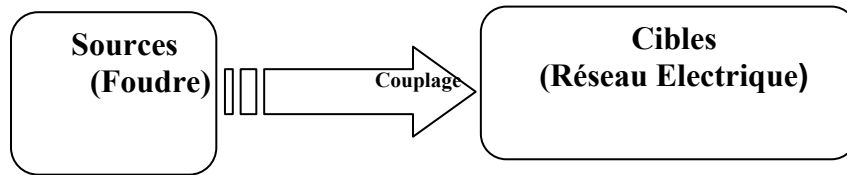
Figure 4-8: Distribution spatiale et temporelle du courant de l'arc en retour le long du canal pour les différents modèles[49].

IV-5 : Champ Electromagnétique Rayonné par la Foudre

L'Etude des perturbations générées par la foudre nous implique directement dans le domaine de la compatibilité électromagnétique dont l'objectif finale est de rendre compatible le fonctionnement d'un système électrique/électronique sensible dans un environnement électromagnétique perturbé tout en en respectant les 03 critères suivants:

- Pas d'interférences avec d'autres systèmes.
- Pas de susceptibilité aux émissions d'autres systèmes.
- Pas d'interférences du système avec lui-même.

Dans un problème de CEM , on trouvera trois éléments: une source de perturbation (La foudre), un moyen de couplage (conduction, rayonnement), et une Cible au couplage (ligne du réseau électrique).



Pour le cas général d'un sol de conductivité finie, l'application des équations de Maxwell à la géométrie adoptée ci-dessus permet d'obtenir les équations du champ électromagnétique. Ces équations font intervenir les intégrales de Sommerfeld dont l'évaluation numérique est une tâche délicate.

En supposant un sol parfaitement conducteur, des expressions plus simples des composantes verticale et horizontale du champ électrique et la composante azimutale du champ magnétique peuvent être développées. Ces expressions s'écrivent dans le domaine temporel suivant M.A Uman [43] :

$$E_r(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (4.6)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - R/c) dz' - \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (4.7)$$

$$B_\phi(r, z, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\int_{-H}^H \frac{r}{R^3} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (4.8)$$

$$R = \sqrt{(z - z')^2 + r^2} \quad (4.9)$$

E_r, E_z : le champ Horizontal et le champ vertical ; H_ϕ est le champ magnétique azimuthal.

Les trois termes intervenant dans les équations (4.6) et (4.7) représentent respectivement les champs électrostatique, d'induction et de rayonnement, tandis que le premier terme de l'équation (4.8) représente le champ d'induction et le second est le champ de rayonnement.

Alors que le champ électrique vertical et le champ magnétique sont pratiquement indépendants de la hauteur z du point d'observation (pour z variant de 0 à environ 30 m), le champ électrique horizontal qui est nul au niveau du sol, augmente quasi-linéairement avec z [15].

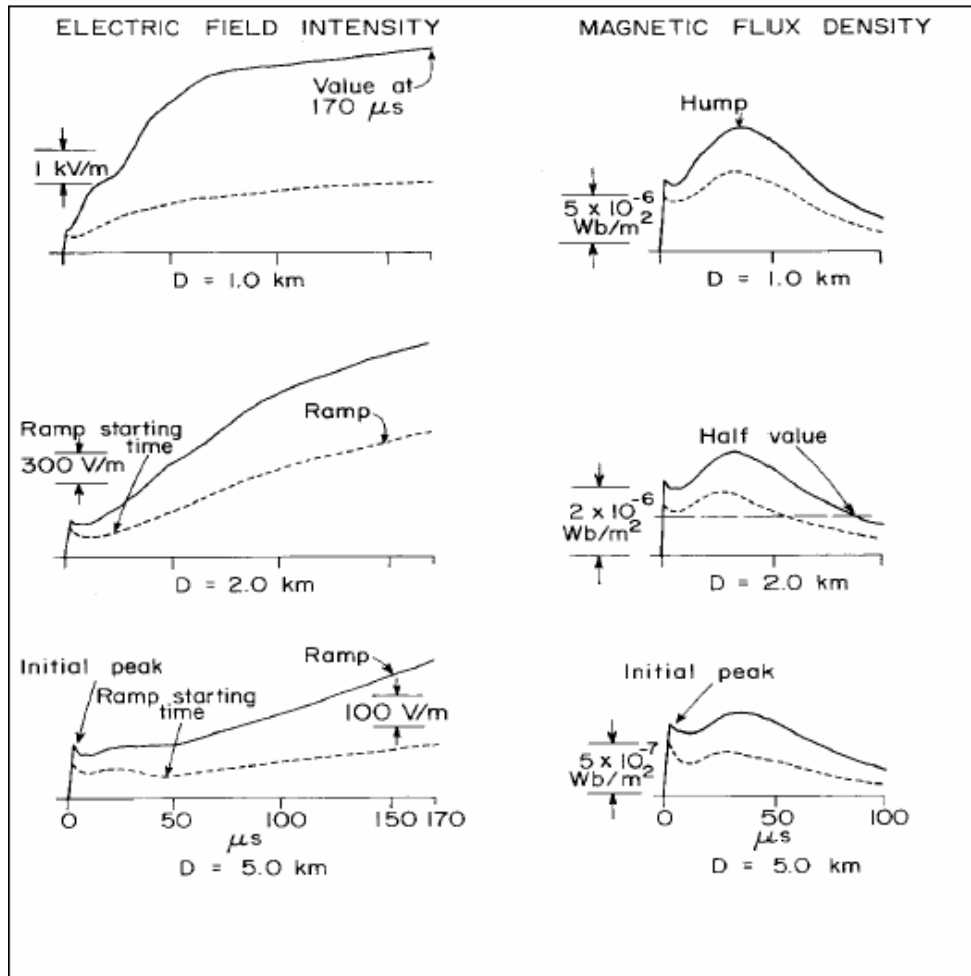


Figure 4-9 : Champ électrique verticale et champ magnétique azimuthale, mesures expérimentales [50]

IV-5-1 : L'influence de la conductivité finie du sol

Concernant le champ électrique vertical et le champ magnétique azimuthal, Il a été montré dans [40-50] que, jusqu'à des distances de l'ordre de quelques km, ces composantes sont très peu influencées par la conductivité finie du sol; en d'autres termes, elles peuvent être déterminées avec une bonne approximation en utilisant les équations (4.6) et (4.7). Pour des distances supérieures à plusieurs km, 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. A titre d'exemple, il a été trouvé que les temps de montée des champs électriques verticaux mesurés en Floride[50] augmentaient en moyenne de 1 μ s après une propagation de 200 km au-dessus du sol.

Quant à la composante horizontale du champ électrique, elle est beaucoup plus affectée par la conductivité finie du sol. *Cooray et Rubinstein* [48] ont proposé une approche selon laquelle le champ horizontal à une hauteur z au-dessus du sol peut se décomposer en deux termes: un champ horizontal calculé pour un sol de conductivité infinie et le second représente l'effet de la conductivité finie du sol. Sur le champ magnétique au sol (pour $z=0$).

Le champ horizontal total est donné par la relation suivante dans le domaine fréquentiel :

$$\underline{E}_r(r, z, j\omega) = \underline{E}_{rp}(r, z, j\omega) - \underline{H}_{\phi p}(r, 0, j\omega) \frac{c\mu_0}{\sqrt{\varepsilon_{rg} + \sigma_g / j\omega\varepsilon_0}} \quad (4.10)$$

D'autre auteur utilise cette égalité dans l'expression précédente $\frac{c\mu_0}{\sqrt{\varepsilon_{rg} + \sigma_g / j\omega\varepsilon_0}} = \frac{1+j}{\sigma_g \delta}$

$$\text{Avec } \delta \text{ est l'épaisseur de peau } \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_g\sigma_g}}$$

μ_g et ε_{rg} Sont la perméabilité magnétique et la permittivité électrique du sol

où $\underline{E}_{rp}(r, z, j\omega)$ et $\underline{H}_{\phi p}(r, 0, j\omega)$ sont respectivement les transformées de Fourier du champ magnétique azimutal au niveau du sol et du champ électrique horizontal à l'altitude z ; ces deux grandeurs sont calculées en supposant un sol parfaitement conducteur.

IV-6 : Partie expérimentale :

Pour mieux se rapprocher d'une réalité scientifique plus ou moins évidente, nous avons préféré de réaliser des mesures de champs électromagnétique et prendre connaissance sur sa variation dans l'espace en fonction de divers paramètres notamment de l'espace et la nature de l'onde de choc de foudre générée par une source de Marx. Ce type d'expériences et malgré ses limites de dimension électriques et géométriques, nous a permis d'avoir plusieurs relevés sur la variation le champ électrique et magnétique en fonction de la tension appliquée et sa forme , la distance et la hauteur (voir annexes).

Ces mesures étaient très bénéfiques pour nos analyses et des éventuelles comparaisons avec la théorie et la simulation que nous avons réalisé ainsi que par d'autres auteurs.

IV-6-1 : Montage expérimental

Durant notre stage de 04 mois à Lausanne en Suisse, nous avons eu la chance d'être accueilli au réputé laboratoire de haute tension dans les labos des réseaux Electriques LRE à l'EPFL pour effectuer des mesures sur le champs électromagnétique avec la collaboration de son directeur, Mer Pierre Ezweiacker.

Pour effectuer les mesures envisagées sur les champs électromagnétiques, nous avons utilisé l'équipement suivant pour les différents montages :

- ✓ Un générateur Marx 1100kV.
- ✓ Un transformateur de puissance HV de type HEYFELY.
- ✓ Des capteurs de champ magnétiques et électriques
- ✓ Sondes des champs électriques et magnétiques.
- ✓ Un oscilloscope numérique rapide.
- ✓ Sondes et transformateurs du courant pour adaptation.
- ✓ Deux barre conducteur en cuivre de longueur de 07 m avec Supports verticaux de hauteur variable(de 1 à 8m)
- ✓ résistance et charges Inductifs avec un Parafoudre HT

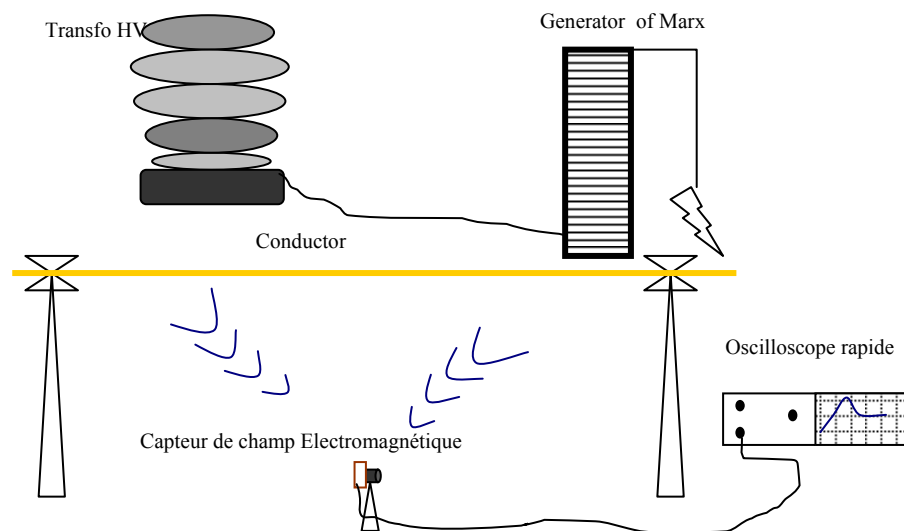


Figure4-10 : Montage expérimental pour mesures du champs électromagnétique.

Principe de l'expérience

Le principe générale de nos expériences est d'injecter des ondes de choc de foudre à partir d'un générateur HT dite Générateur de Marx figure (4-11) qui peut fournir des chocs jusqu'à 1100 kV(fig4-11) dans un conducteur aérien mis a la terre à son extrémité puis raccorder à des différentes charges. En faisant varier la hauteur du conducteur et la distance du position du capteur du champ électrique puis du champ magnétique en prélevant à chaque fois sur oscilloscope rapide en 5000 points les mesures nécessaires (fig 4-12).

Dans une étape suivante, nous plaçons un deuxième conducteur voisin au premier pour des mesure induction notamment le courant induit dans le nouveau conducteur.

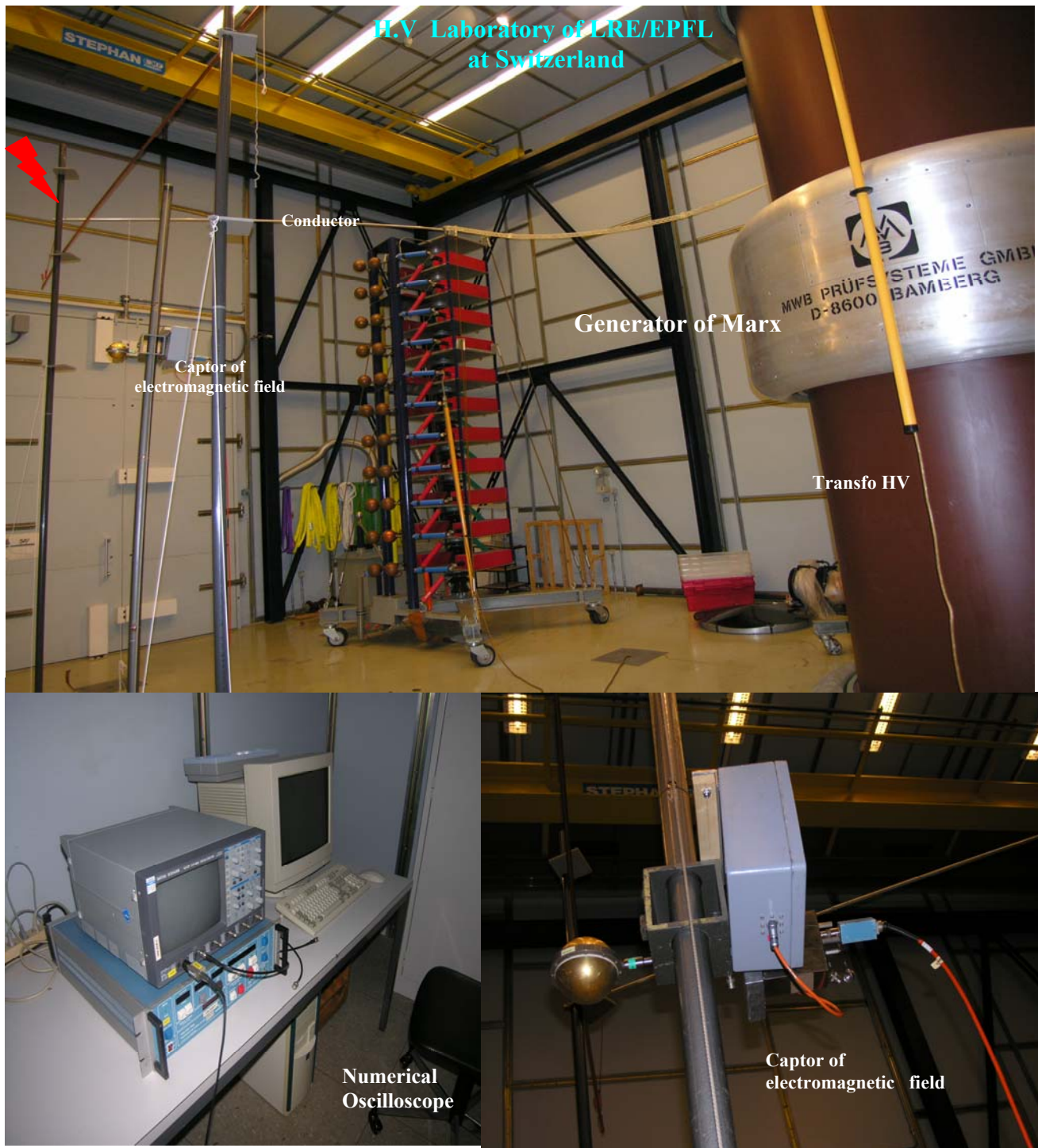


Figure.4-11: Images du laboratoire HT et les montages Expérimentaux EPFL en Suisse (Decembre2005)

Les tableaux ci dessous contiennent 03 échantillons de mesures choisis parmi au moins une centaine de cas suivi par des graphiques pour différentes mesures de champs, électrique , magnétique et courant induit dans un conducteur voisin (plus de graphiques sont en annexe)

Tableau 1 : mesure le champ électrique horizontale rayonné par le conducteur siège de propagation d'une onde de choc de foudre de 55x11 kV.

UTILISATEUR :Dib Djalel		
Oscilloscope : LECROY9304AM		Graphe : C1
Base de temps : 20E-6 S		Couplage : DC 1MOhm
Nombre de graphes actifs : 3		Sonde interne : 1.0000e+00
Commentaires :		Graphe : TA
conducteur mise à la mise a terre a l'extrémité		Fonction : DEF EQN,"-C2",MAXPTS,1000
Capteur sousle conducteur de 43 cm E horizontal		-----
E31 - 10 kV/m > CH2. 5000 points.		-----
Tension de charge 55 kV/ŷtage.		Graphe : C3
CH3: courant, sonde Pearson type 101 (100A->1V)		Couplage : DC_1MOhm
		Sonde interne : 1.0000e+00

MESURES

Temps	C1 U 55	I (A)	E V/m
0.000 ^{E+0}	-5.750E-2	-2.750E-3	-1.062E-1
1.000 ^{E-7}	-5.750E-2	3.500E-3	-1.062E-1
2.000 ^{E-7}	-5.750E-2	-2.750E-3	-1.062E-1
3.000 ^{E-7}	-5.750E-2	3.754E-4	-1.062E-1
:	:	:	:
:	:	:	:
:	:	:	:
4.800 ^{E-6}	-5.750E-2	0.000E+0	5.005E-2
4.900 ^{E-6}	-5.750E-2	0.000E+0	5.005E-2
5.000 ^{E-6}	-5.750E-2	0.000E+0	5.005E-2
:	:	:	:
:	:	:	:
:	:	:	:
6.600 ^{E-6}	-5.750E-2	0.000E+0	-1.062E-1
6.700 ^{E-6}	-5.750E-2	0.000E+0	-1.062E-1
6.800 ^{E-6}	-5.750E-2	0.000E+0	-1.062E-1
:	:	:	:
:	:	:	:
8.352 ^{E-5}	-5.750E-2	0.000E+0	-1.062E-1
8.356 ^{E-5}	-5.750E-2	0.000E+0	-1.062E-1
8.360 ^{E-5}	-5.750E-2	0.000E+0	-1.062E-1
:	:	:	:
:	:	:	:
:	:	:	:
9.990 ^{E-5}	-8.875E-2	0.000E+0	-1.062E-1
1.000 ^{E-4}	-5.750E-2	0.000E+0	-1.062E-1
1.001 ^{E-4}	-5.750E-2	0.000E+0	-1.062E-1

Tableau 2 : mesure le champ magnétique azimuthal rayonné par le conducteur siège de propagation d'une onde de choc de foudre de 16x11 kV.

Utilisateur Dib Djalel
Oscilloscope : LECROY9304AM
Base de temps : 5E-6 S
Nombre de graphes actifs : 2

Commentaires :H Azimulat
conducteur + inductance longue 160 microH + parafoudre HT mise à la terre
Tension de charge 16 kV/étage. 5'000 points
CH2: courant avec sonde Pearson type 101 (100A>1V)

Graphe : C1
Couplage : DC_1MOhm
Sonde interne : 1.0000e+00
Graphe : C2
Couplage : DC_1MOhm
Sonde interne : 1.0000e+00

MESURES

Temps	U 16	H A/m
0,00E+00	-2,25E-02	-4,00E-02
1,00E-08	-2,25E-02	-4,00E-02
2,00E-08	-2,25E-02	-4,00E-02
3,00E-08	-5,37E-02	-4,00E-02
	:	
	:	
	:	
1,37E-05	-1,79E-01	6,21E+00
1,37E-05	-1,79E-01	6,21E+00
1,37E-05	-1,79E-01	6,21E+00
	:	
	:	
	:	
3,09E-05	-8,50E-02	1,02E+00
3,09E-05	-8,50E-02	1,02E+00
3,09E-05	-5,37E-02	1,02E+00
	:	
	:	
	:	
4,44E-05	-5,37E-02	2,10E-01
4,44E-05	-5,37E-02	2,10E-01
4,44E-05	-5,37E-02	2,10E-01
	:	
	:	
	:	
4,48E-05	-5,37E-02	2,10E-01
4,48E-05	-5,37E-02	2,10E-01
4,48E-05	-5,37E-02	2,10E-01
	:	
	:	
5,00E-05	-5,37E-02	8,50E-02
5,00E-05	-5,37E-02	8,50E-02
5,00E-05	-5,37E-02	8,50E-02

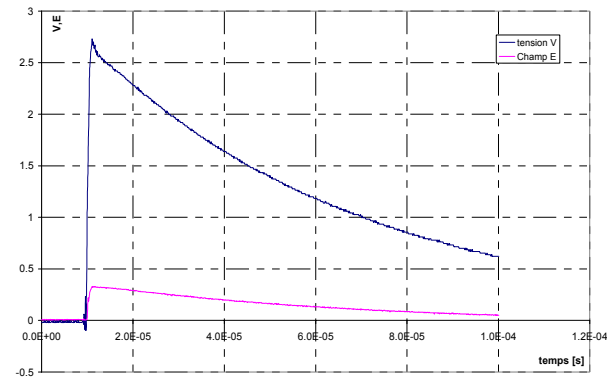
Tableau 3 : mesure le champ magnétique azimuthal rayonné par le premier conducteur siège de propagation d'une onde de choc de foudre de 64x11 kV et le courant induit dans le second conducteur.

UTILISATEUR : Dib Djalel		Graphe : C1
Oscilloscope : LECROY9304AM		Couplage : DC_1MOhm
Base de temps : 5E-6 S		Sonde interne : 1.0000e+00
Nombre de graphes actifs : 4		Graphe : C2
-----		Couplage : DC_50_Ohms
Commentaires :		Sonde interne : 1.0000e+00
conducteur en cuivre		-----
Distance capteur: 1 m du sol.		----
Composante magnetique azimuthale et courant induit		Graphe : C3
H32 - 83,6A/m > CH2. 5000 points.		Couplage : DC_1MOhm
Tension de charge 64 kV/étage		Sonde interne : 1.0000e+00
CH3: courant avec sonde Pearson type 101 (100A>1V)		-----

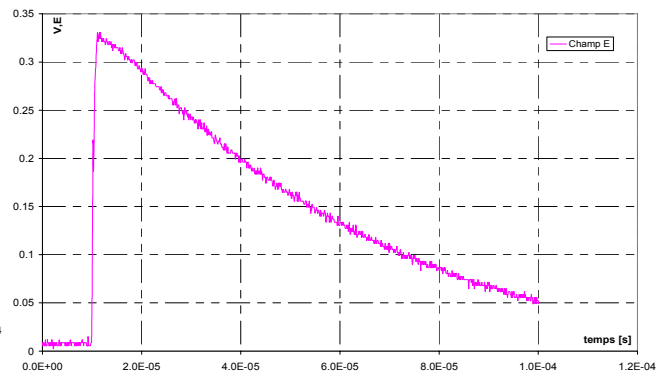
-----		Graphe : C4
		Couplage : DC_1MOhm
		Sonde interne : 1.0000e+00

MESURES

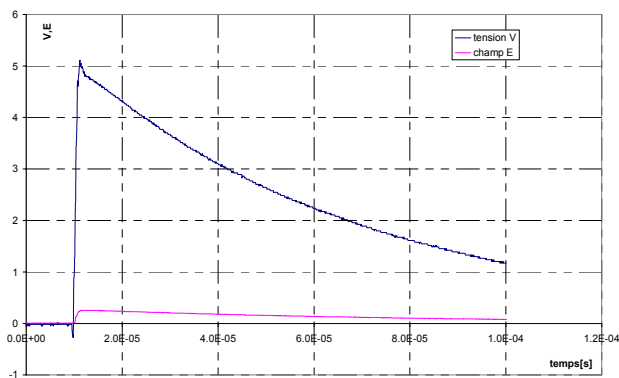
Temps	C1 (U64)	C2 I1 (A)	C3 I2 (A)	C4 H A/m
0.00E+00	-6.75E-02	1.48E-02	-4.50E-02	-3.31E-02
1.00E-08	-6.75E-02	8.50E-03	-4.50E-02	-3.31E-02
2.00E-08	-6.75E-02	8.50E-03	-4.50E-02	-3.31E-02
4.00E-08	-6.75E-02	8.50E-03	-4.50E-02	-3.31E-02
:				
:				
:				
1.39E-06	-6.75E-02	8.50E-03	-4.50E-02	-3.31E-02
1.40E-06	-6.75E-02	2.25E-03	-4.50E-02	-3.31E-02
2.91E-05	-6.75E-02	-2.28E-02	1.21E+00	-3.31E-02
:				
:				
:				
4.16E-05	-6.75E-02	1.48E-02	3.30E-01	-3.31E-02
4.16E-05	-6.75E-02	2.10E-02	3.30E-01	-3.31E-02
4.16E-05	-6.75E-02	2.10E-02	3.30E-01	-3.31E-02
:				
:				
:				
5.00E-05	-3.63E-02	3.35E-02	8.00E-02	-3.31E-02
5.00E-05	-3.63E-02	2.73E-02	1.43E-01	-3.31E-02
:				
:				
:				
9.420 ^{E-6}	-6.750 ^{E-2}	-3.665E-1	8.142E+0	-1.750E-2
9.440 ^{E-6}	-6.750 ^{E-2}	-3.665E-1	8.080E+0	-1.875E-3
:				
4.149 ^{E-5}	-6.750 ^{E-2}	2.100E-2	3.300E-1	-4.875E-2
4.151 ^{E-5}	-3.625E-2	2.100E-2	3.300E-1	-3.312E-2



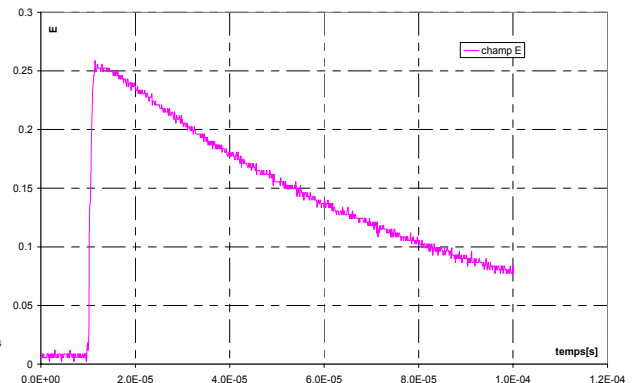
$U_{choc} = 20kv$ et E vertical rayonné



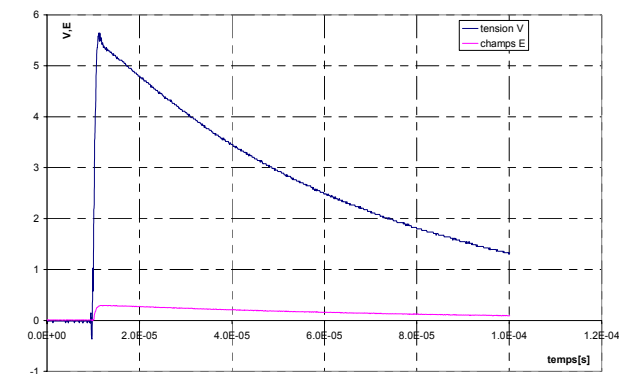
E vertical rayonné pour $U_{choc} = 20kv$



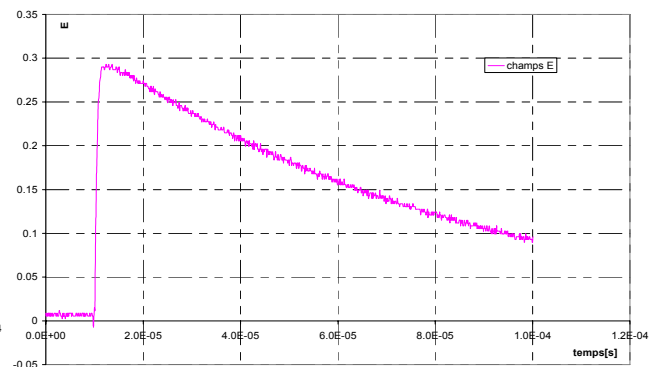
$U_{choc} = 36kv$ et E vertical rayonné



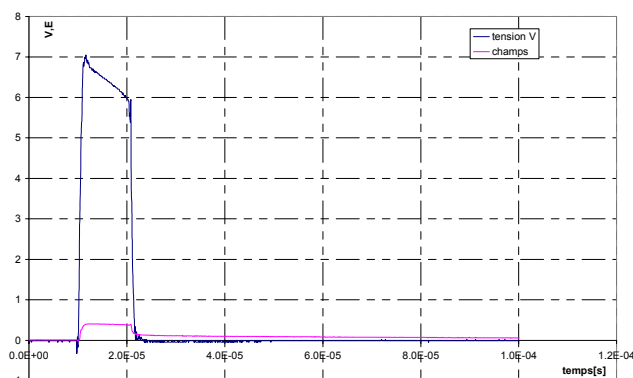
E vertical rayonné pour $U_{choc} = 36kv$



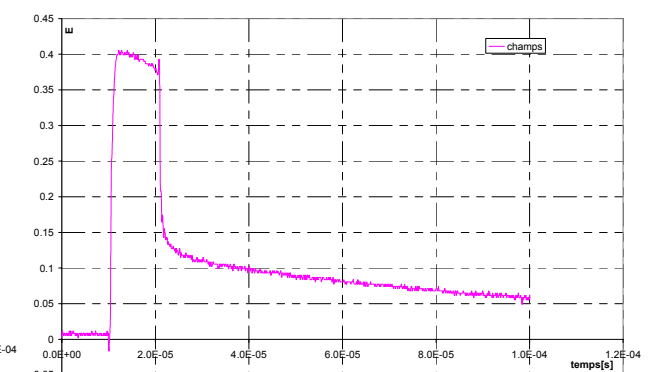
$U_{choc} = 20kv$ et H magnétique Azimutal rayonné

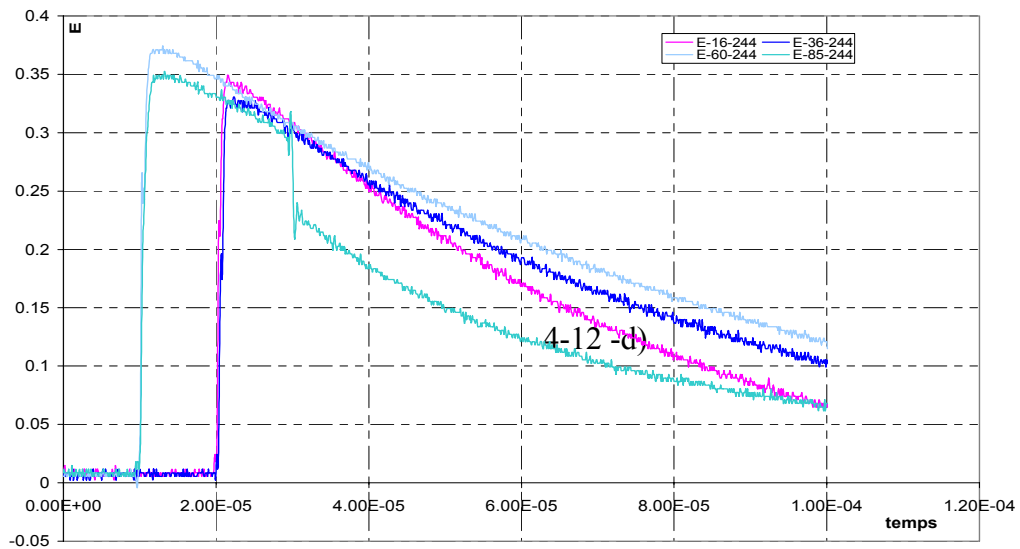


H magnétique Azimutal rayonné pour $U_{choc} = 20kv$

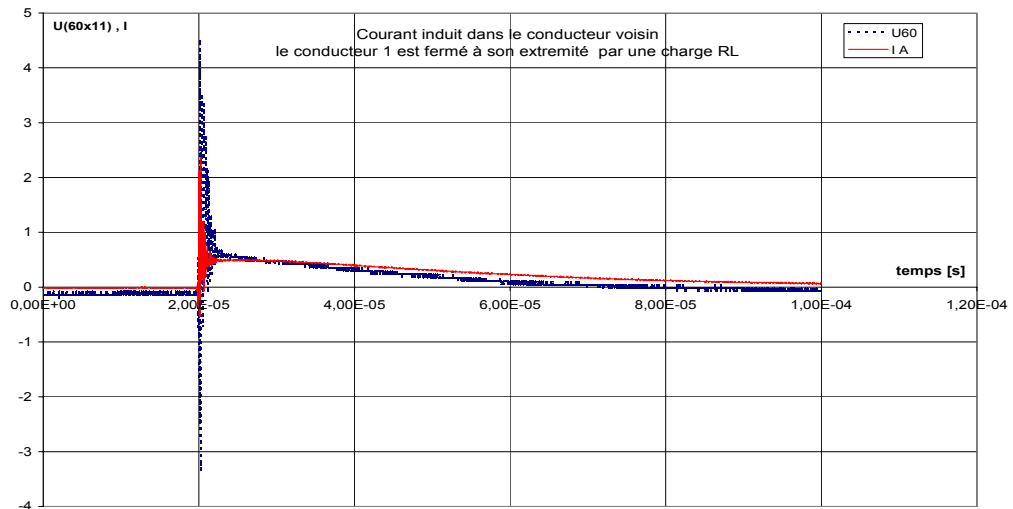
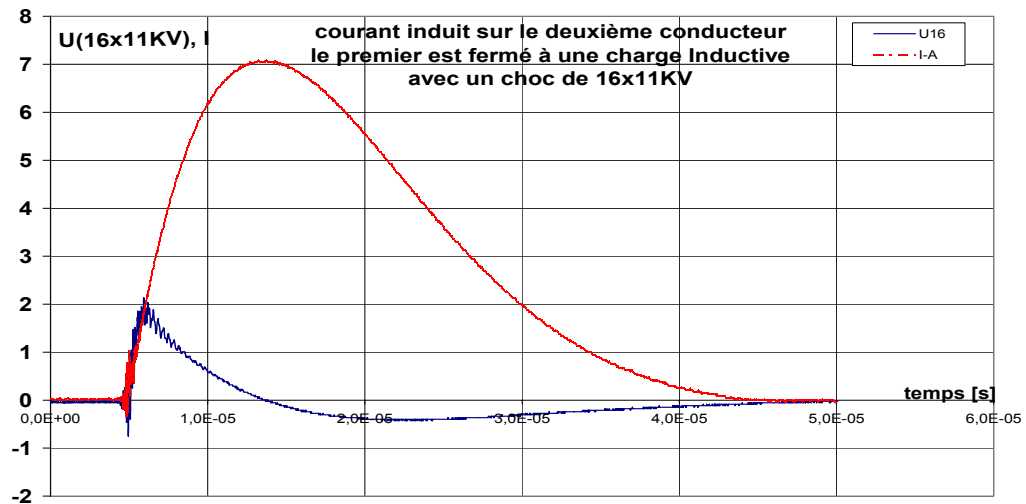


$U_{choc} = 50kv$ et E v(courbe tronquée à cause du claquage d'isolement) E vertical rayonné pour $U_{choc} = 50kv$





$U_{\text{choc}} = (16-36-60-85) \text{ kv}$ et E verticaux rayonnés



Figures.4-12 : Courant induit dans un conducteur voisin (en bleu)

du conducteur siège du choc de foudre 16x11 et 60x11 kV en rouge ,

VI-7 :Modèle mathématique pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre

Les expressions existantes qui traduisent le rayonnement de la foudre représentent des difficultés énormes pour le calcul des champ électromagnétique et par suite le couplage , cette délicatesse réside dans la non linéarité du phénomène , sa rapidité, la diversité des paramètres géométriques et électriques et la doubles dépendance (spatio-temporelle) de l'arc en retour et du champs Electromagnétique.

La majorité des travaux déjà réalisés font intervenir des logiciels numériques comme EMTP, ATP , LIOV et autres pour ce type de calcul en implantant les équations précédentes (4.6 ,4.7, 4.8)de M.Uman et (4.10) de Cooray-Rubinstein.

Malgré l'apport considérable de cette dernière pour un calcul plus précise des champs rayonné et du couplage, des anomalies existent tjrs où les chercheurs du domaine travaillent sans cesse pour y trouver des réponses. Pour des distances proches, les modèles qui existent donnent des résultats satisfaisants, mais pour des distances lointaines et avec un sol de résistivité finie, des lacunes sont tjrs claires par rapport aux mesures expérimentales, ajoutons à tout ça les inconvénients connus des routines numériques.

Alors, nous voulons participer à la réduction de l'amplitude de ces controversés et mettre en place un nouveau modèle mathématique plus simple, inspiré initialement des équations de Maxwell et celles de M. Uman [43,44] en minimisant le nombre des variables t, z', R à une seule variable temps.

Pour cela, nous avons pu développer deux cas possibles:

A) **1^{er} Cas : Formulation Générale :** Nous tenons compte de la réalité du phénomène de manière à considérer la distance R de l'observateur au dipôle dz' variable et fonction de z', r et z :

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

La distribution spatiotemporelle du courant de l'arc en retour dans le canal de la foudre est exprimée suivant le modèle MTLE sous la forme suivante :

$$i(z', t - \frac{R}{c}) = I_0 \left\{ \exp - \alpha \left(t - \frac{R}{c} - \frac{z'}{v} \right) - \exp - \beta \left(t - \frac{R}{c} - \frac{z'}{v} \right) \right\} \exp \left(\frac{-z'}{\lambda} \right) \quad (4.11)$$

Son intégrale donne la quantité de charge déposée au sol s'écrit :

$$\int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau = \frac{I_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha t}) \exp \left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] - \frac{I_0}{\beta} (1 - e^{-\beta t}) \exp \left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] \quad (4.12)$$

Sa dérivée représente la monté du front d'onde et la quantité d'ampère par micro secode :

$$\frac{\partial i}{\partial t} = I_0 \left\{ -\alpha e^{-\alpha t} \exp \left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] + -\beta e^{-\beta t} \exp \left[\frac{\beta}{c} R + \left(\frac{\beta}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] \right\} \quad (4.13)$$

Les expressions (4.11,12,13) seront les facteurs de base dans la suite de calcul et développement .

$$\text{On pose } \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) = a ; \quad \left(\frac{\beta}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) = a^* ; \quad \frac{\alpha}{c} = b ; \quad \frac{\beta}{c} = b^*$$

Faisant un changement de variable $z' - z = y$ où $dz' = dy$

A-1. Calcul du champ Electrique horizontal :

$$Er = \frac{I}{4\pi\epsilon_0} (I_5 + I_4 + I_3)$$

$$I_5 = \frac{-3rI_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha}) e^{az} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^5} \exp[ay + b\sqrt{y^2 + r^2}] dy + \frac{3rI_0}{\beta} (1 - e^{-\beta}) e^{a^*z} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^5} \exp[a^*y + b^*\sqrt{y^2 + r^2}] dy \quad (4.14)$$

$$I_4 = \frac{-3rI_0}{c} e^{-\alpha} e^{az} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^4} \exp[ay + b\sqrt{y^2 + r^2}] dy + \frac{3rI_0}{c} e^{-\beta} e^{a^*z} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^4} \exp[a^*y + b^*\sqrt{y^2 + r^2}] dy \quad (4.15)$$

$$I_3 = \frac{-\alpha^2 I_0}{c^2} e^{-\alpha} e^{az} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{1}{\sqrt{y^2 + r^2}^3} \exp[ay + b\sqrt{y^2 + r^2}] dy + \frac{\beta^2 I_0}{c^2} e^{-\beta} e^{a^*z} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{1}{\sqrt{y^2 + r^2}^3} \exp[a^*y + b^*\sqrt{y^2 + r^2}] dy \quad (4.16)$$

On remarque que les expressions des 03 termes de champs $I_{4,5,6}$ prennent des formes particulières de la formulation d'intégrale générale :

$$I(p, q) = \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y^p}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \exp[ay + b\sqrt{y^2 + r^2}] dy \quad (4.17)$$

La forme de cet intégrale est implicitement dérangée par la dénominateur $\sqrt{y^2 + r^2}^q$ et rend par suite son calcul très délicat.

Pour y dépasser cet obstacle, on applique le théorème de la moyenne décrit par Kada Allab dans son ouvrage 'Analyse Mathématique' [13] dont le principe est :

Soient deux fonctions f et g définies sur $[a,b]$ tel que g possède un signe constant (continue et monotone) sur $[a,b]$ c.a.d : $g \leq 0$ ou $g \geq 0$ il existe alors un nombre $\mu \in [m,M]$ tel que m et M sont le minimum et le maximum de f dans $[a,b]$ et $m = f(\xi)$ et $\xi \in [a,b] \implies$

$$\int_a^b f g dx = \mu \int_a^b g dx$$

Pour l'application de ce théorème on doit arranger l'expression (4.17) et avoir une forme correspondante aux exigences de ce théorème. On applique alors un autre théorème dite de Leibniz [14]

$$\text{si } \int_{u1}^{u2} f(x, \alpha) dx = \phi(\alpha) \quad a \leq \alpha \leq b$$

$$\text{en peut écrire alors : } \frac{d\phi}{d\alpha} = \int_{u1}^{u2} \frac{\partial f}{\partial \alpha} dx$$

A la suite de cette application (voir annexe) on obtient :

$$J(p, q) = \int_{-H-z}^{H-z} e^{ay} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \exp[b\sqrt{y^2 + r^2}] dy$$

Pour l'application du théorème, on choisit $f = e^{ay}$ et $g = \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \exp[b\sqrt{y^2 + r^2}]$

Puisque g change de signe ($g=0$ pour $y=0$) on sépare la variation de la fonction sur deux intervalles symétriques $[0, H-z]$ et $[-H-z, 0]$

$$J(p, q) = J^- + J^+$$

On applique le théorème de la moyenne sur J^- puis sur J^+

$$\text{On pose } dR = \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \quad \text{et} \quad R = \sqrt{y^2 + r^2}$$

On procède par intégration et sommation (annexe) on obtient les formes suivantes:

$$J(p, q) = e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_{(q-1)}(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \mathfrak{I}_{(q-1)}(r)] + e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_{(q-1)}(r) - \mathfrak{I}_{(q-1)}(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \quad (4.20)$$

$$\mathfrak{I}_{(q-1)}(R) = \frac{e^{bR}}{(q-2)!bR^{q-1}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(q-2+k)!}{(bR)^k} \quad (4.21)$$

Pour le calcul de $\mathfrak{I}_{(q-1)}(R)$ et $\mathfrak{I}_{(q-1)}(r)$ on se limite à la somme de 05 termes parce au delà de $k=5$ la somme devient divergente à chaque fois en changeant de palier en avant.

Pour le calcul de $I(p,q)$, il suffit de dériver $J(p,q)$ à $p-1$ fois par rapport à q :

$$I(p,q) = (\xi^+)^{p-1} e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_{(q-1)}(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_{(q-1)}(r)] + (\xi^-)^{p-1} e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_{(q-1)}(r) - \mathfrak{I}_{(q-1)}(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \quad (4.22)$$

Il suffit donc de remplacer ces quantités dans les expressions correspondantes pour reformuler le champ électrique horizontal:

$$Er = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{aligned} & \frac{-3rIo}{c} (1-e^{-\alpha}) e^{az} \left\{ e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_4(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_4(r)] + e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_4(r) - \mathfrak{I}_4(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \\ & - \frac{3rIo}{c} e^{-\alpha} e^{az} \left\{ e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_3(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_3(r)] + e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_3(r) - \mathfrak{I}_3(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \\ & - \frac{\alpha r^2 Io}{c^2} e^{-\alpha} e^{az} \left\{ \frac{(e^{a\xi^+}-1)}{\xi^+} [\mathfrak{I}_2(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_2(r)] + \frac{(e^{a\xi^-}-1)}{\xi^-} [\mathfrak{I}_2(r) - \mathfrak{I}_2(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \end{aligned} \right] \\ + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{aligned} & \frac{-3rIo}{\beta} (1-e^{-\beta t}) e^{a^*z} \left\{ e^{a^*\xi^+} [\mathfrak{I}_4^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_4^*(r)] + e^{a^*\xi^-} [\mathfrak{I}_4^*(r) - \mathfrak{I}_4^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \\ & - \frac{3rIo}{c} e^{-\beta t} e^{a^*z} \left\{ e^{a^*\xi^+} [\mathfrak{I}_3^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_3^*(r)] + e^{a^*\xi^-} [\mathfrak{I}_3^*(r) - \mathfrak{I}_3^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \\ & - \frac{\beta r^2 Io}{c^2} e^{-\beta t} e^{a^*z} \left\{ \frac{(e^{a^*\xi^+}-1)}{\xi^+} [\mathfrak{I}_2^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_2^*(r)] + \frac{(e^{a^*\xi^-}-1)}{\xi^-} [\mathfrak{I}_2^*(r) - \mathfrak{I}_2^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \end{aligned} \right] \quad (4.23)$$

A-2 : Calcul du champs Electrique vertical

$Ez = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} (I_5 + I_4 + I_3)$; avec le même raisonnement que dans le calcul de Er on peut écrire :

$$I_5 = \frac{2Io}{\alpha} (1-e^{-\alpha}) e^{az} I(2,5) + \frac{2Io}{\beta} (1-e^{-\beta t}) e^{a^*z} I^*(2,5) - \frac{r^2 Io}{\alpha} (1-e^{-\alpha}) e^{az} I(0,5) + \frac{r^2 Io}{\beta} (1-e^{-\beta t}) e^{a^*z} I^*(0,5) \quad (4.24)$$

$$I_4 = \frac{2Io}{c} e^{-\alpha} e^{az} I(2,4) - \frac{2Io}{c} e^{-\beta t} e^{a^*z} I^*(2,4) - \frac{r^2 Io}{c} e^{-\alpha} e^{az} I(0,5) + \frac{r^2 Io}{c} e^{-\beta t} e^{a^*z} I^*(0,4) \quad (4.25)$$

$$I_3 = \frac{-\alpha Io}{c^2} e^{-\alpha} e^{az} I(1,3) + \frac{\beta Io}{c^2} e^{-\beta t} e^{a^*z} I^*(1,3) \quad (4.26)$$

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \begin{aligned} & \frac{2Io}{\alpha} (1 - e^{-\alpha}) e^{az} I(2,5) - \frac{2Io}{\beta} (1 - e^{-\beta}) e^{a^*z} I^*(2,5) - \frac{r^2 Io}{\alpha} (1 - e^{-\alpha}) e^{az} I(0,5) + \frac{r^2 Io}{\beta} (1 - e^{-\beta}) e^{a^*z} I^*(0,5) \\ & + \frac{2Io}{c} e^{-\alpha} e^{az} I(2,4) - \frac{2Io}{c} e^{-\beta} e^{a^*z} I^*(2,4) - \frac{r^2 Io}{c} e^{-\alpha} e^{az} I(0,5) + \frac{r^2 Io}{c} e^{-\beta} e^{a^*z} I^*(0,4) \\ & - \frac{\alpha r Io}{c^2} e^{-\alpha} e^{az} I(1,3) + \frac{\beta r Io}{c^2} e^{-\beta} e^{a^*z} I^*(1,3) \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$

En remplaçant les $I(p,q)$ calculées par leurs formes dans la formulation de E_z et nous obtenons l'expression finale du champ électrique verticale (voir annexes).

A-3 : Calcul du champ magnétique Azimutal :

$B_\varphi = \frac{\mu_0}{4\pi} (I_3 + I_2)$ de même, en utilisant la relation X on peut écrire :

$$\begin{aligned} I_3 = & rIo e^{-\alpha} e^{az} \frac{(e^{a\xi^+} - 1)}{\xi^+} [\Im_2(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_2(r)] + rIo e^{-\alpha} e^{az} \frac{(e^{a\xi^-} - 1)}{\xi^-} [\Im_2(r) - \Im_2(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \\ & - rIo e^{-\beta} e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^+} - 1)}{\xi^{*+}} [\Im_2^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_2^*(r)] - rIo e^{-\beta} e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^-} - 1)}{\xi^{*-}} [\Im_2^*(r) - \Im_2^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \end{aligned} \quad (4.28)$$

De même pour la deuxième composante ainsi le champ magnétique azimutal sera :

$$\begin{aligned} B_\varphi = & \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \begin{aligned} & rIo e^{-\alpha} e^{az} \frac{(e^{a\xi^+} - 1)}{\xi^+} [\Im_2(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_2(r)] + rIo e^{-\alpha} e^{az} \frac{(e^{a\xi^-} - 1)}{\xi^-} [\Im_2(r) - \Im_2(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \\ & - rIo e^{-\beta} e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^+} - 1)}{\xi^{*+}} [\Im_2^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_2^*(r)] - rIo e^{-\beta} e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^-} - 1)}{\xi^{*-}} [\Im_2^*(r) - \Im_2^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \end{aligned} \right\} \\ & + \left\{ \begin{aligned} & - \frac{\alpha r Io}{c} e^{-\alpha} e^{az} \frac{(e^{a\xi^+} - 1)}{\xi^+} [\Im_1(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_1(r)] - \frac{\alpha r Io}{c} e^{-\alpha} e^{az} \frac{(e^{a\xi^-} - 1)}{\xi^-} [\Im_1(r) - \Im_1(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \\ & + \beta r Io e^{-\beta} e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^+} - 1)}{\xi^{*+}} [\Im_1^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_1^*(r)] + \beta r Io e^{-\beta} e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^-} - 1)}{\xi^{*-}} [\Im_1^*(r) - \Im_1^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \end{aligned} \right\} \end{aligned} \quad (4.30)$$

Après avoir reformuler les trois composantes du champ Electromagnétique (E_r, E_z et B_φ), nous proposons une technique de calcul des composantes de ces derniers de deux manières différentes.

- En implantant les expressions (4.23, 4.27 et 4.30) dans une routine informatique en fortran ou dans Matlab on peut avoir des résultats.

- Avec un pas de plus dans notre développement et avec des données initiales prises des mesures expérimentales des champs électromagnétiques en arrive à formuler un système d'équations linéaires de 8 équations(4.30) dont la solution nous donne les valeurs des coefficients C_j nécessaires pour le calcul du champ rayonné :

$$\text{On pose : } C_2^+ = \frac{(e^{a\xi^+} - 1)}{\xi^+} ; \quad C_2^- = \frac{(e^{a\xi^-} - 1)}{\xi^-} ; \quad C_1^+ = e^{a\xi^+} ; \quad C_1^- = e^{a\xi^-}$$

$$\text{Et } d_2^+ = \frac{(e^{a^*\xi^{*+}} - 1)}{\xi^+} ; \quad d_2^- = \frac{(e^{a^*\xi^{*-}} - 1)}{\xi^-} ; \quad d_1^+ = e^{a^*\xi^+} ; \quad d_1^- = e^{a^*\xi^-}$$

$$Er(I) = F_1^+(I)C_1^+ + F_1^-(I)C_1^- + F_2^+(I)C_2^+ + F_2^-(I)C_2^- + G_1^+(I)d_1^+ + G_1^-(I)d_1^- + G_2^+(I)d_2^+ + G_2^-(I)d_2^- \quad (4.31)$$

On donne des valeurs aux paramètres géométriques et électriques dans $(Er, B\phi)$, comme $H, r, Z, I_0, \alpha, \beta, \dots$. Et des valeurs initiales(des mesures expérimentales) des trois composantes du champ Electromagnétique, en obtient un système linéaire de 08 équations)

$$\begin{cases} E_r^1 = A_{11}(I)C_1^+ + A_{12}C_1^- + A_{13}C_2^+ + A_{14}C_2^- + A_{15}d_1^+ + A_{16}d_1^- + A_{17}d_2^+ + A_{18}d_2^- \\ E_r^2 = A_{21}(I)C_1^+ + A_{22}C_1^- + A_{23}C_2^+ + A_{24}C_2^- + A_{25}d_1^+ + A_{26}d_1^- + A_{27}d_2^+ + A_{28}d_2^- \\ * \\ * \\ * \\ * \\ * \\ E_r^8 = A_{81}(I)C_1^+ + A_{82}C_1^- + A_{83}C_2^+ + A_{84}C_2^- + A_{85}d_1^+ + A_{86}d_1^- + A_{87}d_2^+ + A_{88}d_2^- \end{cases} \quad (4.30)$$

La forme matricielle de ce système :

$$\begin{bmatrix} E^1 \\ E^2 \\ E^3 \\ E^4 \\ E^5 \\ E^6 \\ E^7 \\ E^8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11}A_{12}A_{13}A_{14}A_{15}A_{16}A_{17}A_{18} \\ A_{21}A_{22}A_{23}A_{24}A_{25}A_{26}A_{27}A_{28} \\ A_{31}A_{32}A_{33}A_{34}A_{35}A_{36}A_{37}A_{38} \\ \\ \\ \\ A_{81}A_{82}A_{83}A_{84}A_{85}A_{86}A_{87}A_{88} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} C_1^+ \\ C_2^+ \\ C_3^+ \\ C_4^+ \\ C_5^+ \\ C_6^+ \\ C_7^+ \\ C_8^+ \end{bmatrix} \quad (4.31)$$

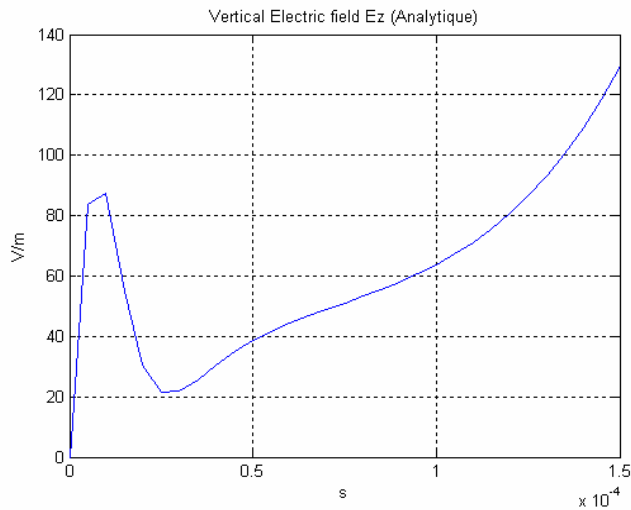
La résolution de ce système donne les C_j^+ et par suite mettre une formulation de système définitif où il sera suffisant d'introduire les paramètres A_{ij} et calculer le Champ E_r et E_z et B_ϕ , (annexe)

Avec le même raisonnement nous arrivons à exprimer les systèmes matriciels pour le calcul des champs , électrique vertical et magnétique horizontal(annexe):

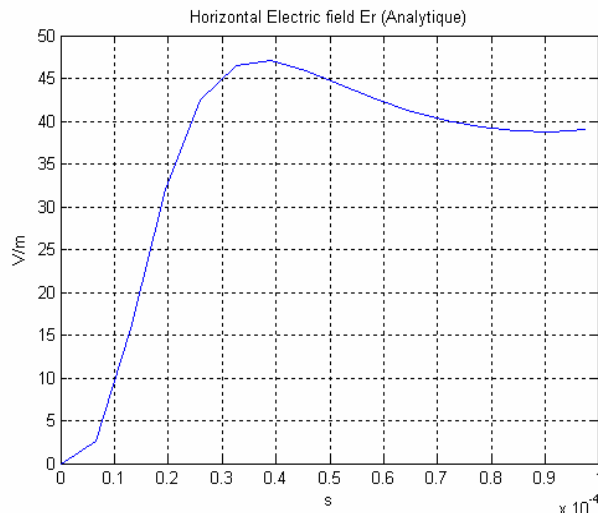
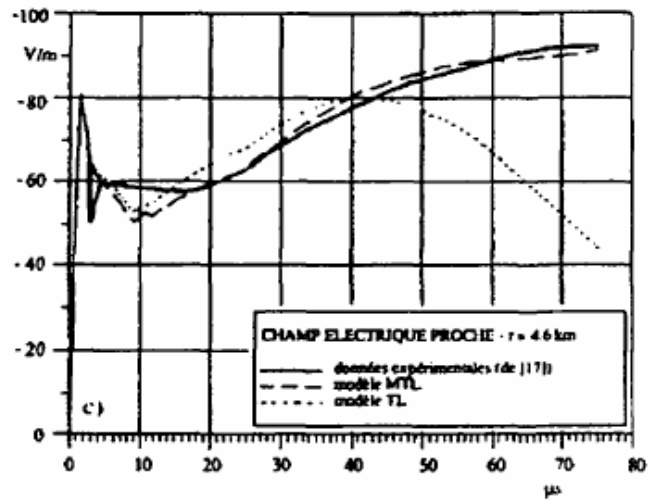
$$\text{Champ électrique vertical :} \quad \begin{bmatrix} E_z^1 \\ E_z^2 \\ E_z^3 \\ E_z^4 \\ E_z^5 \\ E_z^6 \\ E_z^7 \\ E_z^8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11}^z A_{12}^z A_{13}^z A_{14}^z A_{15}^z A_{16}^z A_{17}^z A_{18}^z \\ A_{21}^z A_{22}^z A_{23}^z A_{24}^z A_{25}^z A_{26}^z A_{27}^z A_{28}^z \\ A_{31}^z A_{32}^z A_{33}^z A_{34}^z A_{35}^z A_{36}^z A_{37}^z A_{38}^z \\ \\ \\ \\ \\ A_{81}^z A_{82}^z A_{83}^z A_{84}^z A_{85}^z A_{86}^z A_{87}^z A_{88}^z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} C_{1z}^+ \\ C_{2z}^+ \\ C_{3z}^+ \\ C_{4z}^+ \\ C_{5z}^+ \\ C_{6z}^+ \\ C_{7z}^+ \\ C_{8z}^+ \end{bmatrix} \quad (4.32)$$

$$\text{Champ magnétique Azimutal :} \quad \begin{bmatrix} H_\phi^1 \\ H_\phi^2 \\ H_\phi^3 \\ H_\phi^4 \\ H_\phi^5 \\ H_\phi^6 \\ H_\phi^7 \\ H_\phi^8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11}^H A_{12}^H A_{13}^H A_{14}^H A_{15}^H A_{16}^H A_{17}^H A_{18}^H \\ A_{21}^H A_{22}^H A_{23}^H A_{24}^H A_{25}^H A_{26}^H A_{27}^H A_{28}^H \\ A_{31}^H A_{32}^H A_{33}^H A_{34}^H A_{35}^H A_{36}^H A_{37}^H A_{38}^H \\ \\ \\ \\ \\ A_{81}^H A_{82}^H A_{83}^H A_{84}^H A_{85}^H A_{86}^H A_{87}^H A_{88}^H \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} C_{1m}^+ \\ C_{2m}^+ \\ C_{3m}^+ \\ C_{4m}^+ \\ C_{5m}^+ \\ C_{6m}^+ \\ C_{7m}^+ \\ C_{8m}^+ \end{bmatrix} \quad (4.33)$$

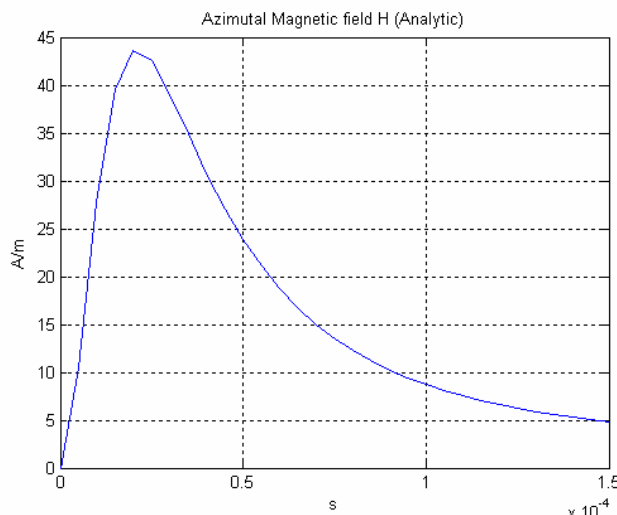
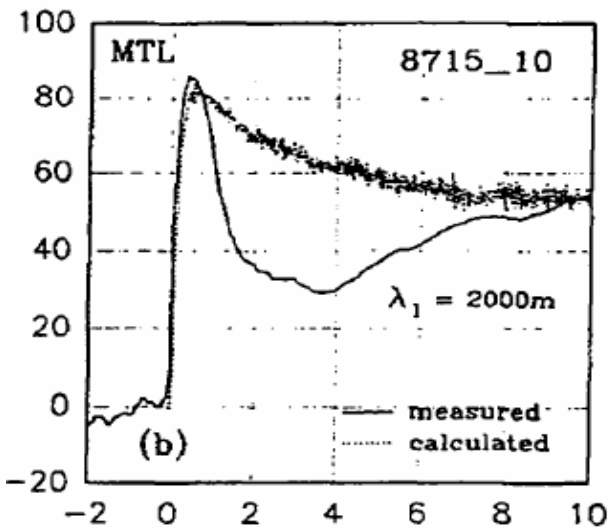
La résolution de ces systèmes $[E, H] = [A_{ij}][C]$ ci dessus permet le calcul de vecteur de coefficient $[C]$. Puis utiliser dans les expression (4.23, 4.27 et 4.30) en calcul ainsi les champs électromagnétiques rayonnés par la foudre.



a)



b)



c)

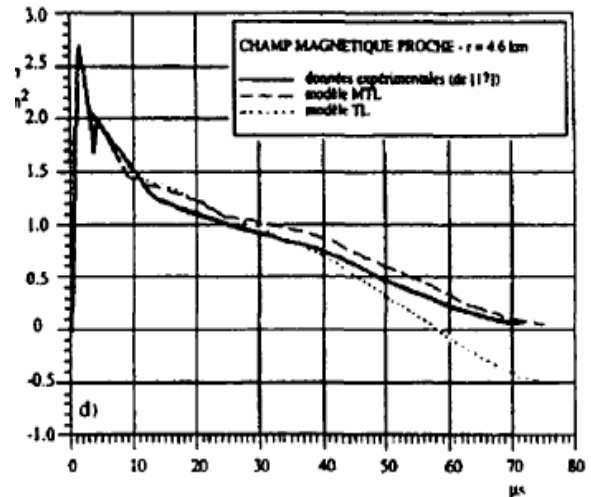


Figure 4-13: les courbes dans la colonne gauche obtenues par la nouvelle formulation, les courbes de la colonne droite représentent des mesures expérimentales et de calcul par Rakov[40] a) E verticale, b) E horizontale, c) H magnétique azimutal

B) 2^{ieme} cas : Formulation particulière :

Dans ce cas nous considérons la distance d'observation R constante et indépendante de z' et du temps t , C.a.d : à un moment donnée t l'observateur se trouve à une distance R et l'onde impulsionnelle du courant se situe à une distance z' du sol vers le nuage.

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

En utilisant les expression (4.8,4.7 ,4.8) et avec les mêmes suppositions nous calculons les intégrales par rapport au temps puis par rapport à z' et avec un arrangement homogène on peut écrire finalement les équation suivantes :

$$E_r(t, z, r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 \left\{ \frac{3r}{R^5} (M_1.S_1 - M_2.S_2) + \frac{3r}{cR^4} (M_0.S_1 - M_{01}.S_2) + \frac{r}{c^2 R^3} (-\alpha.M_0.S_1 + \beta.M_{01}.S_2) \right\} \quad (4.32)$$

$$E_z(t, z, r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 \left\{ \frac{1}{R^5} (M_1.S_{11} - M_2.S_{22}) + \frac{1}{cR^4} (M_0.S_{11} - M_{01}.S_{22}) + \frac{r^2}{c^2 R^3} (\alpha.M_0.T_1 + \beta.M_{01}.T_{11}) \right\} \quad (4.33)$$

$$H_\phi(t, z, r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 \left\{ \frac{1}{R^3} (M_0.T_1 - M_{01}.T_{11}) + \frac{1}{cR^2} (-\alpha.M_0.T_1 + \beta.M_{01}.T_{11}) \right\} \quad (4.34)$$

$M_{0,1,2}$, $S_{0,1,2}$, T_{11} : termes partiels (voir annexes) du champ en fonction du temps, les distances r , z et les paramètres qui définissent la forme bi exponentielle du courant introduites dans le modèle MTLE du courant $i(z', t)$.

Les courbes suivantes représentent le résultat approximatif dans la forme et la valeur aux résultats expérimentaux [11,15, 49 ,51] et de simulation dans [40,41,51,52]

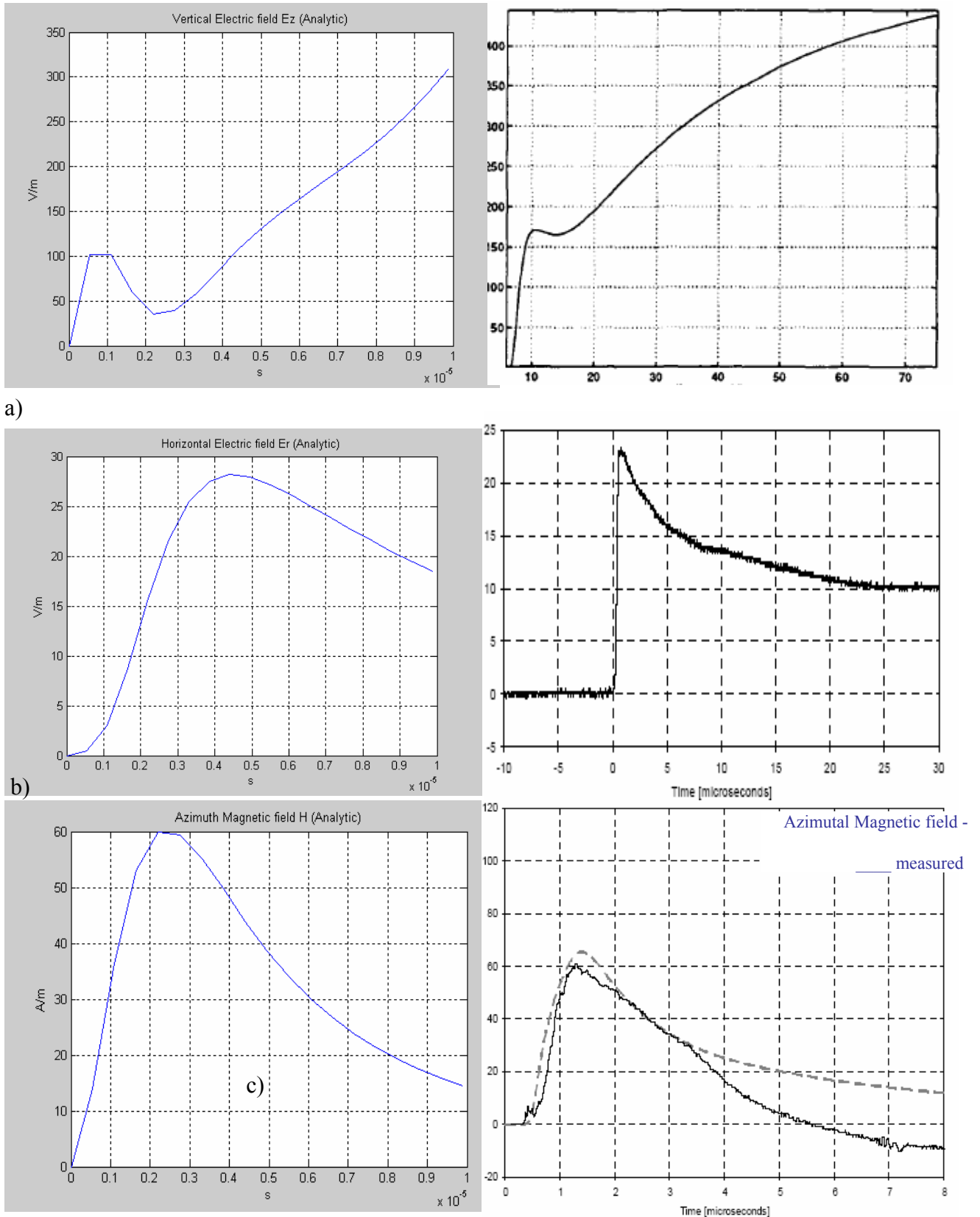


Figure 4-14: les courbes dans la colonne gauche obtenues par la nouvelle formulation pour le cas particulier, les courbes de la colonne droite représentent des mesures expérimentales et de calcul par F. Rachidi et E. Petrach [26]
a) E verticale, b) E horizontale, c) H magnétique azimuthal

Conclusion

Dans ce chapitre 4 , nous avons essayé d'étudier et d'analyser les outils nécessaires qui participe dans le mécanisme de l'impact indirect de la foudre sur une ligne aérienne .L'étude des modèles des sources de rayonnement à travers la distribution spatio-temporelle de l'arc en retour dans le canal de la foudre nous a conduit à déduire la performance du modèle de Heidler par rapport au modèle biexponentiel dans le calcul du courant de la foudre à la base du canal et du modèle MTLE par rapport à cinq autres dans le calcul de l'arc en retour et sa propagation le long du canal du nuage vers sol. Avant d'entamer au développement d'un nouveau modèle mathématique exprimant le champ électromagnétique rayonné de la foudre nous avons présenté des mesures des ces derniers que nous avons réalisé en Suisse et d'après lesquelles nous avons confirmé les observations et les constatations générales déjà existaient dans d'autres mesures et ceci malgré l'insuffisance de conditions et de moyens pour réaliser les mesures nécessaires.

Suite à cet aspect expérimental, nous avons tenter de développé un modèle mathématique qui traite le phénomène dans sa réalité physique(R variable) pour le champ électromagnétique rayonné dont le résultat était peu approximatif, peu appréciable et demande plus de validation avec d'autres modèles et d'autres mesures.

Pour une distance fixe d'observateur R et indépendante de z' , la nouvelle formulation est appréciable dans la forme et la valeur de ses résultats , ce dernier volume de développement à été traduit une publication[19].

En utilisant notre programme de simulation Simlightning nous avons pu analysé et critique d'une façon meilleur nos modèles et nos calcul(annexe)

Cette constatation nous nous donne espoir de poursuivre les travaux et tenter d'atteindre le meilleure formalise général du champs électromagnétique rayonné par la foudre pour n'importe quelle distance et toute conductivité du sol.

Chapitre V

Etude du couplage Electromagnétique entre la foudre le réseau électrique

V-1 : Introduction

Ce chapitre présente une étude de couplage entre le rayonnement de la foudre et une ligne aérienne d'un réseau électrique en se basant sur des travaux d'autres auteurs [15,46,50,51] basés sur la théorie des lignes de transmission appliquée aux problèmes de l'interaction entre un champ électromagnétique perturbateur et un ligne de transmission, une théorie qui constitue un compromis entre l'approche particulière et la théorie des antennes. De plus le modèle utilisé pour représenter les équations des lignes a l'avantage d'être un quadripôle dont les équations des télégraphistes forment une notion familière aux Ingénieurs électriciens.

Les équations de couplage peuvent s'exprimer par différentes formulations mais équivalentes, la seule distinction réside essentiellement dans la représentation du terme source du champ électromagnétique agressif. Dans ce travail le modèle d'Agrawal qui utilise seulement la composante du champs électrique calculé en absence de la structure ligne du réseau comme source est adopté.

La résolution des équations de couplage peut se faire par différentes méthodes analytiques et numériques, parmi ces techniques de calcul en trouve, celle la plus utilisée pour ce cas : la méthode des différences finies qui était notre option de calcul des surtensions induites.

- En partant du courant à la base du canal (unique grandeur mesurable) et en adoptant un modèle qui décrit la distribution spatio-temporelle du courant de long du canal, on calcule le champ électromagnétique dans n'importe quel point de l'espace ou de la ligne.
- Une fois le champ électromagnétique est évalué sous forme d'une source perturbatrice, on peut calculer les surtensions induites dans une ligne en partant de la géométrie de la ligne et le modèle de couplage adopté.

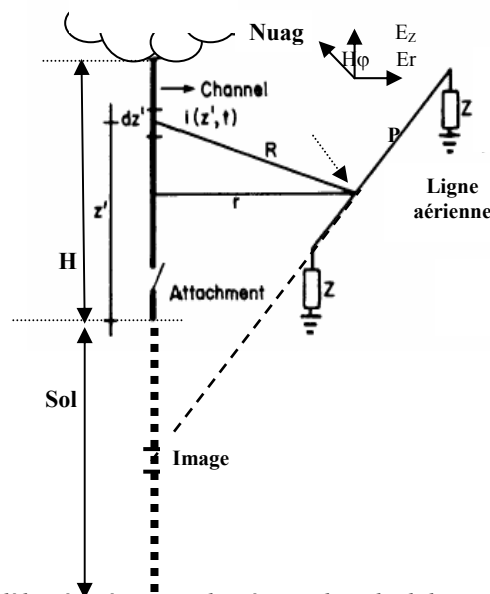


Figure 5-1 _ : modèle géométrique adopté pour le calcul des surtensions induites

V-2 : Approximation 'Ligne électrique aérienne ' à la théorie des lignes de transmission

- La géométrie de la ligne est raisonnablement uniforme,
- Les dimensions transversales de la ligne sont petites par rapport à la longueur d'onde minimum $\lambda_{\min}$,

Ce qui impose une fréquence maximale de quelques MHz (cas de la foudre)

- Le rayon équivalent des conducteurs de la ligne est très inférieure à la hauteur h ($r \ll h$)

Pour le cas de la foudre et son couplage avec les ligne HT ces condition sont satisfaisantes.

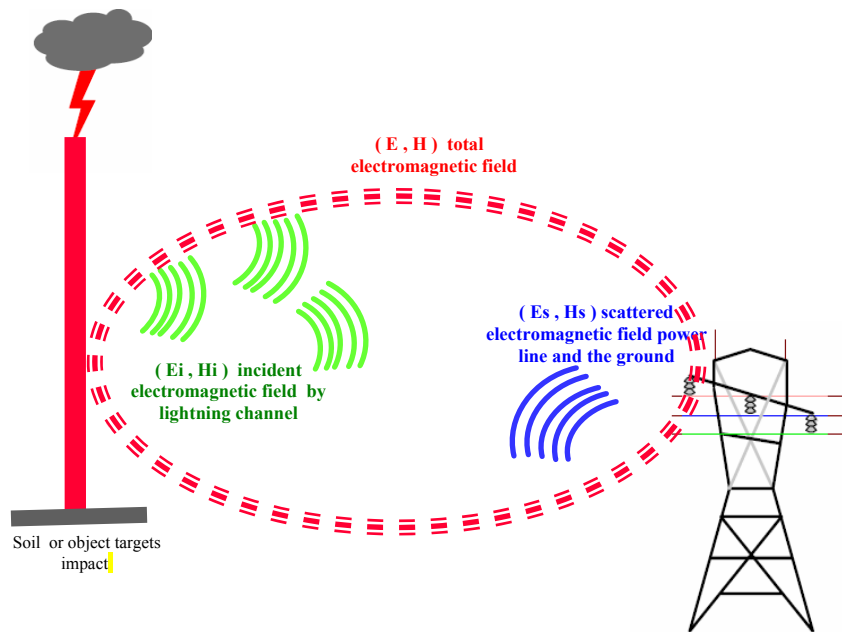


Figure 5-2: Illustration de l'interaction Electromagnétique entre le champ rayonné par de la foudre et une ligne électrique aérienne

V-3 : Équations de couplage pour le cas d'un conducteur idéal (sans perte)

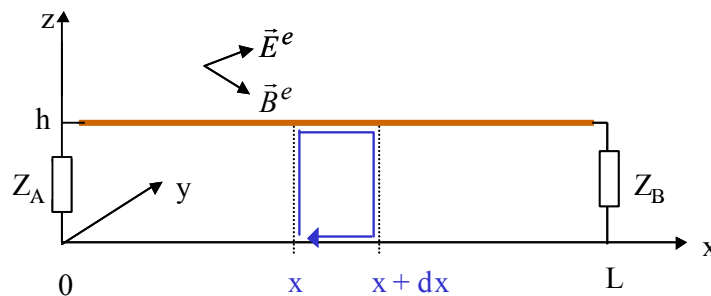


Figure 5-3 : Action du champ Electromagnétique exciteur de la foudre sur une ligne électrique aérienne[50]

le champ électromagnétique exciteur E^e et B^e est considéré comme la somme des :

1-Champs incidents E^{inc} et B^{inc} tel qu'ils seront dans le vide (sans structure filaire et sans sol)

2-Champs réfléchis par le sol E^{ref} et B^{ref} , en l'absence de la ligne

$$\vec{E}^e = \vec{E}^{inc} + \vec{E}^{ref} \quad (5.1)$$

$$\vec{B}^e = \vec{B}^{inc} + \vec{B}^{ref} \quad (5.2)$$

Les Champs électrique et magnétique totaux E et B s'obtiennent par la somme des :

1-Champs exciteurs E^e et B^e

2-La réaction de la ligne par son champ diffusé ou diffracté ('scattered field') E^s et B^s :

$$\vec{E} = \vec{E}^e + \vec{E}^s \quad (5.3)$$

$$\vec{B} = \vec{B}^e + \vec{B}^s \quad (5.4)$$

En partant de la première équation de Maxwell exprimée pour les champs totaux et en appliquant le théorème de Stokes [1,3,15], on obtient

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -j\omega \iint_{\Delta S} \vec{B} \cdot \vec{i}_y dS \quad (5.5)$$

En choisissant le contour d'intégration présenté à la figure (5-3) , l'équation (5.5) s'écrit comme

$$\int_0^h [E_z(x, z) - E_z(x + dx, z)] dz + \int_x^{x+dx} [E_x(x, h) - E_x(x, 0)] dx = -j\omega \int_x^{x+dx} \int_0^h B_y(x, z) dx dz \quad (5.6)$$

En divisant par Δx et en prenant la limite lorsque Δx tend vers 0, on obtient

$$-\frac{d}{dx} \int_0^h E_z(x, z) dz + E_x(x, h) - E_x(x, 0) = -j\omega \int_0^h B_y(x, z) dz \quad (5.7)$$

Étant donné que $E_x(x, 0) = 0$ (sol parfaitement conducteur) et en définissant la tension transverse entre le conducteur et le sol comme

$$U(x) = -\int_0^h E_z(x, z) dz \quad (5.8)$$

L'équation (5.7) s'écrit alors :

$$\frac{dU(x)}{dx} + E_x(x, h) = -j\omega \int_0^h B_y(x, z) dz \quad (5.9)$$

Si le conducteur est parfaitement conducteur, le champ électrique tangentiel total sur la surface du conducteur est également nul, $E_x(x, h) = 0$. Le dernier terme de l'équation (5.9) peut être écrit en termes des champs exciteur et diffracté :

$$-j\omega \int_0^h B_y(x, z) dz = -j\omega \int_0^h B_y^s(x, z) dz - j\omega \int_0^h B_y^e(x, z) dz \quad (5.10)$$

En supposant que la hauteur h du conducteur est électriquement petite, le flux d'induction magnétique B_y^s dans l'air peut être évalué en utilisant la loi de Biot-Savart [3]. Ceci a pour conséquence une relation linéaire entre le flux du champ magnétique propre et le courant de la ligne, le facteur de proportionnalité étant l'inductance linéique L' de la ligne. Ceci est exprimé par

$$\phi(x) = \int_0^h B_y^s(x, z) dz = L' I(x) \quad (5.11)$$

En introduisant (5.10) et (5.11) dans (5.9), on obtient

$$\frac{dU(x)}{dx} + j\omega L' I(x) = -j\omega \int_0^h B_y^e(x, z) dz \quad (5.12)$$

L'équation (5.12) représente la première équation de couplage.

La deuxième équation de couplage peut être développée en partant de la deuxième équation de Maxwell :

$$\nabla_x \vec{H} = \vec{J} + j\omega \epsilon_o \vec{E} \quad (5.13)$$

En utilisant la loi d'Ohm $\vec{J} = \sigma_{air} \vec{E}$, où σ_{air} est la conductivité du milieu, et en écrivant l'équation ci-dessus pour la composante z , on obtient :

$$j\omega E_z(x, z) = \frac{1}{\mu_o \epsilon_o} \left[\frac{\partial B_y(x, z)}{\partial x} - \frac{\partial B_x(x, z)}{\partial y} \right] - \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_o} E_z(x, z) \quad (5.14)$$

En intégrant (5.14) le long de l'axe z de 0 à h et en exprimant le champ d'induction magnétique en termes des composantes exciteur et propre, on obtient

$$\begin{aligned} -j\omega U(x) = & \frac{1}{\mu_o \epsilon_o} \int_0^h \frac{\partial B_y^s(x, z)}{\partial x} dz - \frac{1}{\mu_o \epsilon_o} \int_0^h \frac{\partial B_x^s(x, z)}{\partial y} dz \\ & + \frac{1}{\mu_o \epsilon_o} \int_0^h \frac{\partial B_y^e(x, z)}{\partial x} dz - \frac{1}{\mu_o \epsilon_o} \int_0^h \frac{\partial B_x^e(x, z)}{\partial y} dz + \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_o} U(x) \end{aligned} \quad (5.15)$$

L'équation de Maxwell (5.8) s'applique aussi aux composantes du champ exciteur ; en l'intégrant aussi de 0 à h, on obtient

$$\frac{1}{\mu_o \varepsilon_o} \int_0^h \frac{\partial B_y^e(x, z)}{\partial x} dz - \frac{1}{\mu_o \varepsilon_o} \int_0^h \frac{\partial B_x^e(x, z)}{\partial y} dz = (j\omega + \frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_o}) \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (5.16)$$

D'autre part, la réponse de la ligne étant quasi-TEM, on a alors [3,15,46]:

$$B_x^s = 0 \quad (5.17)$$

En utilisant (5.11), (5.16) et (5.17) et le fait que

$$\mu_o \varepsilon_o = L' C', \quad \frac{\sigma_{air}}{\varepsilon_o} C' = G' \quad (5.68)$$

L'équation (5.15) devient

$$\frac{dI(x)}{dx} + (G' + j\omega C') U(x) = -(G' + j\omega C') \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (5.19)$$

(5.19) est de la deuxième équation de couplage.

Ces deux équations (5.12, 5.19) ont la forme des équations des télégraphistes avec des seconds membres non-nuls (termes de sources) qui représentent l'action du champ électromagnétique externe,

C'est la forme générale des équations de couplage électromagnétique d'où ils sont issus tous les modèles existant dans la littérature et utilisé par plusieurs auteurs.

Les modèles de couplages se différencient dans leurs termes sources.

V-4-1 : Équations de couplage en fonction du champ électrique et magnétique exciteurs (Modèle de Taylor)

Dans ce modèle de couplage, les termes de source sont en fonction de la composante verticale du champ électrique et de la composante transverse du champ magnétique exciteur.

En négligeant également la conductance transversale G' :

$$\frac{dU(x)}{dx} + j\omega L' I(x) = -j\omega \int_0^h B_y^e(x, z) dz \quad (5.20)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} + j\omega C' U(x) = -j\omega C' \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (5.21)$$

Conditions aux limites

$$U(0) = -Z_A I(0) \quad (5.21)$$

$$U(L) = Z_B I(L) \quad (5.23)$$

Schéma équivalent:

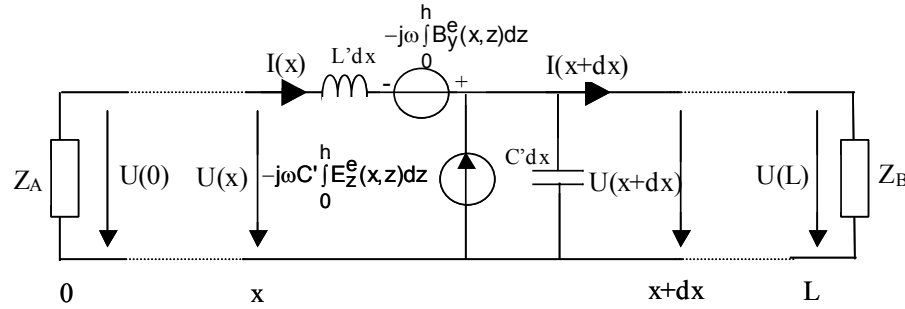


Figure 5.4: Schéma équivalent du couplage (M. Taylor) en fonction du champ électrique et magnétique excitateurs

V-4-2 : Équations de couplage en fonction du champ électrique excitateur (Modèle d'Agrawal)

C'est le modèle le plus utilisé par la majorité des auteurs, son efficacité réside essentiellement dans sa simplicité et sa ressemblance aux mesures.

$$\frac{dU^s(x)}{dx} + j\omega L' I(x) = E_x^e(x, h) \quad (5.24)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} + j\omega C' U^s(x) = 0 \quad (5.25)$$

où $U^s(x)$ est la tension diffractée ('scattered voltage')

La tension totale est donnée par

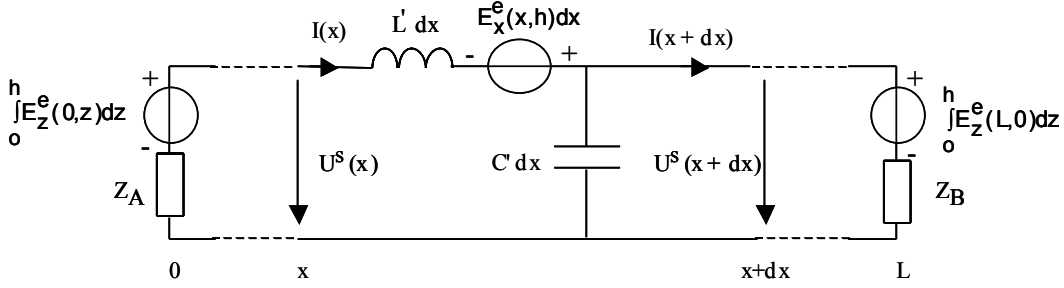
$$U(x) = U^s(x) + U^e(x) = U^s(x) - \int_0^h E_z^e(x, z) dz \quad (5.26)$$

Conditions aux limites

$$U^s(0) = -Z_A I(0) + \int_0^h E_z^e(0, z) dz \quad (5.27)$$

$$U^s(L) = Z_B I(L) + \int_0^h E_z^e(L, z) dz \quad (5.28)$$

Schéma équivalent:



Figur5.5 : Schéma équivalent du couplage en fonction du champ électrique exciteur

V-4-3 :Équations de couplage en fonction du champ *magnétique* exciteur(Modèle de Rachidi)

$$\frac{dU(x)}{dx} + j\omega L' I^s(x) = 0 \quad (5.29)$$

$$\frac{dI^s(x)}{dx} + j\omega C' U(x) = \frac{1}{L'} \int_0^h \frac{\partial B_x^e(x,z)}{\partial y} dz \quad (5.30)$$

où $I^s(x)$ est le courant diffractée ('scattered current')

Le courant total est donné par

$$I(x) = I^s(x) - \frac{1}{L'} \int_0^h B_y^e(x,z) dz \quad (5.31)$$

Conditions aux limites

$$I^s(0) = -\frac{U(0)}{Z_A} + \frac{1}{L'} \int_0^h B_y^e(0,z) dz \quad (5.32)$$

$$I^s(L) = \frac{U(L)}{Z_B} + \frac{1}{L'} \int_0^h B_y^e(L,z) dz \quad (5.33)$$

Schéma équivalent:

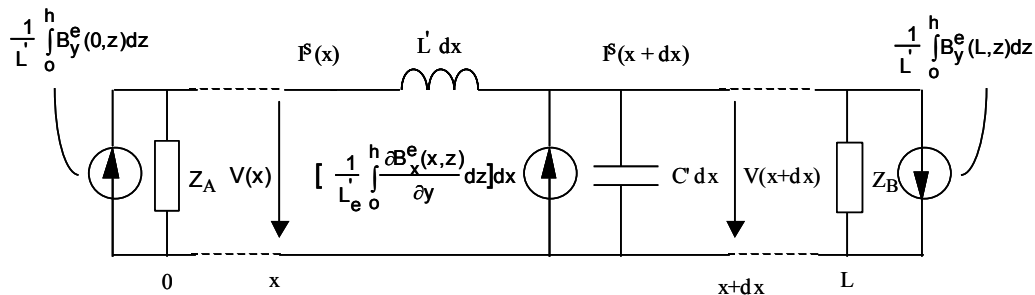


Figure 5.6 : Schéma équivalent du couplage en fonction du champ magnétique exciteur

V-4-4 :Contribution des différentes composantes du champ électromagnétique

Pour améliorer cette partie de notre thèse nous avons introduit un cas de simulation réalisé par Mer Rachidi(Suisse) et Nucci(Italie) pour le calcul des surtensions induites par la foudre sur une ligne de 1 km de longueur, 10 m de hauteur et terminée sur son impédance caractéristique à ses deux extrémités. L'outil de simulation est un module en fortran dite LIOV (lightning induced overvoltages) développé par deux labo(Suisse et Italie) en collaboration et que nous avons déroulé nous même.

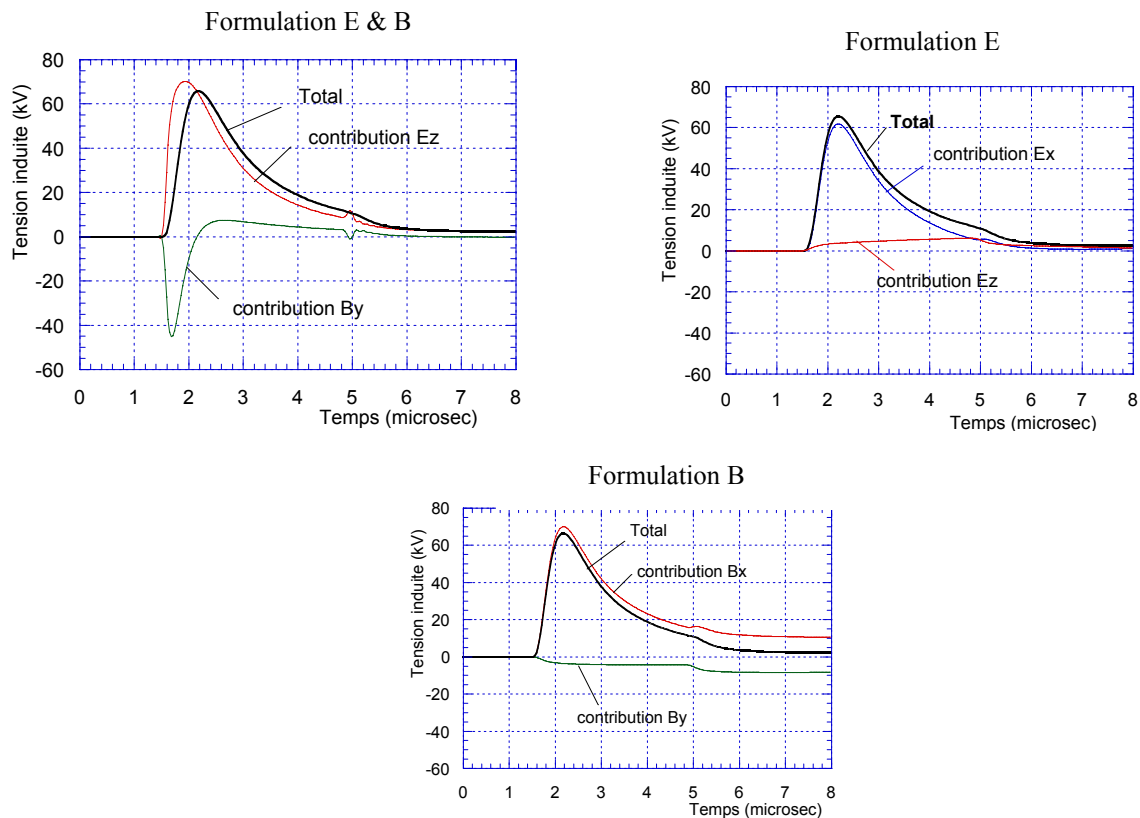


Figure 5-7 :Surtensions induites et contributions des composantes du champ électromagnétique[27]

Les équations de couplage peuvent être exprimées sous forme de trois formulations équivalentes, dans lesquelles les termes de sources sont des fonctions

- 1.des composantes électrique et magnétique du champ excitateur(M. Taylor).
- 2.des composantes du champ électrique excitateur(M. Agrawal).
- 3.des composantes du champ magnétique excitateur (M. Rachidi).

La contribution d'une composante source du champ électromagnétique dans le mécanisme du couplage dépend du modèle adopté. Par conséquent, on ne peut parler de la contribution d'une composante donnée sans avoir au préalable spécifié le modèle utilisé.

V-5 :Calcul du couplage pour le cas d'une ligne avec pertes (Application du modèle d'Agrawal)

Dans le calcul du couplage de la foudre avec les ligne aériennes prenant en considération les pertes dans ces dernières et dans le sol , nous avons choisi une simplicité étalée sur tous les points de calcul et que avons trouvé dans le modèle d'Agrawal où la formulation du couplage dépend du terme source de la composante du champ électrique E vertical du champ électrique excitateur.

Considérons la même configuration mais en tenant compte des pertes dans le conducteur et dans le sol. La conductivité du conducteur est σ_w et σ_g est la conductivité dans le sol avec une permittivité relative ϵ_{rg} .

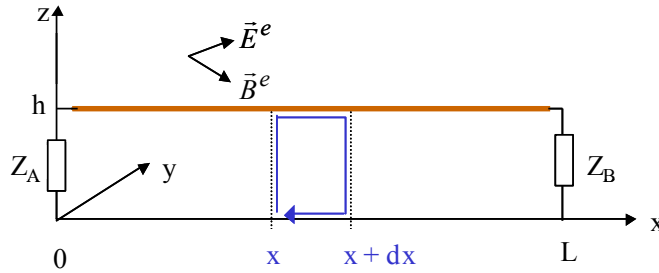


Figure 5-8: même configuration pour application du modèle d'Agrawal

Les équations de couplage (formulation d'Agrawal) dans ce cas deviennent:

$$\begin{aligned} \frac{dU^s(x)}{dx} + Z' I(x) &= E_x^e(x, h) \\ \frac{dI(x)}{dx} + Y' U^s(x) &= 0 \end{aligned} \quad (5.34)$$

$$\text{Avec} \quad Z' = j\omega L' + Z'_w + Z'_g \quad (5.35)$$

$$Y' = \frac{(G' + j\omega C') Y'_g}{G' + j\omega C' + Y'_g} \quad \text{et} \quad Y'_g \cong \frac{j\omega L' (G' + j\omega C')}{Z'_g} \quad (5.36)$$

En résumés tous les formules possibles pour le calcul des paramètres ligne-sol dans le tableau(5-1)

V-5-1 : Paramètres de la ligne

Nous présentons une récapitulation des paramètres linéiques de la ligne et du sol avec les approximations possibles.

Parameter	Formule	Observation
L'inductance linéique L'	$L' = \frac{\mu_o}{2\pi} \ln(2h/a) \quad (h \gg a)$	a est le rayon du conducteur
La capacité linéique	$C' = \frac{2\pi\epsilon_o}{\ln(2h/a)} \quad (h \gg a)$	
La conductance transversale	$G' = \frac{\sigma_{air}}{\epsilon_o} C'$	
impédance interne linéique du conducteur	$Z'_w = \frac{\gamma_w I_o(\gamma_w a)}{2\pi a \sigma_w I_1(\gamma_w a)}$	$\gamma_w = \sqrt{j\omega\mu_o(\sigma_w + j\omega\epsilon_o\epsilon_{rw})}$ constante de propagation dans le conducteur
impédance interne linéique du conducteur (approchée1)	$Z'_w \cong \frac{1}{\pi a^2 \sigma_w} \quad \delta_w \gg a$	
impédance interne linéique du conducteur (approchée 2)	$Z'_w \cong \frac{1+j}{2\pi a \sigma_w \delta_w} \quad \delta_w \ll a$	δ_w désigne la profondeur de pénétration dans le conducteur
impédance du sol	$Z'_g = \frac{j\omega \int_{-\infty}^h B_y^s(x,z) dx}{I} - j\omega L'$	Forme generale
impédance du sol par SUNDE	$Z'_g = \frac{j\omega\mu_o}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-2hx}}{\sqrt{x^2 + \gamma_g^2}} dx$	$\gamma_g = \sqrt{j\omega\mu_o(\sigma_g + j\omega\epsilon_o\epsilon_{rg})}$
Impédance approchée du sol par SUNDE	$Z'_g \cong \frac{j\omega\mu_o}{2\pi} \ln\left(\frac{1 + \gamma_g h}{\gamma_g h}\right)$	constante de propagation dans le sol

Tableau 5-1: différentes écritures approximatives des paramètres de la ligne et du sol .

V-2 : Équations de couplage dans le domaine temporel

L'influence des pertes (ayant une dépendance fréquentielle) dans une représentation dans le domaine temporel des équations de couplage peut être prise en compte par le théorème de convolution. Les relations (5-24,25) exprimées dans le domaine temporel s'écrivent d'après [15,46]:

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial \tilde{a}(x,t)}{\partial t} + \int_0^t z'(t-\tau) i(\tau) d\tau = E_x^e(x,h,t) \quad (5.37)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + \int_0^t y'(\tau) u^s(x,t-\tau) d\tau = 0 \quad (5.38)$$

où $z'(t)$ et $y'(t)$ sont respectivement les transformées de Fourier inverse de $Z_w' + Z_g'$ et de Y'

L'équation (5.38) peut être approchée pour des raisons de calcul simple[46] par :

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + G' v^s(x,t) + C' \frac{\partial v^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (5.39)$$

V-3-1 :La méthode des différences finies points centrés (MDF)

Cette méthode de différence finie au point centré est présentée dans [3,15,46] pour le calcul du couplage électromagnétique dont le principe est basé sur un échantillonnage spatial et temporel, puis une mise en équation après avoir fixé des conditions initiales et aux limites.

On applique cette méthode sur les équations du modèle d'Agrawal pour le cas d'une ligne à un seul conducteur et sans dépendance fréquentielle.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + R' i(x,t) + L' \frac{\partial \tilde{a}(x,t)}{\partial t} &= E_x^e(h,x,t) \\ \frac{\partial \tilde{a}(x,t)}{\partial x} + G' v^s(x,t) + C' \frac{\partial v^s(x,t)}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (5.40)$$

Echantillonnage spatial:

Le conducteur est subdivisé alternativement en des nœuds de courant et de tension; deux nœuds consécutifs d'un même type sont séparés d'un intervalle Δx , et les deux extrémités de la ligne sont définies comme des nœuds de tension.

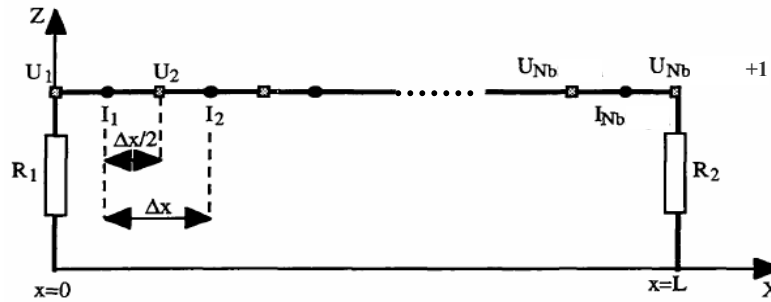


Figure5-9 : discrétisation de la ligne suivant un déplacement longitudinal X (spatial)

Echantillonnage temporel :

Comme dans l'espace , le courant et la tension sont décalés d'un demi pas(temporel), plus précisément les échantillons de courant sont en avance de $\Delta t/2$ sur la tension figure suivante.

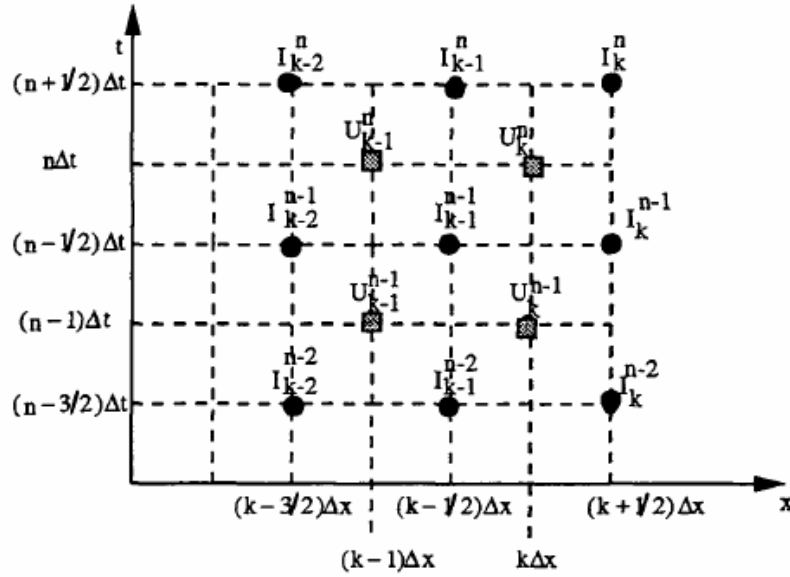


Figure5-10 : discrétisation de la ligne suivant le temps t (temporel)

$$L = (K_{\max} - 1) \Delta x.$$

Suivant la discrétisation temporelle et spatiale les équations du couplage (530) peuvent être écrites de la façon suivante:

$$\left. \begin{aligned} (u^s)_k^n &= v^s((k-1)\Delta x, n\Delta t) \\ (i)_k^n &= i((k-1)\Delta x, (n)\Delta t) \\ (E_x^e)_k^n &= E_x^e((k-1)\Delta x, n\Delta t, z=h) \end{aligned} \right\} \quad (5.41)$$

avec $L = (k_{\max} - 1)\Delta x$ $t_{\max} = n_{\max}\Delta t$.

L'application de cette méthode des différences finies aux points centrés conduit à exprimer la tension et le courant induits dans la ligne de la manière suivante :

Les équations de couplage (5.40) se transforment par la MDF comme suit :

$$\frac{(v^s)_{k+1}^n - (v^s)_k^n}{\Delta x} + R' \frac{(i)_{k+1/2}^{n+1/2} - (i)_{k+1/2}^{n-1/2}}{2} + L' \frac{(i)_{k+1/2}^{n+1/2} - (i)_{k+1/2}^{n-1/2}}{\Delta t} = (E_x^e)_{k+1/2}^{n+1} \quad (5.42)$$

$$\frac{(i)_{k+1/2}^{n+1/2} - (i)_{k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} + G' \frac{(v^s)_k^{n+1} + (v^s)_k^n}{2} + C' \frac{(v^s)_k^{n+1} - (v^s)_k^n}{\Delta t} = 0 \quad (5.43)$$

La solution est alors donnée par

Pour $k=1, \dots, k_{\max}-1$

$$(i)_{k+1/2}^{n+1/2} = \left[\frac{L'}{\Delta t} + \frac{R'}{2} \right]^{-1} \left\{ (E_x^e)_{k+1/2}^{n+1} - \frac{(v^s)_{k+1}^n - (v^s)_k^n}{\Delta x} + \left[\frac{L'}{\Delta t} - \frac{R'}{2} \right] (i)_{k+1/2}^{n-1/2} \right\} \quad (5.44)$$

et pour $k=2, \dots, k_{\max}-1$

$$(v^s)_k^{n+1} = \left[\frac{C'}{\Delta t} + \frac{G'}{2} \right]^{-1} \left\{ \frac{(i)_{k-1/2}^{n+1/2} - (i)_{k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} + \left[\frac{C'}{\Delta t} - \frac{G'}{2} \right] (v^s)_k^n \right\} \quad (5.45)$$

Si on considère des charges résistives aux terminaisons de la ligne $Z_A=R_A$ et $Z_B=R_B$, les conditions aux limites aux deux extrémités de la lignes sont données par :

$$(v^s)_1^{n+1} = \left[\frac{C'}{\Delta t} + \frac{2\Delta x}{R_A} \right]^{-1} \left\{ -\frac{(i)_{1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} + \left[\frac{C'}{\Delta t} - \frac{2\Delta x}{R_A} \right] (v^s)_1^n \right\} \quad (5.46)$$

$$(v^s)_{k_{\max}}^{n+1} = \left[\frac{C'}{\Delta t} + \frac{2\Delta x}{R_B} \right]^{-1} \left\{ -\frac{(i)_{k_{\max}-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} + \left[\frac{C'}{\Delta t} - \frac{2\Delta x}{R_B} \right] (v^s)_{k_{\max}}^n \right\} \quad (5.47)$$

Pour les courants à $k=0$ et $k=n+1$ sont nuls

Une fois le formalisme de la technique MDF est mise en place dans ces différentes étapes (annexe) en les implantes dans un programme informatique réalisé par studio développer du Fortran dont le résultat de son exécution donne les surtensions induites.

Nous procédons par suite à une simulation des surtensions induites par le logiciel LIOV (lightning induced overvoltages) [46] puis en compare ses résultats à ceux calculer par la MDF.

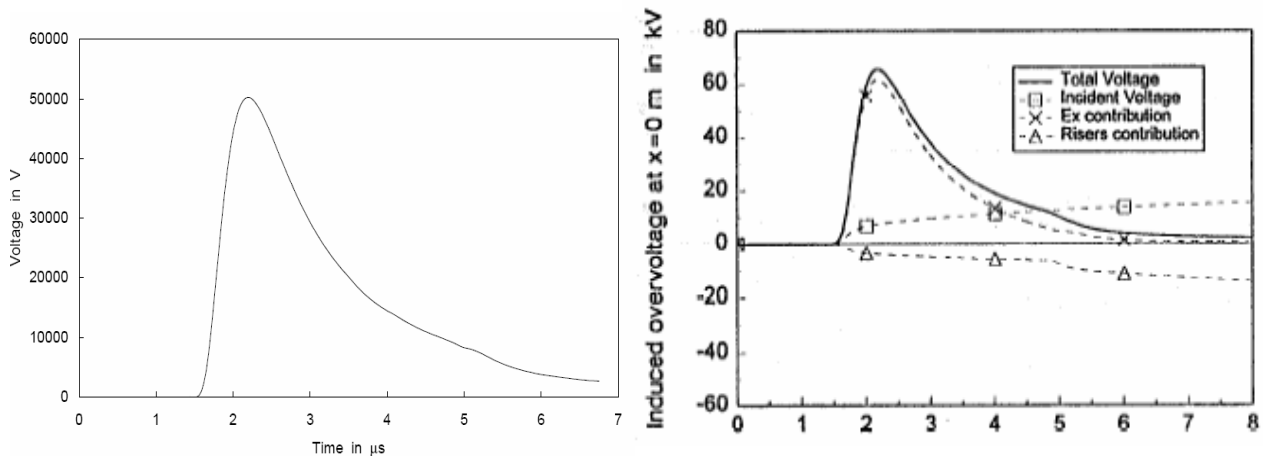


Figure 5-11 : a) Surtension induite calculer par LIOV b) Surtension induite calculer par la FDT [50]

V-4 :Conclusion

Le couplage électromagnétique de la foudre avec une ligne aérienne du réseau électrique se traduit par induction des surtensions importantes dans cette dernière. les modèles de Taylor, d'Agrawal et de Rachidi ont démontré leur efficacité dans ce type de calcul. l'influence des différentes composantes du champ électromagnétique fait la différence entre les modes de couplages.

Le modèle d'Agrawal est celui que avons adopté à cause de sa simplicité et sa concordance avec les différents simulateurs numériques.

La méthode des différences finie MDF est un outil simple et efficace pour l'évaluation des surtension induites dans les lignes. Avec une technique centrée et implicite , nous avons etablir un programme de calcul des surtensions induites(annexe).

les résultats trouvés par d'autres auteurs [27,34,50] nous ont donnés une idée très claire sur les dimensions les surtensions induites dans les lignes suite à une agression indirecte de la foudre.

Chapitre VI

Protection contre la foudre

Protection contre la foudre

VI-1 : Introduction

Ce chapitre présente dans un premier temps le contexte réglementaire et normatif dans lequel s'inscrit une étude préalable de protection contre la foudre et dans un deuxième temps, une démarche adoptée par les transporteurs d'énergie électriques pour la réalisation de telles études.

Une installation moderne, complète, de protection contre la foudre comprend deux systèmes de protection, qui sont complémentaires l'un à l'autre :

- Un système de protection extérieure, qui a pour fonction de capter les coups de foudre qui, en son absence, aurait frappait la structure à protéger, puis à écouler les courants de la foudre vers la terre, sans que ceux-ci puissent pénétrer à l'intérieur du volume à protéger.
- Un système de protection intérieure, qui a pour fonction de protéger les installations et les équipements électriques intérieurs, ainsi que les personnes surtensions induites et les montées en potentiel.

Il nous paraît essentiel dans ce chapitre de rappeler la réglementation et les normes internationales à suivre pour l'étude et la réalisation d'un système de protection le plus efficace que possible contre la foudre ainsi que les dispositifs de protection en vigueur.

VI-2 : Historique du contexte réglementaire et normatif

Les premiers paratonnerres ont été mis en place au 1⁸^{ième} siècle. Sans que l'on comprenne réellement comment, le dispositif permettait le plus souvent de protéger assez efficacement l'édifice sur lequel il était installé. La population ne savait pas si le paratonnerre repoussait ou attirait la foudre. Les paratonnerres ayant montré une certaine efficacité, avant que n'apparaissent les normes, ces dispositifs deviennent obligatoires sur certaines installations. C'est ainsi que la protection contre la foudre fut introduite dans les textes réglementaires internationaux, il y a moins d'un demi-siècle. Des textes réglementaires ont été rédigés pour garantir une protection minimale de la population, des biens et de l'environnement. Une partie de ces textes comprend un volet qui traite de la protection contre la foudre. Les principaux décrets et arrêtés relatifs à la foudre sont présentés ci-dessous.

La protection des édifices religieux a été la première obligation réglementaire. Compte tenu des connaissances du phénomène à l'époque et des dispositifs de protections disponibles pour se protéger, l'arrêté du 16 septembre 1959 impose la mise en place d'un paratonnerre sur les édifices religieux.

Les installations les plus frappées par la foudre sont généralement les structures les plus hautes. Aussi, la protection des Immeubles de Grande Hauteur (IGH) a été imposée en 1967. Là encore, la mise en place d'un paratonnerre est clairement indiquée dans le décret 67-1063.

En 1977, la réglementation des IGH est modifiée et l'obligation d'installer des paratonnerres se transforme en obligation de protection contre la foudre. Cette évolution du texte peut paraître mineure, mais la contrainte est plus forte.

La simple présence d'un paratonnerre sur un toit pourrait ne pas suffire pour assurer la protection de l'immeuble et de son contenu. En absence de norme d'installation, le décret 79-846 précise, pour les établissements pyrotechniques, les règles de pose des conducteurs de descente des paratonnerres, et la configuration des prises de terre. Les règles techniques concernant certaines installations d'élevage de volailles imposent un paratonnerre ou un dispositif antifoudre sur les gazomètres. La définition du terme *dispositif antifoudre* est ambiguë, car elle ne correspond pas à des matériels bien identifiés.

VI-3 :Arrêté du 28 janvier 1993 - circulaires d'application

C'est à la suite d'un accident, dont l'origine est due à la foudre, qu'a été rédigé un arrêté qui traite exclusivement de la protection contre la foudre. Cet arrêté du 28 janvier 1993 concerne la majorité des Installations Classées pour la Protection de l'Environnement (ICPE) soumises à autorisation préfectorale.

Ce texte réglementaire demande ainsi la conformité des installations visées à la norme NF C-17-100 ou toute autre norme équivalente en terme de sécurité et précise les grands principes quant aux dispositifs de protection. L'arrêté du 28 janvier 1993 est accompagnée de la circulaire n°93-17 qui définit les conditions d'application de l'arrêté, rappelle la nécessité d'une étude préalable foudre, complète et précise les préconisations présentées notamment dans la norme NF C-17-100. Cette circulaire figure en Annexe 3 de ce document.

La circulaire du 28 janvier 1993 est modifiée par la circulaire du 28 octobre 1996, concernant également l'application de l'arrêté du 28 janvier 1993. Ce texte, donne entre autres le déroulement d'une étude préalable pour le risque foudre et définit son contenu.

VI-4 :Plan de protection générale propose par l'INERIS

La plupart du temps, l'étude de protection contre la foudre concerne les Installations Classées pour la protection de l'Environnement (ICPE). En effet, sauf cas particuliers, une ICPE soumise à autorisation préfectorale relève de l'arrêté du 28 janvier 1993 et doit à ce titre faire l'objet d'une étude préalable de protection foudre.

l'INERIS propose le plan suivant en cinq points pour la réalisation d'une étude préalable de protection contre foudre.

- Introduction
- Description des installations
- Evaluation des protections nécessaires
- Evaluation des protections existantes
- Préconisation de protection

De manière générale, l'appréciation d'une telle étude peut être effectuée en vérifiant les quatre aspects principaux suivants :

- Les installations prises en compte dans l'étude doivent être clairement identifiées,
- Une analyse des risques doit être réalisée. Les résultats de l'étude de dangers le cas échéant doivent être pris en compte et l'étude foudre doit y faire référence,
- L'étude ne doit pas se limiter aux seuls effets directs mais doit également prendre en compte les effets indirects de la foudre,
- Les préconisations faites dans l'étude, relativement aux procédures ou aux installations de matériel à mettre en place doivent être clairement indiquées pour chaque installation.

Ces points minimums conditionnent en grande partie de la recevabilité d'une étude de protection contre la foudre.

En antagonisme, les principaux défauts pouvant conduire à une étude jugée insatisfaisante peuvent être résumés comme suit :

- Les installations prises en compte dans l'étude ne sont pas clairement identifiées,
- L'analyse de risques menée dans l'étude foudre se limite au calcul du niveau de protection selon la norme NF C 17-100. L'étude de dangers met parfois en évidence des dangers particuliers à l'intérieur de structures de très petite taille pour lesquelles l'application de la dite norme peut se révéler peu pertinente,
- Les recommandations de l'étude foudre restent très générales ou plusieurs solutions sont envisagées sans qu'une évaluation de leur efficacité respective soit présentée.

VI-4-1: Présentation des chapitres de l'étude de protection contre la foudre

L'objet des paragraphes à venir est de présenter la démarche générale retenue par l'INERIS pour la réalisation d'une étude de protection contre la foudre.

VI-4-1-1 : Chapitre I ; Introduction

L'introduction indique le contexte dans lequel est réalisée l'étude de protection contre la foudre ainsi que les objectifs à atteindre. Elle précise entre autres si l'installation est une ICPE

soumise à déclaration ou à autorisation, la date de la visite des installations et les personnes ayant participé à son élaboration (rédacteur, vérificateur, approbateur...).

VI-4-1-2: Chapitre II: Description des installations

La partie descriptive des installations a pour objectifs :

- d'identifier les installations prises en compte dans l'étude,
- de fournir les données qui servent aux calculs de l'efficacité des protections nécessaires à chaque installation (longueur, largeur, hauteur, densité de foudroiement local, type de structure, environnement immédiat, contenu),
- de préciser les zones à risque (incendie, explosion, les procédés à risques),
- d'indiquer les équipements dont la défaillance entraîne :
 - une interruption partielle des activités,
 - l'arrêt total des activités,
 - une condition aggravante à un risque d'accident,
 - une cause d'accident.

Il est ainsi possible de retenir par exemple le découpage suivant pour chaque partie des installations : Description de la structure (dimensions, matériaux employés, situation,...)

- Description des activités (volume et nature des produits stockés ou utilisés, nature du process,...)
- Identification des Risques sur la base des informations contenues dans l'étude de dangers ou suite à une analyse spécifique à l'étude foudre. Outre les scénarios d'accident à envisager, cette sous-partie doit notamment faire apparaître les risques de perturbation des équipements électriques dûs à la foudre.

VI-4-1-3 :Chapitre III : Evaluation des protections nécessaires

Pour garantir l'intégrité des installations, l'analyse des effets de la foudre doit prendre en compte les effets directs et indirects. L'arrêté du 28 janvier 1993 préconise l'utilisation de la norme NF C 17-100 (ou toute norme équivalente) pour évaluer la pertinence d'un système de protection foudre. L'utilisation exclusive de cette norme est toutefois insuffisante lors d'une étude préalable de protection foudre. L'analyse des effets de la foudre, qui est la seconde étape de l'étude préalable peut être réalisée en utilisant le rapport CEI 1662 "Evaluation des risques de dommages liés à la foudre". Ce document prend en compte à la fois les effets directs et indirects de la foudre comme le demande le premier article de l'arrêté du 28 janvier 1993.

Selon les objectifs fixés, différentes méthodes sont utilisées, le plus souvent :

- L'évaluation des risques de dommage se fait en utilisant le rapport CEI 1662 (en complément à l'étude des dangers) ;
- L'évaluation de l'efficacité des protections nécessaires contre les effets directs se fait en utilisant la norme NF C 17-100 ;
- L'utilité de protection par parafoudre se fait en utilisant le guide UTE 1 5-443 (en ajoutant un paramètre qui prend en compte les effets sur l'environnement).

VI-4-1-4 : Détermination du besoin de protection contre les effets directs.

L'évaluation probabiliste du risque ne présente pas un caractère d'obligation dans l'application de l'arrêté. Toutefois, les résultats permettent une classification des risques de l'installation. Elle permet donc de définir des priorités dans le choix des protections et de vérifier la pertinence d'un système de protection.

Les normes de la CEI et la norme NF C 17 100 permettent l'utilisation de composants "naturels" comme les infrastructures métalliques de l'installation si leurs natures et leurs dimensions sont conformes aux prescriptions de ces normes.

Les dispositifs de protections externes sont : le paratonnerre à tige simple, le Paratonnerre à Dispositif d'Amorçage (PDA), les fils tendus et la cage maillée.

L'évaluation du risque de foudroiement des différentes constructions d'un site est calculée selon les prescriptions de la norme NF C 17-100. L'évaluation du risque de foudroiement sur une structure est réalisée en trois étapes :

1. calcul de la surface équivalente de captation de la foudre,
2. calcul de la fréquence attendue de coups de foudre directs sur la structure.
3. calcul de la fréquence acceptée de coups de foudre directs sur la structure.

1) Calcul de la surface équivalente de captation d'une structure

La surface équivalente de captation de la foudre d'une structure, SI , est calculée avec la formule extraite de la norme NF C 17-100 :

$$SI = L.l + 6hl.(L+l) + 9.\pi.hl^2$$

avec L : longueur de la structure, l : largeur de la structure et hl : hauteur de la structure

La surface équivalente d'une structure est donc toujours plus grande que sa superficie au sol comme le montre l'exemple ci-dessous :

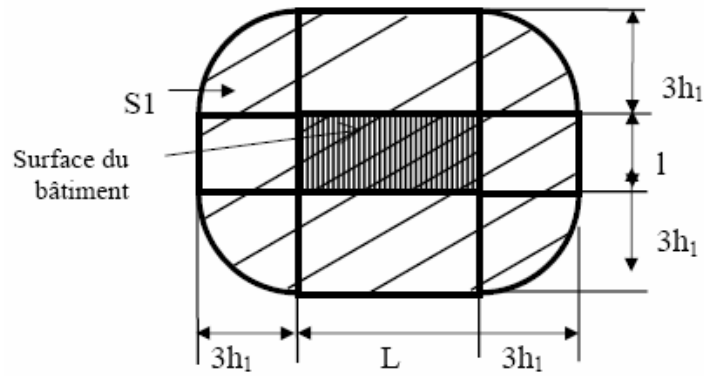


Figure 4-1 : Surface de captation d'une structure

Il arrive que deux structures soient suffisamment proches pour que leurs surfaces équivalentes se superposent. Dans ce cas, il faut réduire les valeurs de surface calculées. En effet, la foudre ne tombe pas au même instant sur deux structures voisines.

Lorsqu'une structure comporte une cheminée suffisamment haute, il convient de déterminer une surface de captation, S_2 , en fonction de la hauteur de cette cheminée grâce à la formule suivante :

$$S_2 = 9.\pi.h_2^2$$

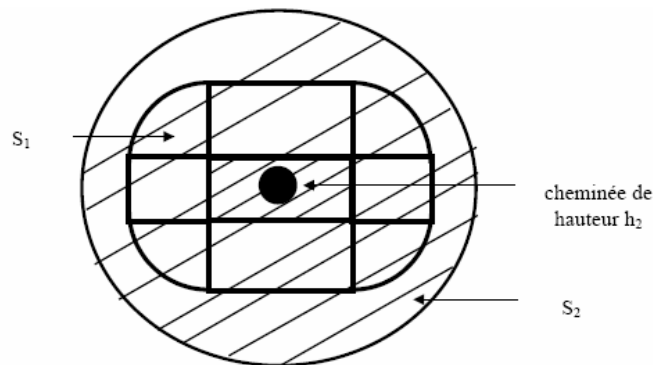


Figure 4-2 : Surface de captation d'une structure munie d'une cheminée

La surface de capture équivalente Ae de la structure correspond dans ce cas au maximum des surfaces S_1 et S_2 .

$$Ae = \text{Max} (S_1 ; S_2)$$

2) Calcul de la fréquence attendue de coups de foudre directs sur une structure

Le calcul de la fréquence attendue de coups de foudre directs sur une structure s'effectue partir des données suivantes :

- la surface de captation de la structure. De manière claire, plus cette dernière est grande, plus la fréquence de coups de foudre est importante,
- la densité de foudre local, N_g : nombre moyen d'impacts au sol par km^2 et par an(donnée)

- l'environnement proche autour de la structure considérée par un coefficient C_1 (de 0,25 à 2)

En définitive, la fréquence attendue de coups de foudre directs sur une structure est donnée par la formule suivante :

$$N_d = 2.N_g. C_1. A_e.10^{-6}$$

3) Calcul de la fréquence acceptée de coups de foudre

La fréquence acceptée de coups de foudre directs sur une structure, notée N_c , est calculée à partir de quatre paramètres C_j . La fréquence acceptée de coups de foudre, N_c , est ainsi obtenue grâce à la formule suivante :

$$N_c = 0,0055 / (C_2. C_3. C_4. C_5)$$

Où C_j coefficients de gravités d'environnement donnés et définis par la norme NF C 17-100.

De manière simple, plus les coefficients C_j sont élevés, plus la fréquence acceptée est faible, et meilleure doit être la protection. Si $N_d > N_c$ la protection est nécessaire si non elle est optionnelle.

'4) Détermination de l'efficacité de la protection et du niveau de protection associés

Lorsque la fréquence acceptée N_c est supérieure à la fréquence attendue N_d , l'efficacité de la protection intrinsèque de la structure est jugée suffisante. Aucune protection complémentaire n'est alors nécessaire pour protéger la structure des coups de foudre directs selon la norme NF C 17-100. Lorsque la fréquence N_c est inférieure à N_d , la structure requiert une protection d'efficacité E , déterminée comme suit :

$$E = 1 - (N_c/N_d)$$

A partir de l'efficacité calculée, il est possible de déterminer un niveau de protection, correspondant à la protection de la structure vis-à-vis de l'intensité des courants de foudre, comme indiqué dans le tableau ci-dessous. Le niveau I est le plus sévère : il permet de protéger une structure pour des courants de foudre compris entre 2,8 kA et 200 kA avec une efficacité supérieure à 0,98. En pratique, quelques règles de protections systématiques viennent compléter les outils d'évaluation proposés par les normes. Ces règles concernent particulièrement les liaisons à la terre et les liaisons d'équipotentialité.

VI-4-1-5 : Préconisations de protection

La mise en place de systèmes de protection peut être décidée pour deux raisons :

1. l'obligation réglementaire pour les ICPE (arrêté du 28 janvier 1993),
2. la protection de l'outil de travail (limitation des pertes d'exploitation).

Il est souvent préférable de séparer les protections obligatoires des protections volontaires. De plus, il convient, lorsque la mise en place des protections est étalée dans le temps, de commencer par les protections indirectes (parafoudres). Les perturbations conduites sont plus fréquentes qu'un foudroiement car elles peuvent provenir d'un coups de foudre éloigné du site à protéger.

La partie *Préconisations de protection* de l'étude préalable de protection foudre doit être courte et précise. Il n'est pas utile de justifier la mise en place des systèmes de protection car ce point doit avoir été traité précédemment. Cette partie, lorsqu'elle est suffisamment précise, sert de cahier des charges pour l'installateur. Ce dernier pourra proposer un modèle d'équipement, et le mettre en place à l'endroit indiqué. L'avantage d'avoir une partie préconisation bien identifiée dans l'étude, est de permettre au lecteur d'identifier rapidement les mesures à prendre. Il pourra vérifier après coup si les mesures de protection mises en place correspondent bien aux recommandations de l'étude.

VI-5 : Vérifications périodiques

La norme NF C 17-100 recommande des vérifications dont la périodicité dépend du niveau de protection retenu. Ces vérifications concernent les prises de terre (anciennes et nouvelles) ainsi que les parafoudres lorsque cela est possible.

Niveau de protection	Périodicité normale	Périodicité renforcée
I	2 ans	1 an
II	3 ans	2 ans
III	3 ans	2 ans
IV	4 ans	3 ans

Tableau 6-1 : Périodicité des vérifications des protections contre la foudre

VI-6 :Détermination des protections contre les effets indirects

La circulaire du 28 octobre 1996 relative à l'application de l'arrêté du 28 janvier 1993 précise que les effets indirects de la foudre sont déterminés à partir d'une analyse des risques.

Les structures les plus exposées à ce type d'impacts sont les lignes aériennes ,les postes de transformations et les composants électroniques .

Dans ce type d'effets indirects plus fréquents que ceux des coups directs ,la protection en cause utilise généralement deux dispositifs de protection : les éclateurs et les parafoudres

VI-6-1: L'Eclateur

L'éclateur est dispositif de limitation des surtensions,comportant un intervalle d'éclatement d'air libre entre une électrode sous tension et une électrode à la terre.

Les éclateurs ont fait leurs preuves de façon satisfaisante sur des réseaux de tension inférieure ou égale à 345 KV dans les pays où l'activité orageuse est modérée. Le réglage de l'intervalle est souvent un compromis entre protection et continuité de service.

La tension d'amorçage et le retard à l'amorçage d'éclateur dépendent principalement de la distance entre électrode, de la polarité par leurs disposition et les distances relatives aux parties voisines sous tensions et à la terre .

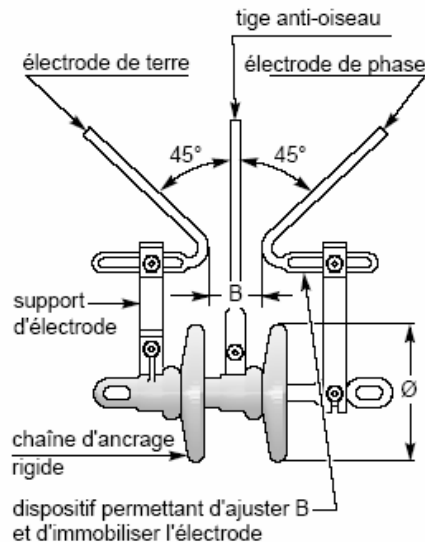


Figure 6-3 : Eclateur MT/HT à tige d'oiseau

Pour améliorer le fonctionnement des éclateurs soumis aux surtensions à front raide et leur donner une caractéristique tension-temp d'amorçage plus plate, on modifie la configuration des Electrodes pointe-pointe (par exemple grâce à un choix judicieux des formes des électrodes et Par aménagement d'une électrode auxiliaire centrale).

L'écartement entre électrodes des éclateurs de protection est choisi de manière à obtenir un niveau de protection nettement inférieur au niveau de tenue de l'objet à protéger.

VI-6-1-2: Tension d'amorçage d'un éclateur

La tension d'amorçage d'un éclateur dépend :

- .de la distance d'amorçage d (distance la plus courte dans l'air entre les extrémités des Electrodes).
- .des conditions atmosphériques(essentiellement de la densité de l'air).
- .de la forme des électrodes et de leurs effet de polarité(on recherche une forme telle que la dépendance de la polarité du choc soit aussi faible que possible).
- .de leur situation par rapport à leur support et aux surfaces voisines conductrices et isolantes).

Le comportement de l'éclateur de choc est défini en onde normalisée, $1,2 \mu\text{s}/50 \mu\text{s}$, pour la polarité qui donne la tension d'amorçage la plus élevée (en général c'est la polarité à pointe négative). Le comportement de l'éclateur aux surtension de manoeuvre est caractérisé par la valeur de la tension d'amorçage pour ces surtension. Cette valeur est intermédiaire entre la tension d'amorçage à fréquence industrielle et la tension d'amorçage au choc.

VI-6-1-3: Limite d'utilisation des éclateurs de protection

Lorsque un éclateur fonctionne d'une surtension et qu'un arc s'établit, cet arc se maintient fréquemment jusqu'à ce qu'il soit coupé par un des disjoncteurs de protection entourant le défaut ; Il en résulte un défaut à la terre dans le cas où le réseau a son neutre directement à la terre, des contraintes mécaniques dans différentes parties des installations du réseau et éventuellement des troubles pour les usagers.

Les éclateurs augmentent la probabilité d'onde coupée près des bornes de l'appareil protégé, ce qui doit être pris en considération pour l'isolation des écoulements à haute tension.

La disposition géométrique des éclateurs de chaque phase doit être choisie de façon à limiter le risque de l'extension d'un arc à la phase voisine qui transformerait un défaut monophasé en défaut triphasé.

VI-6-2: Le Parafoudre

Le parafoudre est un dispositif installé dans les réseaux électriques pour la protection contre les surtensions transitoires et la limitation de la durée et de l'amplitude des courants de suite dus à l'amorçage. Dans sa version classique, un parafoudre est constitué d'un éclateur sous atmosphère contrôlée, mis en série avec une ou plusieurs résistances non linéaires.



Figure 6-4: image d'un poste de transformation HT avec parafoudre

Le parafoudre se distingue de l'éclateur, dans son fonctionnement, par les faits suivants :

- . il travaille en atmosphère contrôlée, c'est-à-dire que sa tension n'est pratiquement pas influencée par les conditions atmosphériques.
- . contrairement aux éclateurs, il ne produit pas de front raide lors de son amorçage, grâce à la présence de la résistance non linéaire.
- . la résistance non linéaire placée en série avec l'éclateur limite le courant de suite, qui est coupée lors du prochain passage par zéro de la tension .

VI-6-2-1: Eléments de parafoudre à Oxyde de Zinc.

Pour les hautes tensions, il faut mettre plusieurs éléments en série, chaque élément comportant un petit éclateur en série avec la résistance non linéaire, en parallèle avec une grande résistance et avec une petite capacité qui ont pour mission d'assurer l'égalité des tensions sur tous les éclateurs .

Construction details

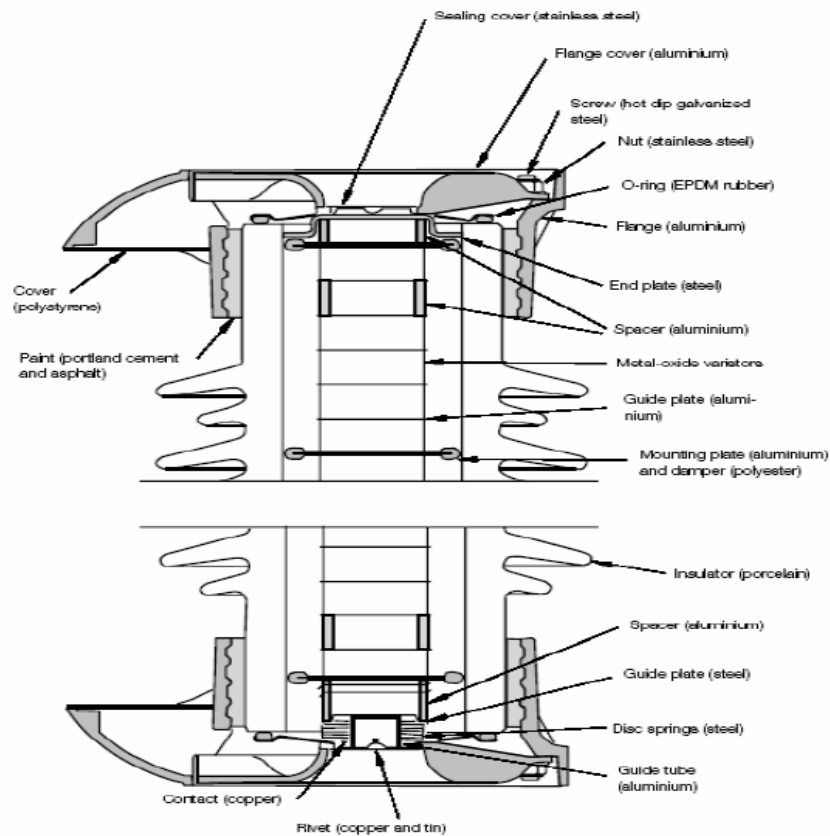


Figure 6-5: Structure interne d'un parafoudre à Oxyde de Zinc

VI-6-2-2:Paramètres électriques de parafoudre

a) Tension normale du parafoudre

La tension normale d'un parafoudre est la valeur spécifiée maximum de la tension efficace à fréquence industrielle et elle ne présente aucun risque d'amorçage

b) Courant de décharge

Le courant de décharge est le courant écoulé par le parafoudre après un amorçage et provenant d'une onde de surtension propagée par une ligne.

c) Courant de suite

Le courant de suite d'un parafoudre est le courant débité par le réseau et écoulé par le parafoudre après le passage du courant de décharge .

d) Tension résiduelle d'un parafoudre

la tension résiduelle d'un parafoudre est la tension qui apparaît entre les bornes d'un parafoudre pendant le passage du courant de décharge .

e) Tension d'amorçage à fréquence industrielle d'un parafoudre

La tension d'amorçage à fréquence industrielle d'un parafoudre est la valeur efficace de la plus basse tension à fréquence industrielle qui, appliquée entre bornes d'un parafoudre, provoque l'amorçage du parafoudre .

f) Tension d'amorçage au choc d'un parafoudre

La tension d'amorçage au choc d'un parafoudre est la valeur la plus élevée de la tension le qui est atteinte avant le passage du courant de décharge quand une onde de forme et de polarité données est appliquée entre les bornes d'un parafoudre .

VI-6-2-3:Niveau de protection aux chocs de foudre

Le niveau de protection aux chocs de foudre d'un parafoudre est caractérisé par : la tension d'amorçage au choc de foudre plein normalisé , la tension résiduelle (de charge) sous le courant normal normalisé choisi et la tension d'amorçage sur front d'onde.

Pour les besoins de la coordinations de l'isolement, on prend pour niveau de protection aux chocs de foudre la plus élevée des trois valeurs suivantes : Tension maximale d'amorçage au choc $1,2 / 50\mu s$, tension résiduelle maximale au courant spécifié et la tension maximale d'amorçage sur front d'onde divisée par 1,5.

Cette évaluation du niveau de protection fournit trois valeurs conventionnelles qui constituent une Approximation généralement acceptable [12].

VI-6-2-4: Choix d'un parafoudre

Le guide pratique UTE C 15-443 permet de choisir un parafoudre selon les paramètres suivants :

- * La tension maximale de régime permanent U_c .
- * Le courant de court-circuit admissible I_{cc} .
- * Le niveau de protection U_p .
- * Le courant maximal de décharge I_{max} .

VI-6-3: Emplacement des éclateurs et des parafoudres

En règle général, installe-t-on le parafoudre aussi près que possible de l'appareil à protéger, en particulier, il vaut mieux, soit monter le parafoudre sur la cuve du transformateur, soit relier la borne à haute tension et la borne de terre du parafoudre aux bornes correspondantes du transformateur par des connexions les plus courtes possible .

De même, il faut placer les parafoudres à proximité des extrémités des câbles, lorsque une telle protection est nécessaire, et disposé des connexions aussi courtes que possible entre les bornes du parafoudre, le conducteur de phase et la gaine de câble, d'autre part.

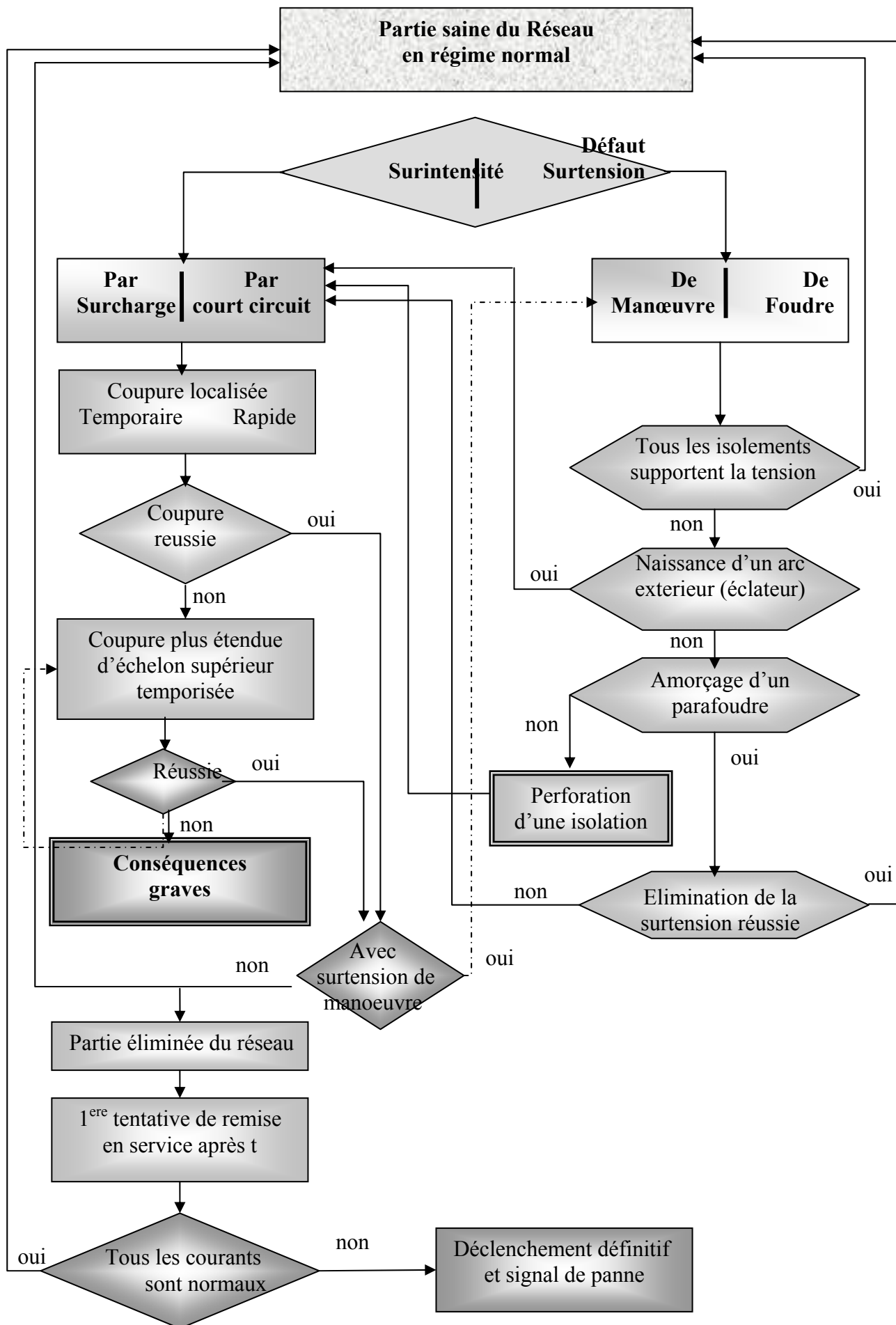
Le tableau suivant présente de façon simplifiée les emplacements à attribuer aux éclateurs et parafoudres dans le réseau électrique aérien .

Emplacement	Eclateur	Parafoudre
En ligne, parallèle à quelque chaîne d'isolateurs	*	—
A l'entrée des postes	*	*
Sur les bornes de traversée d'appareils	*	*
A l'entrée et sortie des câbles débouchant par des liaisons aériennes	—	*

D'une manière générale en résumé le choix des dispositifs de protection contre les surtension dans le tableau suivant [4] :

Tableau6-2 : Choix des moyens de protection à effectuer en fonction du type de surtensions .

			Compensation par inductances shunt	Synchronisations pôles disjoncteurs	Insertion de résistances en série lors de manœuvres	Parafoudre	Para surtensions	Cornes amorçage	Eclateur	Conducteur de garde	Paratonnerre
Surtension		Causes des surtensions									
temporaires	Internes	Effet Ferranti, surexcitation des alternateurs Défaut monophasé Férrésonances Défaut internes d'un appareil	*				*		*		
	Externes	Influence d'une autre ligne Contactes entre lignes à tension différentes						*	*	*	*
transitoires	Internes	Mise sous tension d'une ligne à vide Remise sous tension après reenclenchement rapide Coupure d'une ligne à vide Coupure de courant capacitif ou inductif Apparition ou extinction d'un défaut Perte d'une forte charge		*	*	*	*	*	*	*	
	Externes	Coup de foudre direct Coup de foudre indirect Phénomènes induits par les coups de foudre proches Charges statiques				*		*	*	*	*



VI-7 : Conclusion

Quoi que, ce chapitre a été introduit dans cette thèse à titre de complémentarité et de mettre un atout de plus dans le domaine de la foudre et son action sur les réseaux électrique nous avons pu formuler une politique générale à suivre pour réaliser une protection plus efficace que possible basée essentiellement sur les directives et la normalisation des comités internationaux reconnus. Pour les systèmes de protection des réseaux électriques contre la foudre en trouve essentiellement les éclateurs et les parafoudres qui ont fait leurs preuves d'efficacité accompagné bien sur avec un système de mise à la terre efficace et bien adapté. Pour une meilleure conclusion, nous présentons le diagramme ci-dessus qui donne un modèle général à suivre pour réaliser une protection meilleure contre les surtensions de foudre.

Conclusion Générale et Perspectives

Conclusion Générale et Perspectives

S'intéresser dans notre travail de thèse à l'étude de la foudre et ses effets de couplage électromagnétique avec les réseaux électriques, nous implique directement à la participation au développement considérable de ces derniers dans ses différents organes pour assurer: une répartition optimale des transits de puissance, le maintien de la fréquence, la compensation de l'énergie réactive et la connaissance en temps réel leurs grandeurs électriques caractéristiques et mettre en vigueur un dispositif de protection fiable et efficace.

Les différentes parties de la présente thèse se dérivent dans l'ensemble au service de l'intérêt cité ci-dessus.

La foudre est une contrainte électrique très sévère, avec une amplitude arrivant à 200 kA en quelques microsecondes, sa description physique et sa caractérisation électrique était un atout important au dénouement du 1^{er} chapitre et pour le reste de nos travaux.

Dans les deux chapitres qui se suivent nous avons pu prospecter la théorie des lois de propagation des surtensions de foudre dans les lignes électriques et l'accompagner par des mesures expérimentales pour une éventuelle validation. Notre apport dans ce stade était un modèle de ligne triphasée avec effet couronne transitoire qui prouve l'influence de ce dernier sur la propagation des surtensions et les paramètres linéiques de la ligne.

Modélisée par un canal vertical rayonnant et traversé par un important courant impulsionnel, la foudre forme une source agressive sur les réseaux électriques, une discrétisation des modèles existants et l'adoption du modèle MTLE pour la suite de notre travail en ajoutant une analyse du champ électromagnétique à travers ses trois composantes (champ électrique vertical, électrique horizontal et magnétique azimutal) étaient suffisant de sentir la nécessité de voir autrement dans les formalismes du champ électromagnétique et proposer ainsi un modèle mathématique (général et particulier).

Nous avons tenté de développer un modèle mathématique qui traite le phénomène dans sa réalité physique (R variable) pour le champ électromagnétique rayonné dont le résultat était peu approximatif, peu appréciable et demande plus de validation avec d'autres modèles et d'autres mesures. Pour une distance fixe d'observateur R et indépendante de z' , la nouvelle formulation est appréciable dans la forme et la valeur de ses résultats, ce dernier volume de développement a été traduit une publication [19].

En utilisant notre programme de simulation Simlightning nous avons pu analyser et critiquer d'une façon meilleure nos modèles et nos calculs (annexe). Cette constatation nous donne espoir de poursuivre les travaux et tenter d'atteindre la meilleure formalisation générale du champ électromagnétique rayonné par la foudre pour n'importe quelle distance et toute conductivité du sol.

Une analyse mathématique des équations de couplage électromagnétique et sur la base des travaux récents par des auteurs seniors dans ce domaine, l'application de la méthode des différences finies pour le calcul des surtensions induites est l'outil efficace pour ce type de calcul. Nous avons conclu que les modèles d'Agrawal est le plus utilisé et le plus performant.

Etablir un plan de protection générale des réseaux de transport d'énergie électrique contre les agressions de la foudre avec une législation internationale en vigueur permettant au transporteurs de ce flux de le suivre rigoureusement et mettre en place le dispositif de protection nécessaire nous a permis de prendre idée importante sur cet aspect de coordination des isolement électriques.

L'élaboration du programme de simulation (SIMLIGHTNING) en Fortran-Matlab nous a facilitée la tâche de calcul et une analyse plus avancée sur le courant dans la base du canal de la foudre, la distribution spatiotemporelle de l'arc en retour le long du canal et le champ électromagnétique avec ses trois composantes.

Le fait que nous avons étudié et analyser l'impact de la contrainte la plus sévère sur les systèmes électro-énergétiques, les conséquences de ce travail étaient très bénéfiques pour nous en qualité de chercheurs et pour une meilleure coordination des isolements électriques.

Dans ce type de domaine de recherche et à cause de la complexité du phénomène de la foudre et les effets qui l'accompagnent, la situation reste toujours fertile et demande plus de travaux pour une protection plus rassurante des systèmes électriques, électronique et de l'homme.

Nos efforts restent toujours motivés pour arriver à un développement complet et générale des nouvelles formulations des champs électromagnétiques qui traduisent la réalité du phénomène physique.

Références Bibliographiques

Livres

- [1] . M. Aguet, J. J. Morf, Energie Electrique, Traité d'Electricité, Volume XII ,presse polytechnique de Lausanne, 1981.
- [2] . M. Aguet, M. Ianovici, Haute Tension, Traité d'Electricité, Volume XXII , presse polytechnique de Lausanne, 1982.
- [3] . F. Gardiol, L'Electromagnétisme, Traité d'Electricité, Volume III , ,presse polytechnique de Lausanne 1996
- [4] . A. Haddad and D. Warne, Advances in High voltage engineering. ISBN:0852961588.1996.
- [5] . Begamudre, Rakosh Das, Extra High voltage AC Transmission Engineering. New Work 1986
- [6] . Khalli Denno, High voltage AC Transmission Engineering CRC USA press 1922
- [7] . G. Roy et C Gary et B Hutzler ``Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions`` Collection DER.EDF.Eyrolles1988.
- [8] . Claude Gary, Effet couronne en tension Alternative. 1995
- [9] . R. Pelissier, Les reseaux d'energie Electrique , Volume 4, Propagation d'ondes électriques sur les lignes d'energie, Dunod technique , 1975.
- [10] . M. Ianovici, J. J. Morf, Compatibilité électromagnétique, PPR Lausanne, Zurich, 1983.
- [11] . Mircea Ianovici et Jean-Jacques Morf, Compatibilité Electromagnétique, livres en textes rassemblés. EPFL et EPFZ Suisse 1983.
- [12] . J. F. Affolter, Energies et Réseaux Electriques IESE, EIVD polycopie de cours avancés 2000.
- [13] . KADA Allab, Eléments d'Analyse mathématique- fonction d'une variable reele, Ecoles scientifiques 1984.
- [14] . Mc Graw theories and problems of Murray R Spigel : Advanced calculus –Hillbooks company, Schaum's outline series, pp. 160-165, 1975.
- [15] . Farhad Rachidi, Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes Electriques, compatibilité Electromagnétique CEM, polycopie de cours , LRE , EPFL 2002.

Publications de l'auteur de la thèse

- [16] . A. Haddouche, D. Dib, A. Benrettem , Protection of the post transformation against the Atmospheric Overvoltages JEAS , Journal of Engineering and Applied Sciences, 2(1):199-202 ,2006,
- [17] . A. Haddouche, D. Dib, A. Benrettem . Three phase line model with corona effect, IJEPE, International Journal of electric and power Engineering1(1):47-52, 2007
- [18] . D.Dib, A. Haddouche, F. Chemam. The return-stroke of lightning Current, source of Electromagnetic fields(study , Analysis and modelling) AJAS, American Journal of Applied Sciences, ISSN 1546-9239, 4(1):42-48,2007,
- [19] . D.Dib, A. Haddouche, F. Chemam. The Aggression on the electric networks by the external Electromagnetic fields, IJEPE, International Journal of electric and power Engineering 1(1):114-121, 2006
- [20] . D.Dib, A. Haddouche, F. Chemam. Electromagnetic coupling between the lightning and the power lines, AJAS, American Journal of Applied Sciences, ISSN 1546-9239, en cours de publication,2007.

Autres références

- [21] . J. F. Guillier ``Protection des postes contre les surtensions atmosphériques`` pp 1-33 Paris 1992
- [22] . B. Hutzler ``Prise en compte de l'effet couronne dans un calcul de réseau électrique`` Rapport EDF/DER- France 1983
- [23] . D. Dib ``Etude et Analyse de propagation des surtensions atmosphériques dans les lignes HT`` Thèse de Magister -Université de Annaba 1997
- [24] . C. Gary, G. Dragan, D. Critescu, Attenuation de propagation des surtensions sous l'influence de l'effet couronne, Extrait du CIGRE, groupe 33-13, 1978
- [25] . C.Sondoval et R.josé Marti ``Evaluation of corona and line models electromagnetic transient simulations`` IEEE Janvier 1991.
- [26] . Emanuel Petrach, Lightning currents and electromagnetic fields associated with return strokes to elevated strike objects these de doctorat EPFL Suisse 2004.
- [27] . Berger, K., R.B. Anderson, and H. Kroninger, Parameters of Lightning Flashes, *Electra*, 41, 23-37, 1975.
- [28] . De la Rosa, F., K. Cummins, L. Dellera, G. Diendorfer, A. Galvan, J. Huse, V. Larsen, C.A. Nucci, F. Rachidi, V.A. Rakov, H. Torres, and M.A. Uman, Characterization of lightning for applications in electric power systems, in *Task force 33.01.02 - CIGRE*, pp. 35, 2000.
- [29] . ELAT, Lightning, Atmospheric Electricity Group (ELAT), Brazilian National Institute of Space Research (INPE), "<http://www.lightning.dge.inpe.br/index.html>", 2002.
- [30] .

- [31] . Gary, C., *La foudre: Des mythologies antiques à la recherche moderne*, MASSON, Paris, 1995.
- [32] . Golde, R.H., *Lightning*, 496 pp., Academic Press, London, 1977.
- [33] . Guerrieri, S., C.A. Nucci, F. Rachidi, and M. Rubinstein, On the influence of elevated strike objects on directly measured and indirectly estimated lightning currents, *IEEE Transactions on Power Delivery*, 13 (4), 1543-55, 1998.
- [34] . Rachidi, F., J.L. Bermudez, and M. Rubinstein, Statistical evaluation of lightning current parameters from remote electromagnetic field measurements, in *26th ICLP (International Conference on Lightning Protection)*, Cracow, Poland, 2002.
- [35] . Rachidi, F., W. Janischewskyj, A.M. Hussein, C.A. Nucci, S. Guerrieri, B. Kordi, and J.S. Chang, Current and electromagnetic field associated with lightning return strokes to tall towers, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43 (3), 356-366, 2001.
- [36] . Rachidi, F., and R. Thottappillil, Determination of lightning currents from far electromagnetic fields, *Journal of Geophysical Research*, 98 (D10), 18315-20, 1993.
- [37] . Rakov, V.A., Lightning Discharges Triggered Using Rocket-and-Wire Techniques, in *Recent Research Development on Geophysics*, edited by R. Signpost, pp. 141-171, India, 1999.
- [38] . Rakov, V.A., Transient response of a tall object to lightning, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43 (4), 654-61, 2001.
- [39] . Nucci, C.A., C. Mazzetti, F. Rachidi, and M. Ianoz, On lightning return stroke models for LEMP calculations, in *19th international conference on lightning protection*, pp. 463-9, Graz, Austria, 1988.
- [40] . Nucci, C.A., and F. Rachidi, Experimental Validation of a Modification to the Transmission Line Model for LEMP Calculations, in *8th International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989.
- [41] . Rachidi, F., C.A. Nucci, M. Ianoz, and C. Mazzetti, Importance of losses in the determination of lightning-induced voltages on overhead lines, *EMC '96 ROMA. International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Univ. Rome 'La Sapienza', Rome, Italy, 2*, 1996.
- [42] . Rakov, V.A., Lightning electromagnetic fields: Modeling and measurements, in *12th International Zurich symposium and Technical Exhibition on electromagnetic compatibility*, pp. 59-64, Zurich, Switzerland, 1997.
- [43] . Rakov, V.A., Lightning Return Stroke Modeling: Recent Developments, in *International Conference on Grounding and Earthing - GROUND 2002*, Rio de Janeiro, Brazil, 2002.
- [44] . Uman, M.A., and D.K. McLain, Magnetic field of the lightning return stroke, *Journal of Geophysical Research*, 74 (28), 6899-910, 1969.
- [45] . Uman, M.A., D.K. McLain, and E.P. Krider, The electromagnetic radiation from a finite antenna, *American Journal of Physics*, 43 (1), 33-8, 1975.
- [46] . Diendorfer, G., and M.A. Uman, An improved return stroke model with specified channel-base current, *Journal of Geophysical Research*, 95 (D9), 13621-44, 1990.

- [47] . Nucci, C.A., and F. Rachidi, Experimental Validation of a Modification to the Transmission Line Model for LEMP Calculations, in *8th International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989.
- [48] . Rachidi, F., V.A. Rakov, C.A. Nucci, The Effect of Vertically-Extended Strike Object on the Distribution of Current Along the Lightning Channel, *Journal of Geophysical Research*, 2002.
- [49] . Agrawal, A.K., H.J. Price, and S.H. Gurbaxani, Transient response of multiconductor transmission lines excited by a nonuniform electromagnetic field, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, EMC22 (2), 119-29, 1980b.
- [50] . Nucci, C., G. Diendorfer, M. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti, Lightning return stroke current models with specified channel-base current: a review and comparison, *Journal of Geophysical Research*, 95 (D12), 20395-408, 1990.
- [51] . Nucci, C.A., Tutorial on Lightning-induced effects on transmission lines, in *14th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Zurich, Switzerland, 2001.
- [44] . Nucci, C.A., and F. Rachidi, Experimental Validation of a Modification to the Transmission Line Model for LEMP Calculations, in *8th International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pp. 6, Zurich, Switzerland, 1989.
- [45] . Rachidi, F., and C.A. Nucci, On the Master, Uman, Lin, Standler and the Modified Transmission Line lightning return stroke current models, *Journal of Geophysical Research*, 95 (D12), 20389-94, 1990.
- [46] . Rachidi, F., C.A. Nucci, M. Ianoz, and C. Mazzetti, Importance of losses in the determination of lightning-induced voltages on overhead lines, *EMC '96 ROMA. International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Univ. Rome 'La Sapienza', Rome, Italy*, 2, 1996.
- [47] . Rubinstein, M., An approximate formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 38 (3), 531-5, 1996.
- [48] . Uman, M.A., D.K. McLain, and E.P. Krider, The electromagnetic radiation from a finite antenna, *American Journal of Physics*, 43 (1), 33-8, 1975.
- [49] . C.A. Nucci, Lightning Induced voltages on overhead Power lines, PI, *Electra* N° 161 p.29, August 1995.
- [50] . C.A. Nucci, Lightning Induced voltages on overhead Power lines, PII, *Electra* N° 162 p.26, October 1995.
- [51] . J. L. Bermudez, Lightning Currents and Electromagnetic Fields Associated with Return Strokes to Elevated Strike Objects, Phd thesis , EPFL, pp.65-98, 2003.
- [52] . D. Tabara, Effets Électromagnétiques de Manoeuvres et de la Foudre dans les Postes Sous Enveloppe Métallique, thèse de doctorat , EPFL, pp. 17-38, 1999.

Sites Web

<http://www.lightning.dge.inpe.br>
<http://www.apfoudre.com>
<http://www.liov.bolone.it>
<http://www.edf.fr>

Annexes

Chapitre IV

Mesures :

Nous présentons en annexes des différents graphiques de cas de mesures de champs électromagnétiques

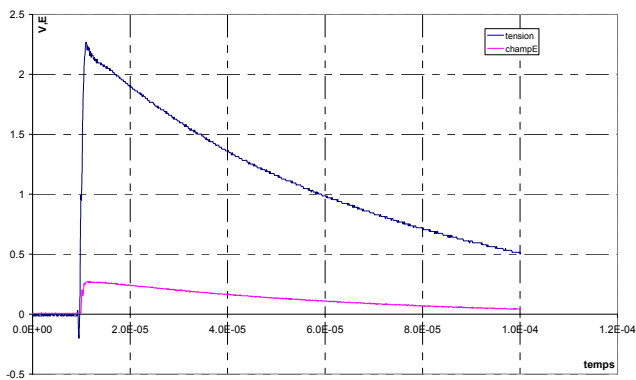
Commentaires
Tension de charge (choc) = 16---85 kV/étage

Conducteur
en cuivre de 07m de long

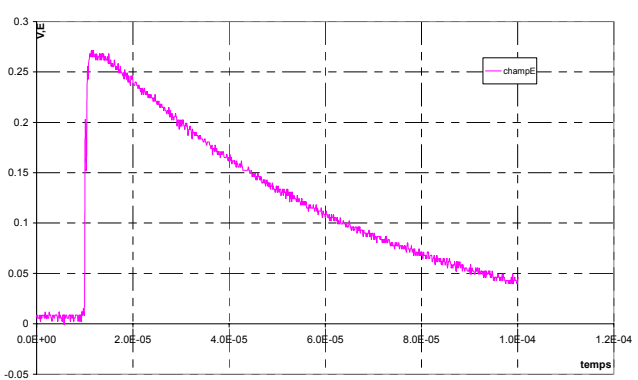
Hauteur
variable

Distance du capteur par rapport au conducteur
en horizontal et en vertical

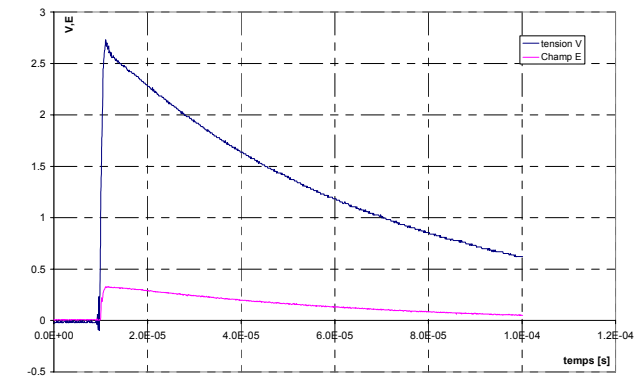
Courbes en 5000 points.



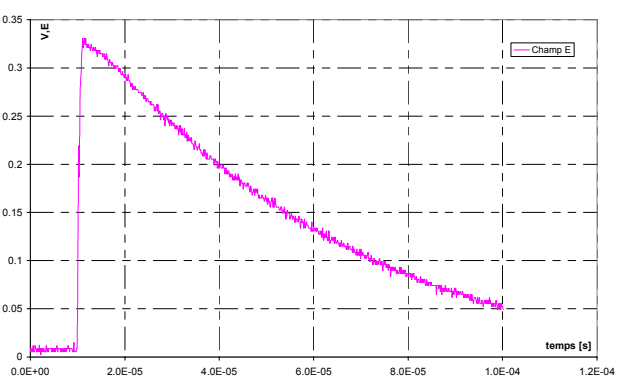
16x11kv tension de choc (bleu) et champ électrique vertical en rouge



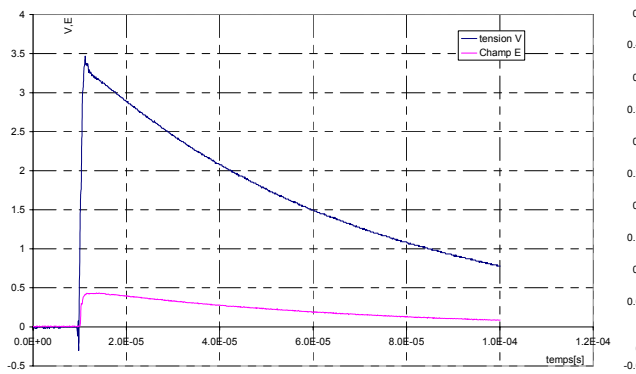
Champ électrique vertical



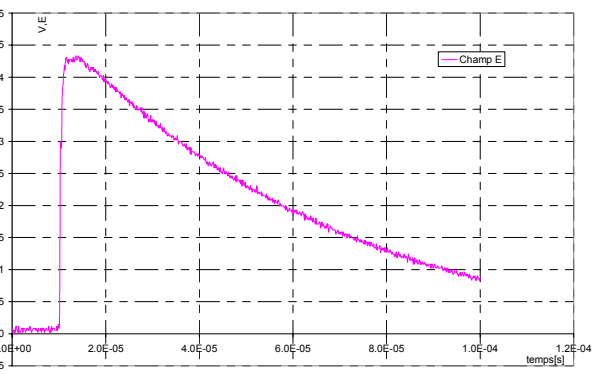
32x11kv tension de choc (bleu) et champ électrique vertical en rouge



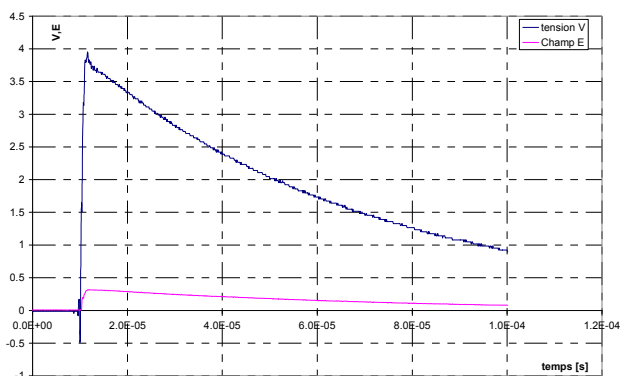
Champ électrique vertical



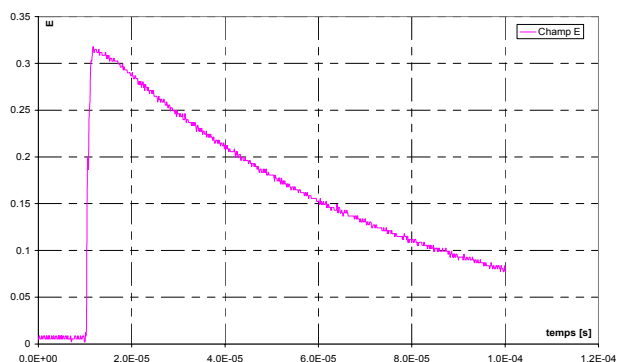
24x11kv tension de choc (bleu) et champ électrique horizontal en rouge



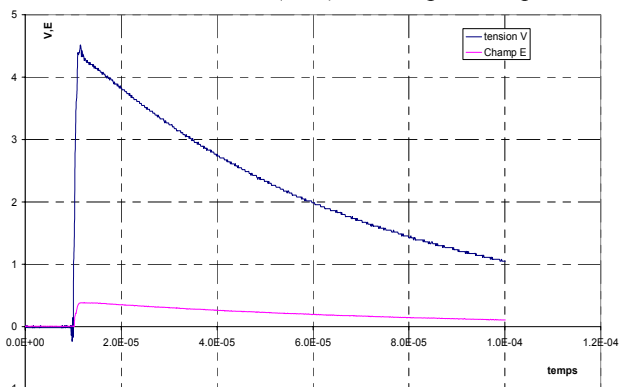
Champ électrique horizontal



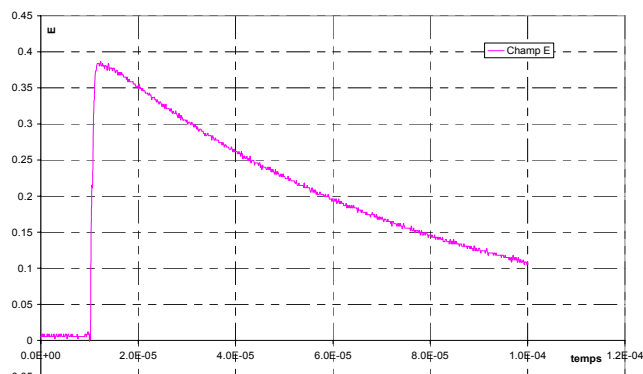
48x11kv tension de choc (bleu) et champ électrique horizontal en rouge



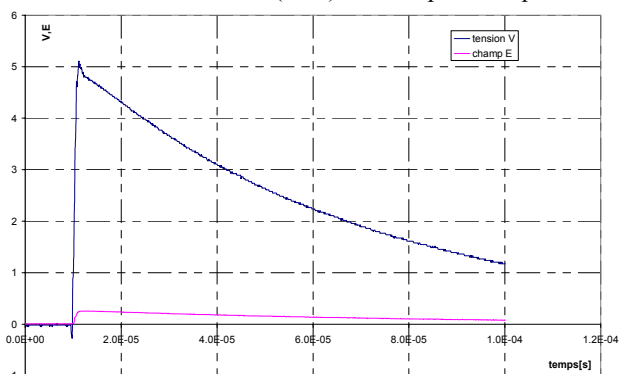
Champ électrique horizontal



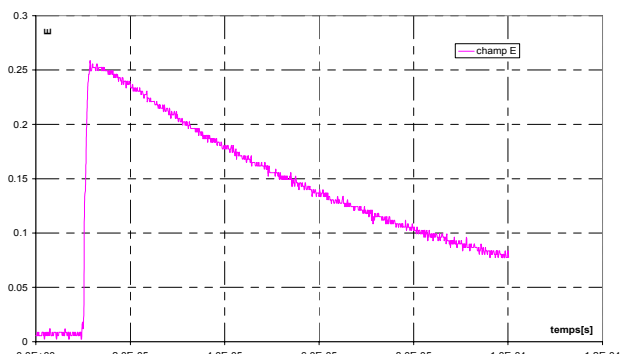
64x11kv tension de choc (bleu) et champ électrique vertical en rouge



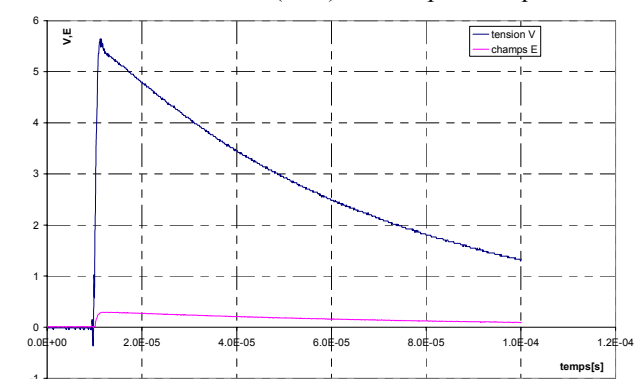
Champ électrique vertical



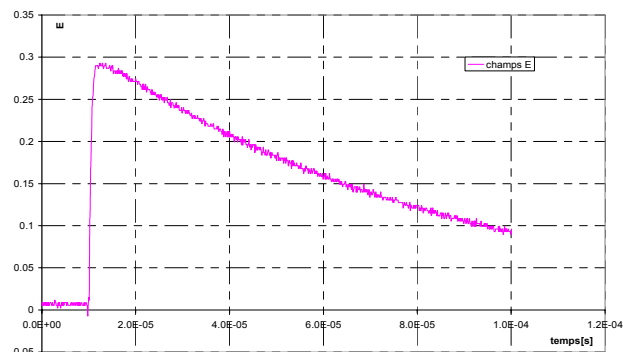
48x11kv tension de choc (bleu) et champ électrique horizontal en rouge



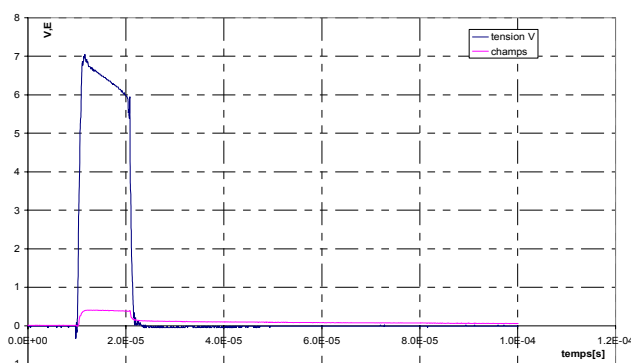
Champ électrique horizontal



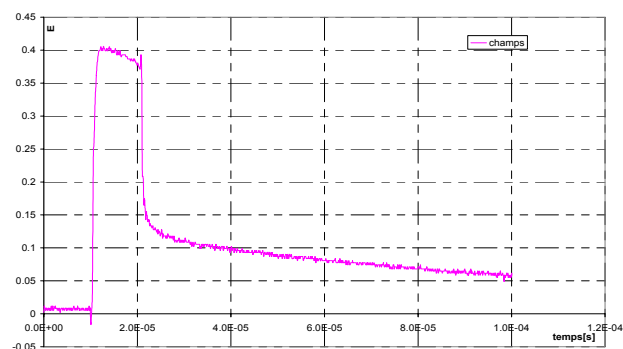
64 x11kv tension de choc (bleu) et champ électrique horizontal en rouge



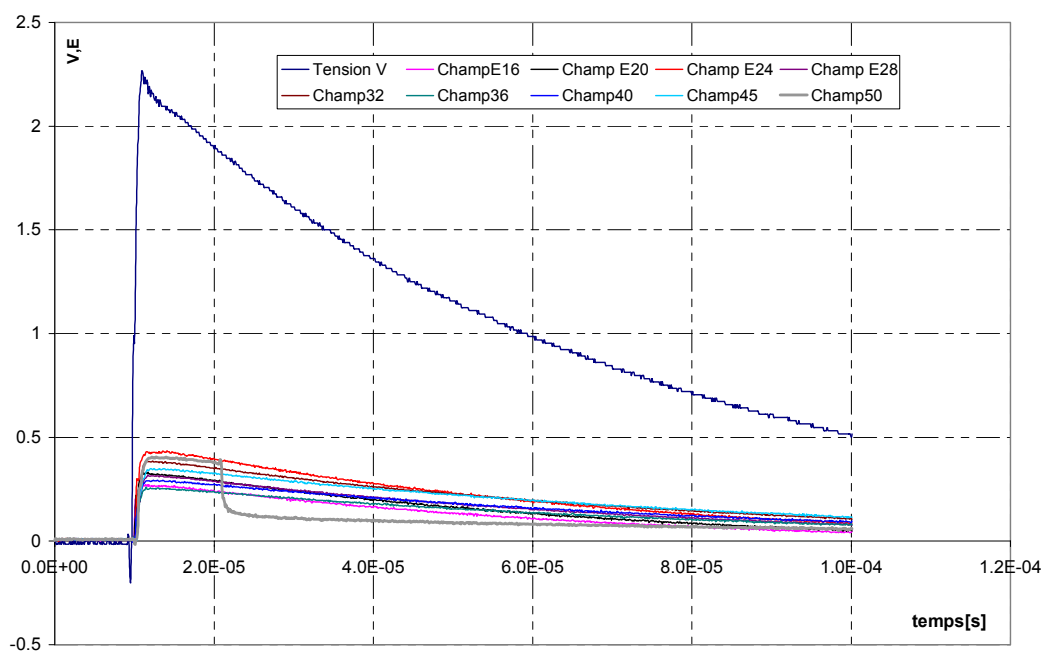
Champ électrique horizontal



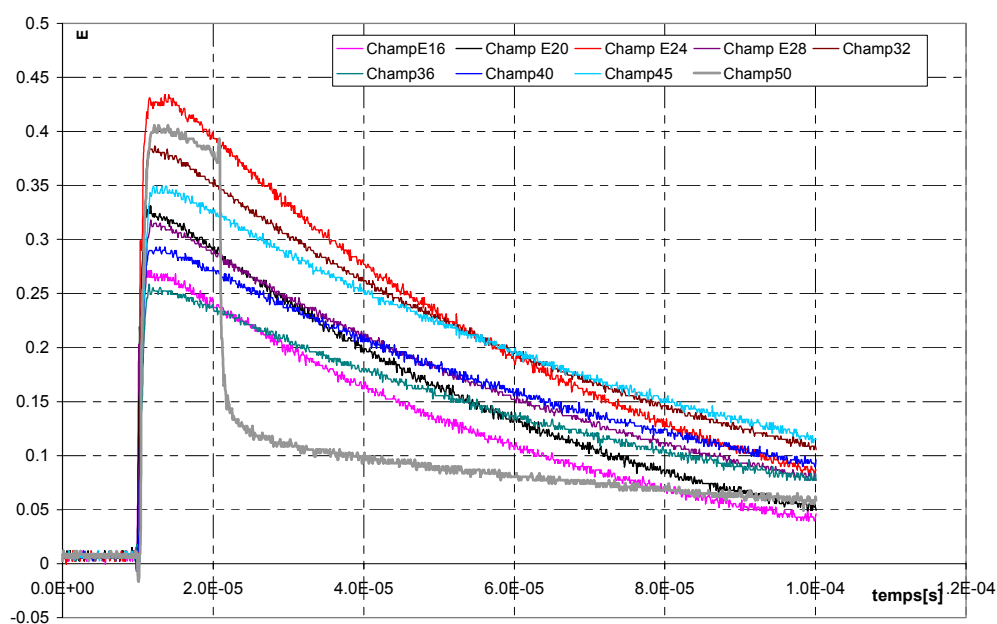
80 x11kv tension de choc (bleu) et E vertical en rouge



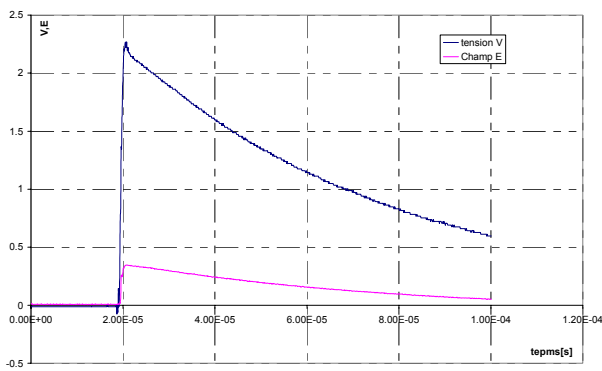
Champ électrique vertical (claquage de l'isolemen)



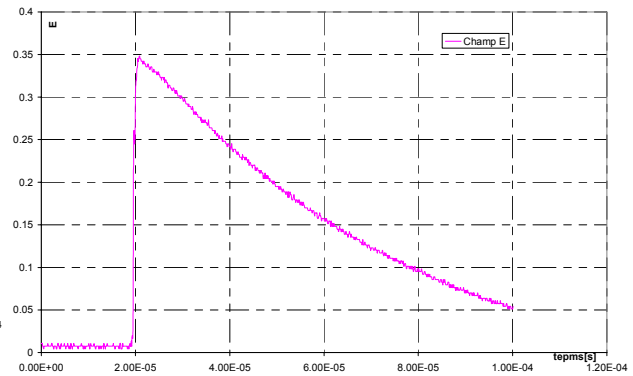
50 x11kv tension de choc (bleu) et champ électrique vertical (claquage de l'isolemen)



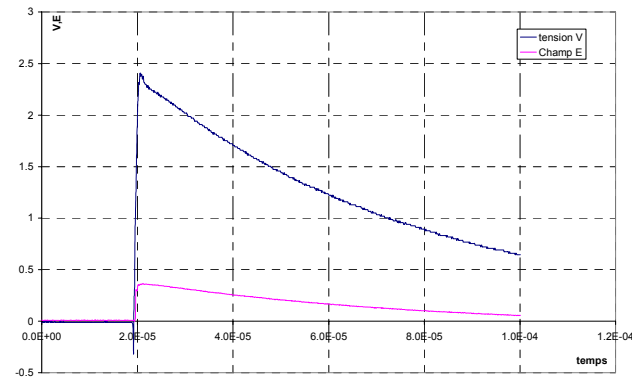
Champ magnétique (claquage de l'isolement)



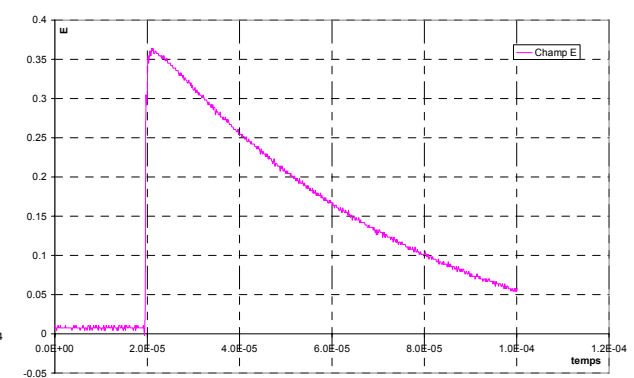
16 x11kv tension de choc (bleu) et champ magnétique en rouge



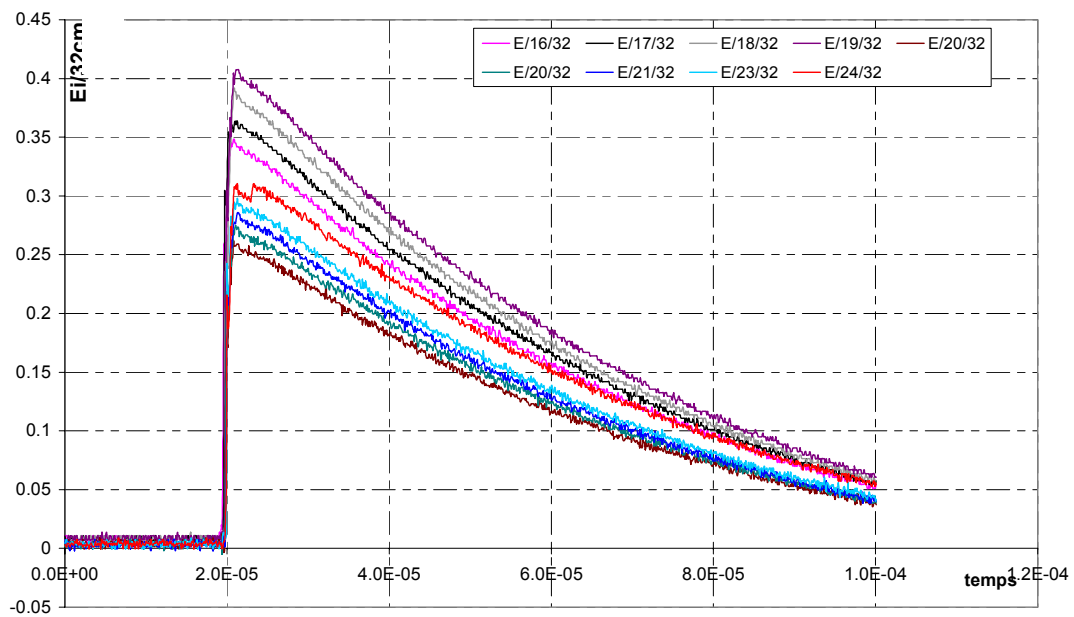
Champ magnétique



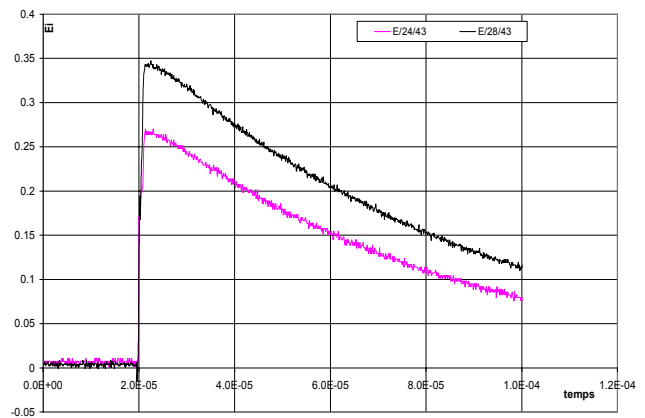
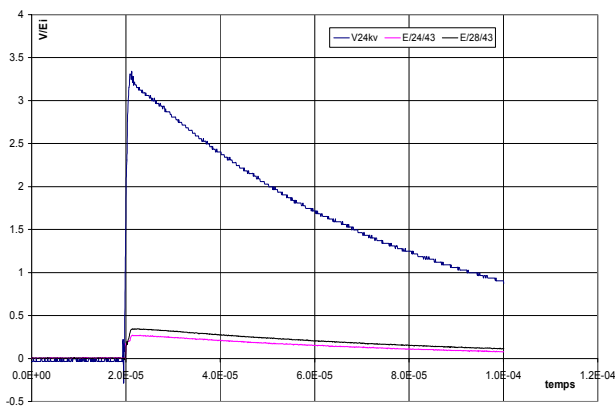
48 x11kv tension de choc (bleu) et champ magnétique en rouge



Champ magnétique

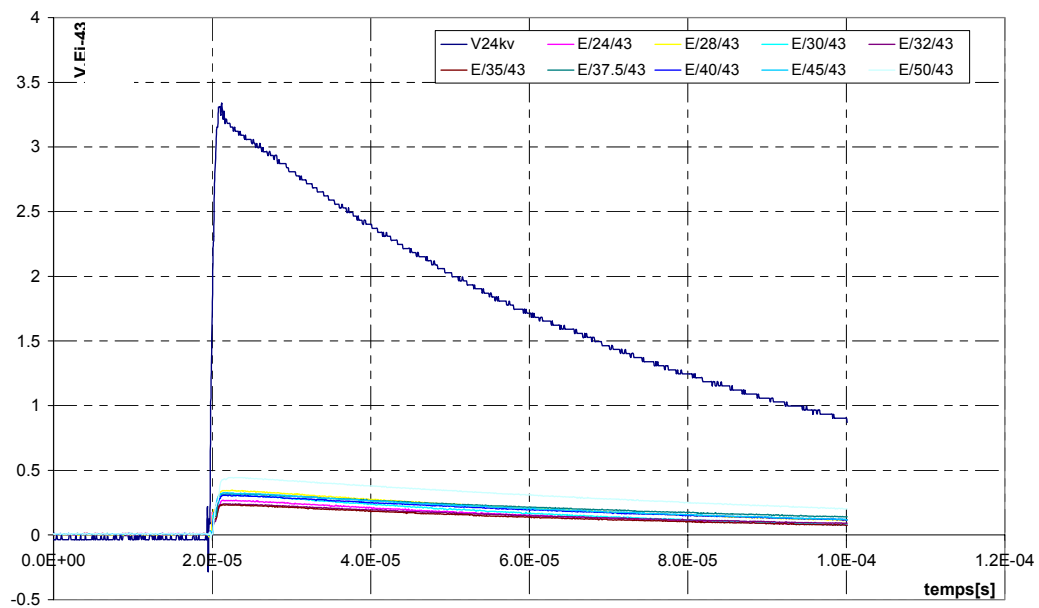


16 x11kv tension de choc (bleu) , les champs E verticaux pour des choc 16 à 24Kv/étage capteur à 3,2m

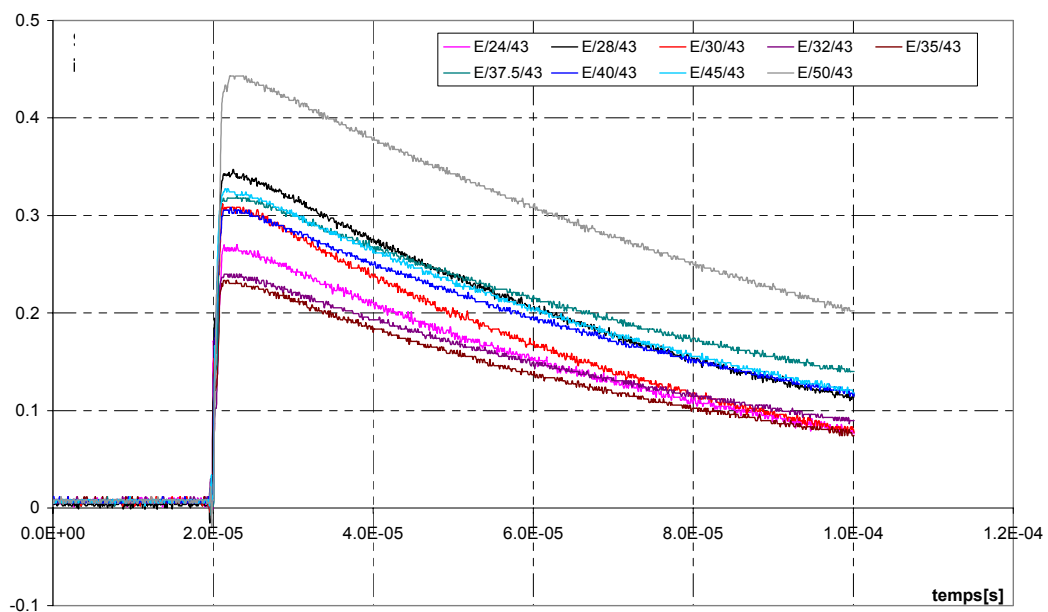


24 x11kV tension de choc (bleu) et E horizontal en rouge et noir

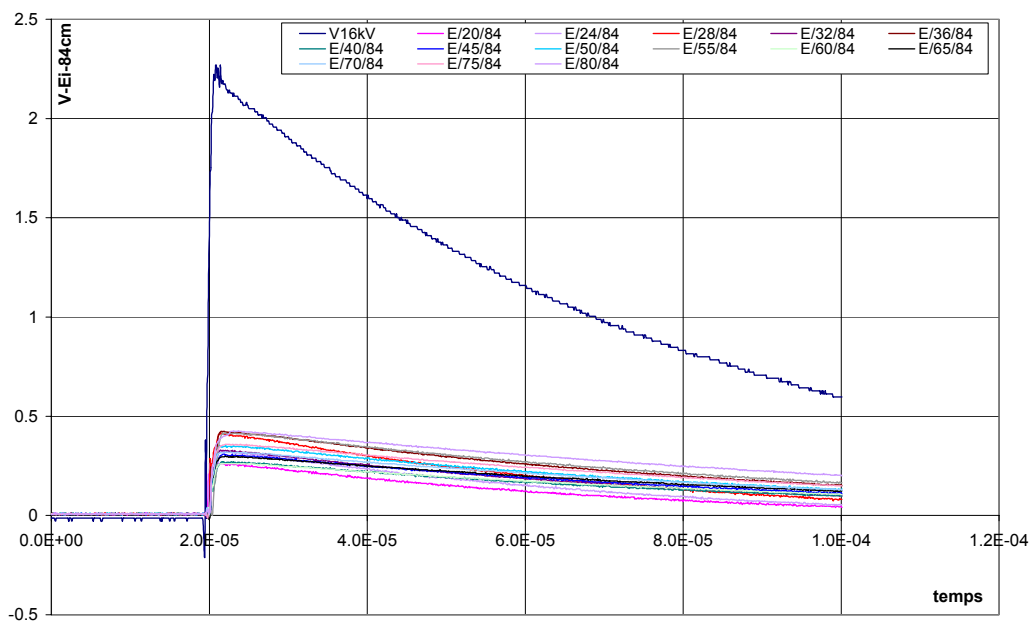
Champ électrique horizontal pour U=24 et 28kV



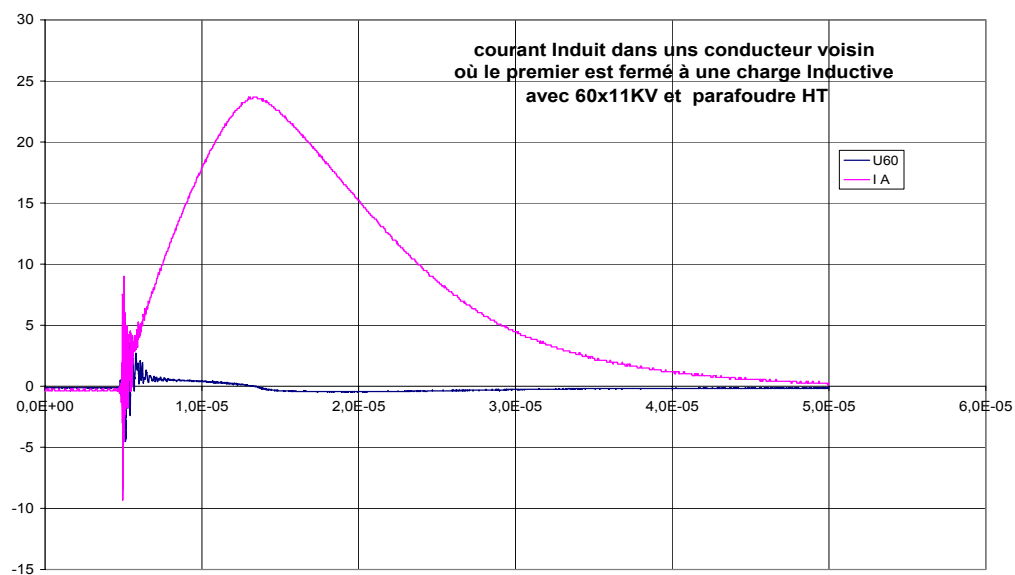
37,5x11kV tension de choc (bleu) et champ électrique horizontalux pour différentes distances



champs électriques verticaux pour différentes tensions à une distance de 4,3 m



16 x11kv tension de choc (bleu) , les champs E horizontaux pour des choc de 16 à 80Kv/étage capteur à 8,4m



Nouvelle formulation du calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre :

Courant de l'arc en retour dans le canal de la foudre :

Modèle MTLE

$$\begin{aligned} i(z', t) &= i(0, t - z'/v) \exp(-z'/\lambda) & z' \leq vt \\ i(z', t) &= 0 & z' > vt \end{aligned} \quad (44)$$

Courant à la base du canal

$$i(0, t) = I_{01} \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02} \cdot (e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (45)$$

Modèle de M.A. Uman et all

$$E_r(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (49)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - R/c) dz' - \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (50)$$

$$B_\phi(r, z, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\int_{-H}^H \frac{r}{R^3} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (51)$$

$$R = \sqrt{(z - z')^2 + r^2} \quad (52)$$

Modèle mathématique proposé

La distribution spatio-temporelle du courant de l'arc ne retour le long du canal de la foudre suivant le modèle MTLE avec le courant à la base en biexponentielle peut se mettre comme suit :

$$i(z', t - \frac{R}{c}) = I_0 \left\{ \exp\left[-\alpha\left(t - \frac{R}{c} - \frac{z'}{v}\right)\right] - \exp\left[-\beta\left(t - \frac{R}{c} - \frac{z'}{v}\right)\right] \right\} \exp\left(\frac{-z'}{\lambda}\right) \quad (55)$$

Son intégration donne la quantité de charge «électrique déposée au sol s'écrit :

$$\int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau = \frac{I_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha t}) \exp\left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] - \frac{I_0}{\beta} (1 - e^{-\beta t}) \exp\left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] \quad (56)$$

Sa dérivée représente la monté du front d'onde et la quantité d'ampère par micro seconde :

$$\frac{\partial i}{\partial t} = I_0 \left\{ -\alpha e^{-\alpha t} \exp\left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] + -\beta e^{-\beta t} \exp\left[\frac{\beta}{c} R + \left(\frac{\beta}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] \right\} \quad (57)$$

On pose $(\frac{\alpha}{\nu} - \frac{1}{\lambda}) = a$; $(\frac{\beta}{\nu} - \frac{1}{\lambda}) = a^*$; $\frac{\alpha}{c} = b$; $\frac{\beta}{c} = b^*$ et $z' - z = y$

B) 1^{er} Cas : Formulation Générale

A-1. Calcul du champ Electrique horizontal :

$$Er = \frac{I}{4\pi\epsilon_0} (I_5 + I_4 + I_3)$$

Avec

$$I_5 = \int_{-H}^{+H} \frac{-3r(z'-z)}{R^5} \left\{ \frac{Io}{\alpha} (1 - e^{-\alpha}) \exp\left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{\nu} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] - \frac{Io}{\beta} (1 - e^{-\beta}) \exp\left[\frac{\beta}{c} R + \left(\frac{\beta}{\nu} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] \right\} dz'$$

$$I_5 = \frac{-3rIo}{\alpha} (1 - e^{-\alpha}) e^{az} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^5} \exp[ay + b\sqrt{y^2 + r^2}] dy + \frac{3rIo}{\beta} (1 - e^{-\beta}) e^{a^*z} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^5} \exp[a^*y + b^*\sqrt{y^2 + r^2}] dy \quad (58)$$

$$I_4 = \int_{-H}^{+H} \frac{-3r(z'-z)}{cR^4} Io \left\{ e^{-\alpha} \exp\left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{\nu} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] - e^{-\beta} \exp\left[\frac{\beta}{c} R + \left(\frac{\beta}{\nu} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] \right\} dz'$$

$$I_4 = \frac{-3rIo}{c} e^{-\alpha} e^{az} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^4} \exp[ay + b\sqrt{y^2 + r^2}] dy + \frac{3rIo}{c} e^{-\beta} e^{a^*z} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^4} \exp[a^*y + b^*\sqrt{y^2 + r^2}] dy \quad (59)$$

$$I_3 = \int_{-H}^{+H} \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i}{\partial t} dz' = \int_{-H}^{+H} \frac{r^2}{c^2 R^3} Io \left\{ -\alpha e^{-\alpha} \exp\left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{\nu} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] + -\beta e^{-\beta} \exp\left[\frac{\beta}{c} R + \left(\frac{\beta}{\nu} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] \right\} dz'$$

(60)

On remarque que les expressions des 03 termes de champs $I_{4,5,6}$ prennent des formes particulières de la formulation d'intégrale générale :

$$I(p, q) = \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y^p}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \exp[ay + b\sqrt{y^2 + r^2}] dy \quad (61)$$

Si $p=1$ et $q=4$ ou $q=5$ on peut avoir I_5 ou I_4 par contre si $p=0$ et $q=3$ on trouve I_3

Donc il suffit de calculer la quantité intégrale $I(p, q)$ pour arriver aux résultats en cause.

La forme de cet intégrale est implicitement dérangée par la dénominateur $\sqrt{y^2 + r^2}^q$ et rend par suite son calcul très délicat.

Pour y dépasser cet obstacle, on applique le théorème de la moyenne décrit par KADA Allab [13] dans son ouvrage 'Eléments d'Analyse Mathématique' dont le principe est :

Théorème :

Soient deux fonctions f et g définies sur $[a,b]$ tel que g possède un signe constant (continue et monotone) sur $[a,b]$ c.a.d : $g \leq 0$ ou $g \geq 0$ il existe alors un nombre $\mu \in [m,M]$ tel que m et M sont le minimum et le maximum de f dans $[a,b]$ et $m = f(\xi)$ et $\xi \in [a,b]$

$$\Rightarrow \int_a^b fgdx = \mu \int_a^b gdx$$

Pour l'application de ce théorème on doit arranger l'expression (4.17) et avoir une forme correspondante aux exigences de ce théorème. On applique alors un autre théorème dite de Leibniz [14]

Théorème :

Pour $a \leq \alpha \leq b$ et si $f(x,\alpha)$ et df/da sont continues et pour $u_1 \leq x \leq u_2$

$$\text{si } \int_{u_1}^{u_2} f(x,\alpha)dx = \phi(\alpha) \quad a \leq \alpha \leq b$$

$$\text{en peut écrire alors : } \frac{d\phi}{d\alpha} = \int_{u_1}^{u_2} \frac{\partial f}{\partial \alpha} dx + f(u_2,\alpha) \frac{du_2}{d\alpha} - f(u_1,\alpha) \frac{du_1}{d\alpha}$$

Si u_1 et u_2 sont des constantes alors les deux derniers termes de l'expression précédente sont nuls

$$I(p,q) = \frac{\partial^{p-1}}{\partial \alpha^{p-1}} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} e^{ay} \exp[b\sqrt{y^2 + r^2}] dy \quad (62)$$

$$I(p,q) = \frac{\partial^{p-1}}{\partial \alpha^{p-1}} J(p,q)$$

$$J(p,q) = \int_{-H-z}^{H-z} e^{ay} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \exp[b\sqrt{y^2 + r^2}] dy$$

Pour l'application du théorème, on choisit $f = e^{ay}$ et $g = \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \exp[b\sqrt{y^2 + r^2}]$

Puisque g change de signe ($g=0$ pour $y=0$) on sépare la variation de la fonction sur deux intervalles symétriques $[0, H-z]$ et $[-H-z, 0]$

$$J(p,q) = \int_{-H-z}^0 e^{ay} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \exp[b\sqrt{y^2 + r^2}] dy + \int_0^{H-z} e^{ay} \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \exp[b\sqrt{y^2 + r^2}] dy \quad (63)$$

$$J(p,q) = J^- + J^+$$

En applique le theoreme de la moyenne sur J^- puis sur J^+

Suivant le theoreme de la moyenne, Il existe un nombre $\mu^- \in [e^{-(H+z)}, 1]$ avec un $\xi^- \in [-(H+z), 0]$, on peut ecrire alors :

$$\text{On pose } dR = \frac{y}{\sqrt{y^2 + r^2}^q} \text{ et } R = \sqrt{y^2 + r^2}$$

$$f(\xi) = \exp(a\xi^\pm) = \mu^\pm$$

$$\text{Donc : } J^- = e^{a\xi^-} \int_{\sqrt{(H-z)^2 + r^2}}^r \frac{e^{bR}}{R^{q-1}} dR$$

De même Il existe un nombre $\mu \in [1, e^{H-z}]$ avec un $\xi \in [0, H-z]$, on peut écrire alors :

$$J^+ = e^{a\xi^+} \int_r^{\sqrt{(H-z)^2 + r^2}} \frac{e^{bR}}{R^{q-1}} dR$$

$$\text{En note } \mathfrak{I}_{(q-1)}(R) = \int_r^{\sqrt{(H-z)^2 + r^2}} \frac{e^{bR}}{R^{q-1}} dR \quad (64)$$

$$J(p, q) = e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_{(q-1)}(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \mathfrak{I}_{(q-1)}(r)] + e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_{(q-1)}(r) - \mathfrak{I}_{(q-1)}(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \quad (65)$$

Calcul de $\mathfrak{I}_{(q-1)}(R)$:

$$\mathfrak{I}_{(q-1)}(R) = \int \frac{e^{bR}}{R^{q-1}} dR = \frac{1}{b} \frac{e^{bR}}{R^{q-1}} + \frac{q-1}{b} \int \frac{e^{bR}}{R^q} dR$$

$$\mathfrak{I}_{(q-1)}(R) = \frac{1}{b} \frac{e^{bR}}{R^{q-1}} + \frac{q-1}{b} \mathfrak{I}_q(R)$$

$$\mathfrak{I}_{(q-1)}(R) = \frac{e^{bR}}{R^{q-1}} + \frac{q-1}{b} \left\{ \frac{e^{bR}}{bR^q} + \frac{a}{b} \mathfrak{I}_{(q+1)} \right\}$$

$$\mathfrak{I}_{(q-1)}(R) = \frac{e^{bR}}{bR^{q-1}} + \frac{q-1}{b^2 R^q} e^{bR} + \frac{q(q-1)}{b^2} \mathfrak{I}_{(q+1)}$$

En remarque que l'intégration de cette fonction est reproductrice (intégral générateur) :

$$\mathfrak{I}_{(q-1)}(R) = \frac{e^{bR}}{bR^{q-1}} + \frac{q-1}{b^2 R^q} e^{bR} + \frac{q(q-1)}{b^2} \left\{ \frac{e^{bR}}{bR^{q+1}} + \frac{q+1}{b} \mathfrak{I}_{(q+2)} \right\}$$

De même pour la suite.....

$$\mathfrak{I}_{(q-1)}(R) = \frac{e^{bR}}{(q-2)!bR^{q-1}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(q-2+k)!}{(bR)^k} \quad (66)$$

Pour le calcul de I(p,q), il suffit de dériver J(p,q) à p-1 fois par rapport à q :

$$I(p, q) = (\xi^+)^{p-1} e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_{(q-1)}(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \mathfrak{I}_{(q-1)}(r)] + (\xi^-)^{p-1} e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_{(q-1)}(r) - \mathfrak{I}_{(q-1)}\sqrt{(H-z)^2 + r^2}]$$

Il suffit donc de remplacer ces quantités dans les expressions correspondantes :

Pour p paire = 0, 2, 4,.....

On calcule alors les trois composantes du champs électrique

$$I_{5r} = \frac{-3rIo}{\alpha} (1 - e^{-\alpha}) e^{az} I(1,5) + \frac{3rIo}{\beta} (1 - e^{-\beta}) e^{a^*z} I^*(1,5)$$

$$I_{4r} = \frac{-3rIo}{c} e^{-\alpha} e^{az} I(1,4) + \frac{3rIo}{c} e^{-\beta} e^{a^*z} I^*(1,4)$$

$$I_{3r} = \frac{-\alpha Ior^2}{c^2} e^{-\alpha} e^{az} I(0,3) + \frac{-\beta Ior^2}{c^2} e^{-\beta} e^{a^*z} I^*(0,3)$$

$$I(1,5) = e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_4(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \mathfrak{I}_4(r)] + e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_4(r) - \mathfrak{I}_4\sqrt{(H-z)^2 + r^2}]$$

$$I(1,4) = e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_3(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \mathfrak{I}_3(r)] + e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_3(r) - \mathfrak{I}_3\sqrt{(H-z)^2 + r^2}]$$

$$I(0,3) = \frac{1}{\xi^+} (e^{a\xi^+} - 1) [\mathfrak{I}_2(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \mathfrak{I}_2(r)] + \frac{1}{\xi^-} (e^{a\xi^-} - 1) [\mathfrak{I}_2(r) - \mathfrak{I}_2\sqrt{(H-z)^2 + r^2}]$$

$$Er = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} (I_{5r} + I_{4r} + I_{3r})$$

$$\begin{aligned}
Er = & \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{aligned} & -\frac{3rIo}{\alpha}(1-e^{-\alpha t})e^{az} \left\{ e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_4(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_4(r)] + e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_4(r) - \mathfrak{I}_4(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \\ & -\frac{\alpha}{c} \frac{3rIo}{c} e^{-\alpha t} e^{az} \left\{ e^{a\xi^+} [\mathfrak{I}_3(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_3(r)] + e^{a\xi^-} [\mathfrak{I}_3(r) - \mathfrak{I}_3(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \\ & -\frac{\alpha r^2 Io}{c^2} e^{-\alpha t} e^{az} \left\{ \frac{(e^{a\xi^+}-1)}{\xi^+} [\mathfrak{I}_2(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_2(r)] + \frac{(e^{a\xi^-}-1)}{\xi^-} [\mathfrak{I}_2(r) - \mathfrak{I}_2(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \end{aligned} \right] \\
& + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\begin{aligned} & -\frac{3rIo}{\beta}(1-e^{-\beta t})e^{a^*z} \left\{ e^{a^*\xi^+} [\mathfrak{I}_4^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_4^*(r)] + e^{a^*\xi^-} [\mathfrak{I}_4^*(r) - \mathfrak{I}_4^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \\ & -\frac{\beta}{c} \frac{3rIo}{c} e^{-\beta t} e^{a^*z} \left\{ e^{a^*\xi^+} [\mathfrak{I}_3^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_3^*(r)] + e^{a^*\xi^-} [\mathfrak{I}_3^*(r) - \mathfrak{I}_3^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \\ & -\frac{\beta r^2 Io}{c^2} e^{-\beta t} e^{a^*z} \left\{ \frac{(e^{a^*\xi^+}-1)}{\xi^+} [\mathfrak{I}_2^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \mathfrak{I}_2^*(r)] + \frac{(e^{a^*\xi^-}-1)}{\xi^-} [\mathfrak{I}_2^*(r) - \mathfrak{I}_2^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \end{aligned} \right] \quad (67)
\end{aligned}$$

A-2 : Calcul du champs Electrique vertical

$$Ez = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} (I_{5z} + I_{4z} + I_{3z})$$

$$I_{5z} = \int_{-H}^{+H} \frac{2r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' - r^2 \int_{-H}^H \int_0^t \frac{i(z', \tau - R/c) d\tau dz'}{R^5}$$

$$\begin{aligned}
I_{5z} = & \frac{2Io}{\alpha} (1-e^{-\alpha t}) \int_{-H}^{+H} \frac{(z-z')^2}{R^5} \exp \left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] dz' - \frac{2Io}{\beta} (1-e^{-\beta t}) \int_{-H}^H \frac{(z-z')^2}{R^5} \exp \left[\frac{\beta}{c} R + \left(\frac{\beta}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] dz' \\
& - \frac{r^2 Io}{\alpha} (1-e^{-\alpha t}) \int_{-H}^{+H} \frac{1}{R^5} \exp \left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] dz' - \frac{r^2 Io}{\beta} (1-e^{-\beta t}) \int_{-H}^H \frac{1}{R^5} \exp \left[\frac{\beta}{c} R + \left(\frac{\beta}{v} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] dz' \quad (68)
\end{aligned}$$

avec le même raisonnement que dans le calcul de Er en peut écrire :

$$\begin{aligned}
& (70) \\
Ez = & \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \begin{aligned} & \frac{2Io}{\alpha} (1-e^{-\alpha t}) e^{az} I(2,5) - \frac{2Io}{\beta} (1-e^{-\beta t}) e^{a^*z} I^*(2,5) - \frac{r^2 Io}{\alpha} (1-e^{-\alpha t}) e^{az} I(0,5) + \frac{r^2 Io}{\beta} (1-e^{-\beta t}) e^{a^*z} I^*(0,5) \\ & + \frac{2Io}{c} e^{-\alpha t} e^{az} I(2,4) - \frac{2Io}{c} e^{-\beta t} e^{a^*z} I^*(2,4) - \frac{r^2 Io}{c} e^{-\alpha t} e^{az} I(0,5) + \frac{r^2 Io}{c} e^{-\beta t} e^{a^*z} I^*(0,4) \\ & - \frac{\alpha r Io}{c^2} e^{-\alpha t} e^{az} I(1,3) + \frac{\beta r Io}{c^2} e^{-\beta t} e^{a^*z} I^*(1,3) \end{aligned} \right\} \quad (71)
\end{aligned}$$

Suivant la relation 16 et en remplace les I(p,q) précédentes par leurs formes dans la formulation de Ez et nous obtenons ,L'expression finale du champ électrique verticale on peut écrire.

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \begin{aligned} & \frac{2Io}{\alpha} (1 - e^{-\alpha t}) e^{az} \xi^+ e^{a\xi^+} [\Im_4(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_4(r)] + \xi^- e^{a\xi^-} [\Im_4(r) - \Im_4(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] - \\ & \frac{2Io}{\beta} (1 - e^{-\beta t}) e^{a^*z} \xi^{*+} e^{a^*\xi^{*+}} [\Im_4^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_4^*(r)] + \xi^{*-} e^{a^*\xi^{*-}} [\Im_4^*(r) - \Im_4^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] - \\ & \frac{r^2 Io}{\alpha} (1 - e^{-\alpha t}) e^{az} \frac{(e^{a\xi^+} - 1)}{\xi^+} [\Im_4(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_4(r)] + \frac{(e^{a\xi^-} - 1)}{\xi^-} [\Im_4(r) - \Im_4(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] + \\ & \frac{r^2 Io}{\beta} (1 - e^{-\beta t}) e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^{*+}} - 1)}{\xi^{*+}} [\Im_4^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_4^*(r)] + \frac{(e^{a^*\xi^{*-}} - 1)}{\xi^{*-}} [\Im_4^*(r) - \Im_4^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \\ & + \frac{2Io}{c} e^{-\alpha t} e^{az} \xi^+ e^{a\xi^+} [\Im_3(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_3(r)] + \xi^- e^{a\xi^-} [\Im_3(r) - \Im_3(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] - \\ & \frac{2Io}{c} e^{-\beta t} e^{a^*z} \xi^{*+} e^{a^*\xi^{*+}} [\Im_3^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_3^*(r)] + \xi^{*-} e^{a^*\xi^{*-}} [\Im_3^*(r) - \Im_3^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] - \\ & \frac{r^2 Io}{c} e^{-\alpha t} e^{az} \frac{(e^{a\xi^+} - 1)}{\xi^+} [\Im_3(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_3(r)] + \frac{(e^{a\xi^-} - 1)}{\xi^-} [\Im_3(r) - \Im_3(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] + \\ & \frac{r^2 Io}{c} e^{-\beta t} e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^{*+}} - 1)}{\xi^{*+}} [\Im_3^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_3^*(r)] + \frac{(e^{a^*\xi^{*-}} - 1)}{\xi^{*-}} [\Im_3^*(r) - \Im_3^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \\ & - \frac{\alpha r Io}{c^2} e^{-\alpha t} e^{az} e^{a\xi^+} [\Im_2(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_2(r)] + \xi^- e^{a\xi^-} [\Im_2(r) - \Im_2(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] + \\ & \frac{\beta r Io}{c^2} e^{-\beta t} e^{a^*z} e^{a^*\xi^{*+}} [\Im_2^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_2^*(r)] + e^{a^*\xi^{*-}} [\Im_2^*(r) - \Im_2^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \end{aligned} \right\}$$

L'expression de E_z peut être arrangé à une forme meilleure et plus homogène

A-3 : Calcul du champ magnétique Azimutal :

$$B_\varphi = \frac{\mu_0}{4\pi} (I_3 + I_2)$$

$$I_3 = r \int_{-H}^{+H} Io \left\{ \frac{e^{-\alpha t}}{R^3} \exp \left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{\nu} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] - \frac{e^{-\beta t}}{R^3} \exp \left[\frac{\beta}{c} R + \left(\frac{\beta}{\nu} - \frac{1}{\lambda} \right) z' \right] \right\} dz'$$

$$I_3 = r Io e^{-\alpha t} e^{az} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{1}{\sqrt{y^2 + r^2}^3} \exp[ay + b\sqrt{y^2 + r^2}] dy - r Io e^{-\beta t} e^{a^*z} \int_{-H-z}^{H-z} \frac{1}{\sqrt{y^2 + r^2}^3} \exp[a^*y + b^*\sqrt{y^2 + r^2}] dy$$

$$I_3 = r Io e^{-\alpha t} e^{az} I(0,3) - r Io e^{-\beta t} e^{a^*z} I^*(0,3)$$

De même, en utilisant la relation précédente on peut écrire :

$$\begin{aligned} I_2 = & -\frac{\alpha r Io}{c} e^{-\alpha t} e^{az} \frac{(e^{a\xi^+} - 1)}{\xi^+} [\Im_1(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_1(r)] - \frac{\alpha r Io}{c} e^{-\alpha t} e^{az} \frac{(e^{a\xi^-} - 1)}{\xi^-} [\Im_1(r) - \Im_1(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \\ & + \beta r Io e^{-\beta t} e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^{*+}} - 1)}{\xi^{*+}} [\Im_1^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2}) - \Im_1^*(r)] + \beta r Io e^{-\beta t} e^{a^*z} \frac{(e^{a^*\xi^{*-}} - 1)}{\xi^{*-}} [\Im_1^*(r) - \Im_1^*(\sqrt{(H-z)^2 + r^2})] \end{aligned} \quad (73)$$

$$B_{\varphi} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ r I_0 e^{-\alpha z} e^{\frac{(e^{a\xi^+}-1)}{\xi^+}} [\Im_2(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \Im_2(r)] + r I_0 e^{-\alpha z} e^{\frac{(e^{a\xi^-}-1)}{\xi^-}} [\Im_2(r) - \Im_2(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right. \\ \left. - r I_0 e^{-\beta t} e^{a^* z} \frac{(e^{a^*\xi^+}-1)}{\xi^+} [\Im_2^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \Im_2^*(r)] - r I_0 e^{-\beta t} e^{a^* z} \frac{(e^{a^*\xi^-}-1)}{\xi^-} [\Im_2^*(r) - \Im_2^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \\ + \left\{ -\frac{\alpha r I_0}{c} e^{-\alpha z} e^{\frac{(e^{a\xi^+}-1)}{\xi^+}} [\Im_1(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \Im_1(r)] - \frac{\alpha r I_0}{c} e^{-\alpha z} e^{\frac{(e^{a\xi^-}-1)}{\xi^-}} [\Im_1(r) - \Im_1(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right. \\ \left. + \beta r I_0 e^{-\beta t} e^{a^* z} \frac{(e^{a^*\xi^+}-1)}{\xi^+} [\Im_1^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2}) - \Im_1^*(r)] + \beta r I_0 e^{-\beta t} e^{a^* z} \frac{(e^{a^*\xi^-}-1)}{\xi^-} [\Im_1^*(r) - \Im_1^*(\sqrt{(H-z)^2+r^2})] \right\} \quad (74)$$

Après avoir reformuler le champ Electromagnétique(E_r, E_z, B_{φ}), nous proposons une technique de calcul des composantes de ces derniers.

On pose : $C_2^+ = \frac{(e^{a\xi^+}-1)}{\xi^+}$; $C_2^- = \frac{(e^{a\xi^-}-1)}{\xi^-}$; $C_1^+ = e^{a\xi^+}$; $C_1^- = e^{a\xi^-}$

Et $d_2^+ = \frac{(e^{a^*\xi^+}-1)}{\xi^+}$; $d_2^- = \frac{(e^{a^*\xi^-}-1)}{\xi^-}$; $d_1^+ = e^{a^*\xi^+}$; $d_1^- = e^{a^*\xi^-}$

Dans chaque expression des champs trouvés en remplace les expression précédentes on obtient une équation à 8 inconnues puis un système linéaire de 8 équations où chaque équation est définie pour des données choisies ($H, r, z, \alpha, \beta, I_0, \dots$) avec 8 valeurs du champs tirés d'une mesure reconnue.

La forme de l'équation sera de type :

$$Er(I) = F_1^+(I)C_1^+ + F_1^-(I)C_1^- + F_2^+(I)C_2^+ + F_2^-(I)C_2^- + G_1^+(I)d_1^+ + G_1^-(I)d_1^- + G_2^+(I)d_2^+ + G_2^-(I)d_2^- \quad (75)$$

Les fonctions $F_j(I)$ dépendent des valeurs choisies des paramètres géométriques et électriques dans (E_r, E_z, B_{φ}), comme $H, r, z, I_0, \alpha, \beta, \dots$. Et des valeurs initiales (des mesures expérimentales) des trois composantes du champ Electromagnétique, en obtient un système linéaire de 08 équations)

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r^1 = A_{11}(I)C_1^+ + A_{12}C_1^- + A_{13}C_2^+ + A_{14}C_2^- + A_{15}d_1^+ + A_{16}d_1^- + A_{17}d_2^+ + A_{18}d_2^- \\ E_r^2 = A_{21}(I)C_1^+ + A_{22}C_1^- + A_{23}C_2^+ + A_{24}C_2^- + A_{25}d_1^+ + A_{26}d_1^- + A_{27}d_2^+ + A_{28}d_2^- \\ * \\ * \\ * \\ * \\ * \\ E_r^8 = A_{81}(I)C_1^+ + A_{82}C_1^- + A_{83}C_2^+ + A_{84}C_2^- + A_{85}d_1^+ + A_{86}d_1^- + A_{87}d_2^+ + A_{88}d_2^- \end{array} \right. \quad (76)$$

La forme matricielle de ce système :

$$\begin{bmatrix} E^1 \\ E^2 \\ E^3 \\ E^4 \\ E^5 \\ E^6 \\ E^7 \\ E^8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} A_{12} A_{13} A_{14} A_{15} A_{16} A_{17} A_{18} \\ A_{21} A_{22} A_{23} A_{24} A_{25} A_{26} A_{27} A_{28} \\ A_{31} A_{32} A_{33} A_{34} A_{35} A_{36} A_{37} A_{38} \\ \\ \\ \\ \\ A_{81} A_{22} A_{33} A_{44} A_{55} A_{66} A_{77} A_{88} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} C_1^+ \\ C_2^+ \\ C_3^+ \\ C_4^+ \\ C_5^+ \\ C_6^+ \\ C_7^+ \\ C_8^+ \end{bmatrix} \quad (77)$$

La résolution de ce système donne les C_j^+ et par suite mettre une formulation de système définitif où il sera suffisant d'introduire les paramètres A_{ij} et calculer le Champ E_r et E_z et B_ϕ .

De même pour le champ électrique vertical et le champ magnétique Azimutal en obtient les systèmes suivants :

Champ électrique vertical

$$\begin{bmatrix} E_z^1 \\ E_z^2 \\ E_z^3 \\ E_z^4 \\ E_z^5 \\ E_z^6 \\ E_z^7 \\ E_z^8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11}^z A_{12} A_{13} A_{14} A_{15} A_{16} A_{17} A_{18} \\ A_{21} A_{22} A_{23} A_{24} A_{25} A_{26} A_{27} A_{28} \\ A_{31} A_{32} A_{33} A_{34} A_{35} A_{36} A_{37} A_{38} \\ \\ \\ \\ \\ A_{81} A_{22} A_{33} A_{44} A_{55} A_{66} A_{77} A_{88}^z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} C_{1z}^+ \\ C_{2z}^+ \\ C_{3z}^+ \\ C_{4z}^+ \\ C_{5z}^+ \\ C_{6z}^+ \\ C_{7z}^+ \\ C_{8z}^+ \end{bmatrix}$$

Champ magnétique Azimutal

$$\begin{bmatrix} H_\phi^1 \\ H_\phi^2 \\ H_\phi^3 \\ H_\phi^4 \\ H_\phi^5 \\ H_\phi^6 \\ H_\phi^7 \\ H_\phi^8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} M_{12} M_{13} M_{14} M_{15} M_{16} M_{17} M_{18} \\ M_{21} M_{22} M_{23} M_{24} M_{25} M_{26} M_{27} M_{28} \\ M_{31} M_{32} M_{33} M_{34} M_{35} M_{36} M_{37} M_{38} \\ \\ \\ \\ \\ M_{81} M_{22} M_{33} M_{44} M_{55} M_{66} M_{77} M_{88} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} C_{1m}^+ \\ C_{2m}^+ \\ C_{3m}^+ \\ C_{4m}^+ \\ C_{5m}^+ \\ C_{6m}^+ \\ C_{7m}^+ \\ C_{8m}^+ \end{bmatrix}$$

La solution du système donnent le vecteur de quantités $[C_j]$ qui seront les données nécessaires pour le calcul des champs à partir des nouvelles formulations 67, 73,74

Cas particulier :

Dans ce cas particulier la distance d'observation R est considérée constante et ne dépend pas de la variation de z' . Avec les mêmes supposition on procède à l'intégration par rapport au différentiel dz' et avoir une expression qui ne dépend que de la variable temps.

Courant de l'arc en retour dans le canal de la foudre :

Modèle MTLE

$$\begin{aligned} i(z', t) &= i(0, t - z'/v) \exp(-z'/\lambda) & z' \leq vt \\ i(z', t) &= 0 & z' > vt \end{aligned} \quad (44)$$

Courant à la base du canal

$$i(0, t) = I_{01} \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02} \cdot (e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad (45)$$

$$i(z', t - \frac{R}{c}) = I_0 \left\{ \exp\left[-\alpha\left(t - \frac{R}{c} - \frac{z'}{v}\right)\right] - \exp\left[-\beta\left(t - \frac{R}{c} - \frac{z'}{v}\right)\right] \right\} \exp\left(\frac{-z'}{\lambda}\right)$$

Modèle de M.A. Uman et all pour un sol parfaitement conducteur

$$E_r(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - R/c) dz + \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (49)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - R/c) dz - \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (50)$$

$$B_\phi(r, z, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\int_{-H}^H \frac{r}{R^3} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (51)$$

L'intégrale du courant donne la quantité de charge déposée au sol s'écrit :

$$\int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau = \frac{I_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha t}) \exp\left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] - \frac{I_0}{\beta} (1 - e^{-\beta t}) \exp\left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] \quad (56)$$

Sa dérivée représente la montée du front d'onde et la quantité d'ampère par micro seconde :

$$\frac{\partial i}{\partial t} = I_0 \left\{ -\alpha e^{-\alpha t} \exp\left[\frac{\alpha}{c} R + \left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] + -\beta e^{-\beta t} \exp\left[\frac{\beta}{c} R + \left(\frac{\beta}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) z'\right] \right\} \quad (57)$$

On pose $\left(\frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) = a1$; $\left(\frac{\beta}{v} - \frac{1}{\lambda}\right) = a2$; $\frac{\alpha}{c} = b1$; $\frac{\beta}{c} = b2$; $z' - z = y$ et $dz' = dy$

$$Er = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} (I_{r5} + I_{r4} + I_{r3})$$

$$I_5 = \frac{-3rIo}{R^5} \left\{ (1 - e^{-\alpha}) \left(\frac{1}{\alpha} e^{b_1 R} [C_1 e^{a_1(z+H)} + C_2 e^{a_1(z-H)}] \right) - (1 - e^{-\beta}) \left(\frac{1}{\beta} e^{b_2 R} [C_3 e^{a_2(z+H)} + C_4 e^{a_2(z-H)}] \right) \right\}$$

$$\text{Avec } C_1 = \frac{1}{a_1} H - \frac{1}{a_1^2} ; C_2 = \frac{1}{a_1} H + \frac{1}{a_1^2} , C_3 = \frac{1}{a_2} H - \frac{1}{a_2^2} \text{ et } C_4 = \frac{1}{a_2} H + \frac{1}{a_2^2}$$

Finalement et pour une mise en forme homogène de cette composante partielle de la contribution électrostatique dans le champs électrique horizontale , on peut écrire :

$$\text{Contribution Electrostatique : } I_5 = \frac{-3rIo}{R^5} \{M_1.S_1 - M_2.S_2\}$$

$$\text{Contribution de rayonnement électrique : } I_4 = \frac{-3rIo}{R^5} \{M_0.S_1 - M_{01}.S_2\}$$

$$\text{Contribution d'induction magnétique : } I_3 = \frac{r^2 Io}{c^2 R^3} \{-\alpha M_0.S_1 + \beta M_{01}.S_2\}$$

La nouvelle formule du champs électrique horizontal pour une distance d'observation constante sera :

$$E_r(t, z, r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 \left\{ \frac{3r}{R^5} (M_1.S_1 - M_2.S_2) + \frac{3r}{cR^4} (M_0.S_1 - M_{01}.S_2) + \frac{r}{c^2 R^3} (-\alpha.M_0.S_1 + \beta.M_{01}.S_2) \right\} \quad (78)$$

De même et avec la démarche ci dessus pour le champs électrique vertical et magnétique Azimutal on obtient :

$$Ez = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} (I_{z5} + I_{z4} + I_{z3})$$

$$I_{z5} = \frac{2Io}{R^5} \left\{ \left(\frac{1}{\alpha} e^{b_1 R} [C_5 e^{a_1(z+H)} + C_6 e^{a_1(z-H)}] \right) (1 - e^{-\alpha}) - \left(\frac{1}{\beta} e^{b_2 R} [C_7 e^{a_2(z+H)} + C_8 e^{a_2(z-H)}] \right) (1 - e^{-\beta}) \right\}$$

$$\text{Avec } C_5 = \frac{1}{a_1} H^2 - \frac{2}{a_1^2} H + \frac{2}{a_1^3} ; C_6 = \frac{1}{a_1} H^2 + \frac{2}{a_1^2} H + \frac{2}{a_1^3} , C_7 = \frac{1}{a_2} H^2 - \frac{2}{a_2^2} H + \frac{2}{a_2^3} \text{ et}$$

$$C_8 = \frac{1}{a_2} H^2 + \frac{2}{a_2^2} H + \frac{2}{a_2^3}$$

$$E_z(t, z, r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 \left\{ \frac{1}{R^5} (M_1.S_{11} - M_2.S_{22}) + \frac{1}{cR^4} (M_0.S_{11} - M_{01}.S_{22}) + \frac{r^2}{c^2 R^3} (\alpha.M_0.T_1 + \beta.M_{01}.T_{11}) \right\} \quad (79)$$

$$H_\varphi(t, z, r) = \frac{\mu_0}{4\pi} (I_{\varphi3} + I_{\varphi2})$$

$$H_{\varphi}(t, z, r) = \frac{\mu_0}{4\pi} I_0 \left\{ \frac{r}{R^3} (M_0.T_1 - M_{01}.T_{11}) + \frac{r}{cR^2} (M_0.T_1 + M_{01}.T_{11}) \right\} \quad (80)$$

Mij , Sij, Tij : ne sont que des termes partiels formant les contributions électrostatique, de rayonnement et d'induction dans chaque composante du champ électromagnétique en fonction du temps, les distances r, z et les paramètres qui définissent la forme biexponentielle du courant introduites dans le modèle MTLE du courant i(z',t).

En terme de cette démarche mathématique, nous pouvons présenter un modèle mathématique particulier pour le calcul du champ Electromagnétique rayonné de la foudre avec un sol parfaitement conducteur par l'expression suivante :

$$E_r(t, z, r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 \left\{ \frac{3r}{R^5} (M_1.S_1 - M_2.S_2) + \frac{3r}{cR^4} (M_0.S_1 - M_{01}.S_2) + \frac{r}{c^2 R^3} (-\alpha.M_0.S_1 + \beta.M_{01}.S_2) \right\}$$

$$E_z(t, z, r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 \left\{ \frac{1}{R^5} (M_1.S_{11} - M_2.S_{22}) + \frac{1}{cR^4} (M_0.S_{11} - M_{01}.S_{22}) + \frac{r^2}{c^2 R^3} (\alpha.M_0.T_1 + \beta.M_{01}.T_{11}) \right\}$$

$$H_{\varphi}(t, z, r) = \frac{\mu_0}{4\pi} I_0 \left\{ \frac{r}{R^3} (M_0.T_1 - M_{01}.T_{11}) + \frac{r}{cR^2} (M_0.T_1 + M_{01}.T_{11}) \right\}$$

Avec :

$$a_1 = \frac{\alpha}{v} - \frac{1}{\lambda} \quad \text{et} \quad \frac{\beta}{v} - \frac{1}{\lambda}$$

$$M_1 = \frac{-1}{\alpha} \exp\left(-\alpha\left(t - \frac{R}{c}\right)\right) + \frac{1}{\alpha} \exp\left(\alpha\left(\frac{R}{c}\right)\right) \quad M_{01} = \frac{-1}{\beta} \exp\left(-\beta\left(t - \frac{R}{c}\right)\right) + \frac{1}{\beta} \exp\left(\beta\left(\frac{R}{c}\right)\right)$$

$$A_0 = \left(\frac{-1}{a_1}\right)(z - H) + \frac{1}{a_1^2} \quad A_{01} = \left(\frac{-1}{a_1}\right)(z + H) + \frac{1}{a_1^2} \quad A_1 = \left(\frac{-1}{a_2}\right)(z - H) + \frac{1}{a_2^2}$$

$$A_{11} = \left(\frac{-1}{a_2}\right)(z + H) + \frac{1}{a_2^2} \quad M_0 = \exp\left(-\alpha\left(t - \frac{R}{c}\right)\right) \quad M_{01} = \exp\left(-\beta\left(t - \frac{R}{c}\right)\right)$$

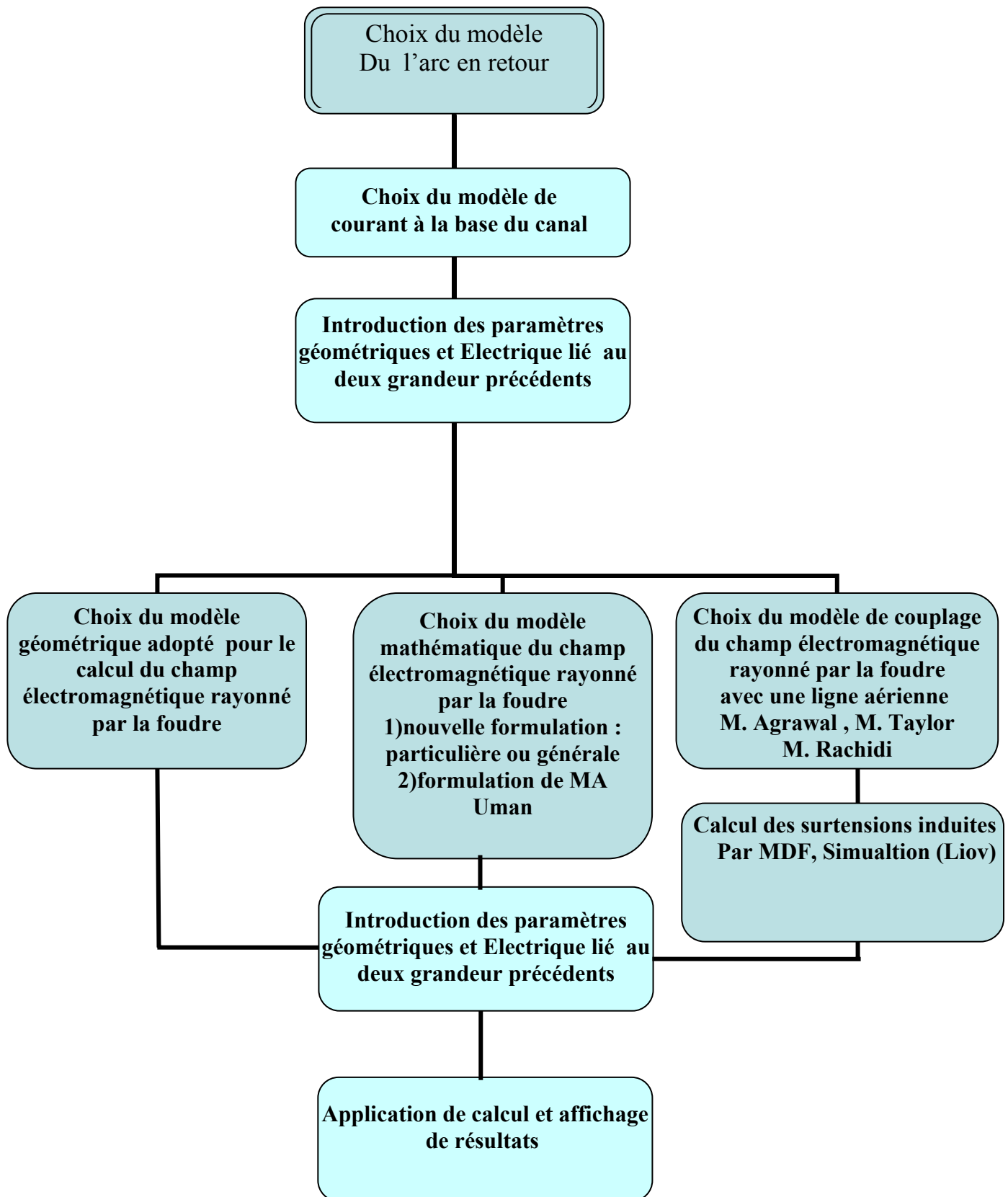
$$I_{1r} = \frac{3r}{R^5} (M_1.S_1 - M_2.S_2) ; I_{2r} = \frac{3r}{cR^4} (M_0.S_1 - M_{01}.S_2) \quad \text{et} \quad I_{3r} = \frac{r}{c^2 R^3} (-\alpha.M_0.S_1 + \beta.M_{01}.S_2)$$

$$E_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 (I_{1r} + I_{2r} + I_{3r})$$

$$I_{1H} = \frac{r}{R^3} (M_0.T_1 - M_{01}.T_{11}) \quad \text{et} \quad I_{2H} = \frac{r}{cR^2} (-\alpha.M_0.T_1 + \beta.M_{01}.T_{11})$$

$$H_{\varphi} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} I_0 (I_{1H} + I_{2H})$$

Algorithme général pour les calculs avec SIMLIGHTNING



Fichier data pour Simlightning :

DIBFELD.DAT1 - “Simlightning” input data file

```
0.001  5000.0  1.0
5.0    0.005
10     60.0

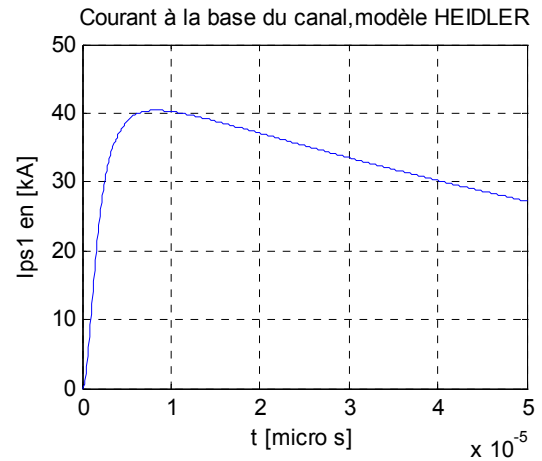
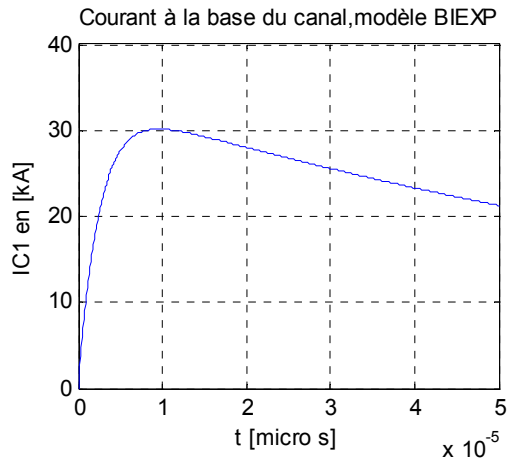
11.7   0.25    2.5    2
6.5    2.1     230.0  2
0.633333333333  2.0    7.0
```

DIBFIELD.DAT 2 - “Simlightning” input data file

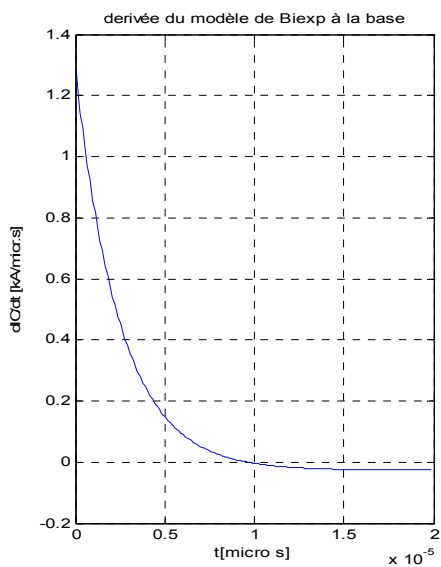
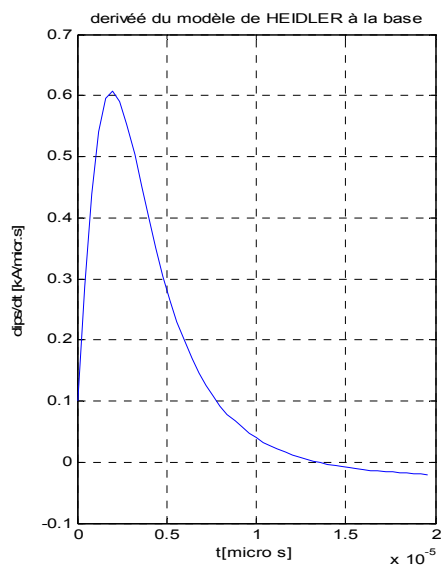
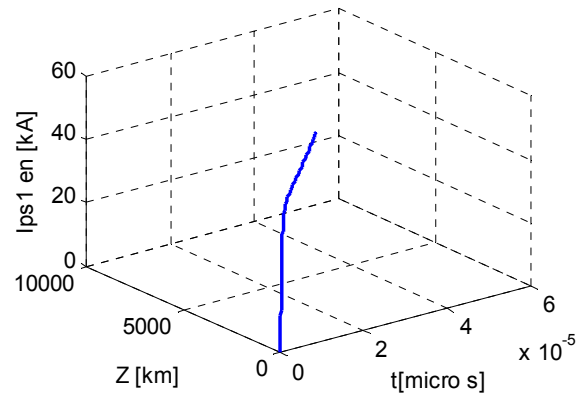
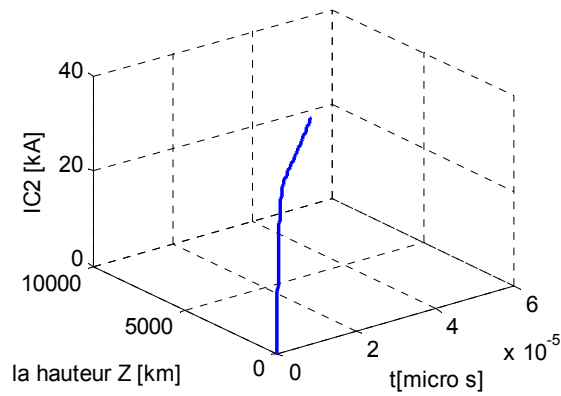
```
8.E3 H:
1.3E8 v:
10.7E3,0.25E-6,2.5D-6,2.E0 I01 [A] ,TAU11 [s] ,TAU12 [s] ,N1
6.5E3,2.1E-6,230.E-6,2.D0 I02 [A] ,TAU21 [s] ,TAU22 [s] ,N2

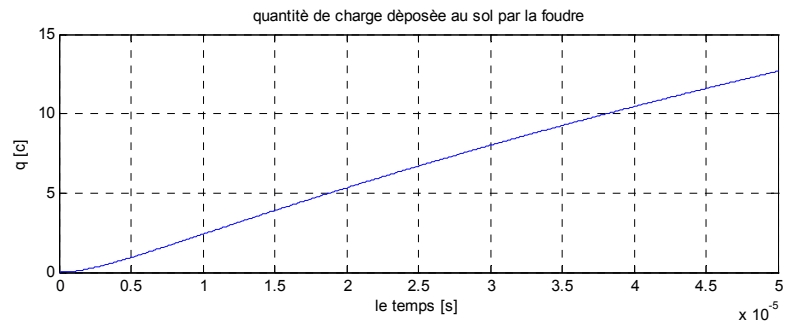
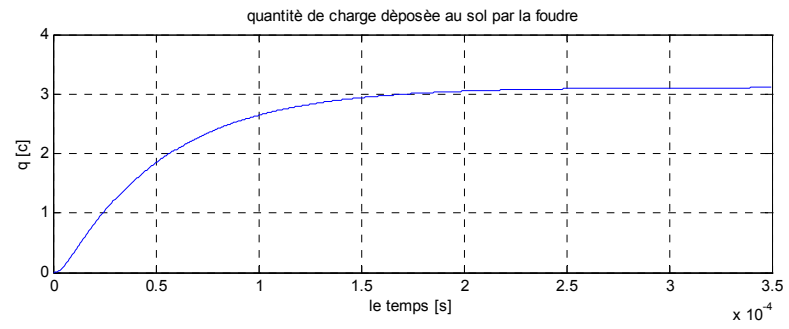
0.E0,0.5E4,3.E5 ID [A] ,ALFA [s-1] ,BETA [s-1]
1.E-6
1.E3,7.5E0 OL:
50.E0,-500.E0 D1,D2
2.D-6 TMIN:
7.D-6 TMAX:
10. DELTAY: pas d'integration spatial
3.D-8 DELTAT: temps d'integration temporel
20 DTS: pas d'interpolation temporel
```

Les résultats ci dessous représente une démonstration du SIMLIGHTNING pour des données quelconque du réseau, de la foudre et le modèle géométrique adopté



courant de l'Arc en retour MTLE avec BIEXP à la base du canal courant de l'Arc en retour, MTLE avec M.HEIDLER à la base du canal





Liste des tableaux

N°	Titre du tableau	Page
1.1	Paramètres électriques d'un coup de foudre	15
3.1	Récapitulatif des paramètres de la ligne et de la propagation	44
'4.1	<i>Modèles existants sur la distribution spatio-temporelle du courant de l'arc en retour de la foudre.</i>	52
'4,2	<i>paramètres définissent la forme d'onde de courant de foudre à la base du canal suivant Heidler</i>	55
4.3	<i>$P(z')$ et v pour les cinq modèles d'ingénieurs ([Rakov,2002]).</i>	56
4.4	<i>Paramètres pour fonction de Heidler</i>	56
5.1	Différentes écritures approximatives des paramètres de la ligne et de la terre	91
6.2	Choix des moyens de protection à effectuer en fonction de type de surtension	107
6.1	Périodicité des vérifications des protections contre la foudre	101

Liste des figures

N°	Titre de la figure	page
Chapitre I		
1.	Répartition du niveau Kéraunique sur le globe terrestre	6
2.	Eclair de la foudre, image prise en Floride USA [10]	7
3.	a) Electrical equilibrium between the earth and the atmosphere through lightning (adapted from [Uman,1987]) b) Répartition du champ électrique dans un nuage orageux	7
4.	Catégories des coups de foudre	8
5.	a. Développement du traceur par pas (stepped leader). b. Développement de l'arc en retour (return stroke) c. Traceur obscur (dart leader) et arc en retour subséquent (subséquent return stroke)	10
6.	Séquence traceur descendant – arc en retour dans un éclair	10
7.	Ondes typiques de tension et de courant dans le canal de la foudre	11
8.	Onde de surtension normalisée par la CEI	12
9.	Distribution Statistique des coups de foudre	14
10	Forme moyenne normalisée du courant à la base du canal ; principal(dessus) et subséquent (dessous)	16
Chapitre II		
1.	Coup de foudre sur conducteur de phase et propagation bidirectionnelle	24
2.	Coup de foudre sur conducteur garde et propagation bidirectionnelle	25
3.	Atténuation de propagation dissipation d'énergie dissipée	26
4.	distorsion de propagation par retard de propagation	27
5.	Influence de l'effet couronne sur l'amplitude générale des contraintes	28

	électriques	
6.	cycle de charge $q=f(u)$ obtenue des essais de C.Gary [13] aux laboratoires d'EDF	29
7.	Linéarisation d'un cycle de charge $q=f(U)$	30
8.	Modèle d'une géométrie de ligne aérienne	32
9.	Couplage électrostatique d'une ligne triphasée	33
10	Modèle analogique d'une ligne triphasée avec effet couronne transitoire	34
	Chapitre III	
1.	Modèle d'une longueur élémentaire dx , d'une ligne à constantes réparties	38
2.	Onde de surtensions progressive et réfléchi par impact direct et par induction	39
3.	Montage expérimental utilisé pour les mesures de la propagation	42
4.	Photos des Montages expérimental utilisé pour les mesures de la propagation LRE/EPFL Décembre 2005	42
5.	Schéma électrique du générateur de choc à répartition	44
6.	Etats de propagation expérimentaux de surtensions à l'extrémité d'une ligne(1-7)	47-49
	Chapitre IV	
1.	Modèle géométrique adopté pour l'étude du phénomène du couplage	51
2.	Courant de l'arc en retour dans canal de la foudre ; Modèle MTLE avec $i(0,t)$ de Heidler simlightning	53
3.	Formes d'onde typiques normalisées du courant à la base du canal pour le premier arc en retour négatif et les arcs suivants , données par Berger et al	53
4.	Courant à la base du canal de la foudre :a).mesure expérimentale, b) : formulation de Heidler,c) : formulation de Heidler et B-iexponentielle.	55
5.	Propagation du courant de l'arc en retour suivant le modèle de BG	57
6.	Propagation du courant de l'arc en retour suivant le modèle de TL	57
7.	Un exemple de comparaison entre les calculs et les mesures obtenus en adoptant les deux modèles TL et MTL par [49] et celles obtenues par Simlightning [18].	57
8.	Distribution spatiale et temporelle du courant de l'arc en retour le long du canal pour les différents modèles[33].	58
9.	Champ électrique verticale et champ magnétique azimutale, mesures expéri	61

10	Montage expérimental pour mesures du champs électromagnétique.	63
11	Images du laboratoire HT et les montages Expérimentaux au LRE/EPFL en Suisse (Decembre2005)	64
12	MESURES EXPERIEMNTALE : Champs électriques verticaux, horizontaux, champs magnétiques Azimutales, et courant induit dans un conducteur voision	68-69
13	les courbes dans la colonne gauche obtenues par la nouvelle formulation , les courbes de la colonne droite représentent des mesures expérimentales et de calcul par Rakov[40] a) E verticale, b)E horizontale, c)H magnétique azimuthal	78
14	les courbes dans la colonne gauche obtenues par la nouvelle formulation pour le cas particulier , les courbes de la colonne droite représentent des mesures expérimentales et de calcul par F. Rachidi et E. Petrach [26] a) E verticale, b)E horizontale, c)H magnétique azimuthal	80
	Chapitre V	
1.	Modèle géométrique [40] adopté pour le calcul des surtensions induites	82
2.	Illustration de l'interaction Electromagnétique entre le champ rayonné par de la foudre et une ligne électrique aérienne	83
3.	Action du champ Electromagnétique éxitateur de la foudre sur une ligne électrique aérienne	83
4.	Schéma équivalent du couplage en fonction du champ électrique et magnétique excitateurs M.TAYLOR	87
5.	Schéma équivalent du couplage en fonction du champ électrique exciteateur M.AGRAWAL	88
6.	Schéma équivalent du couplage en fonction du champ magnétique exciteateur M RACHIDI	88
7.	Surtensions induites et contributions des composantes du champ électromagnétique	89
8.	Meme configuration pour application du modèle d'AGRAWAL	90
9.	Discrétisation de la ligne suivant un déplacement longitudinal X (spatial)	92
10	discrétisation de la ligne suivant le temps t (temporel)	93

11	a) Surtension induite calculer par LIOV b) Surtension induite calculer par la FDT [50]	94
	Chapitre VI	
1.	Surface de captation d'une structure	98
2.	Surface de captation d'une structure munie d'une cheminée	99
3.	Eclateur HT/MT	102
4.	image d'un poste de transformation avec parafoudre	103
5.	Structure interne d'un parafoudre à oxide de Zinc	104
6.	:Structure interne d'un parafoudre à oxide de Zinc	

Index des Symboles et Abreviations

Symboles et Abreviations	Designations
N_k	Niveau kéraunique,
N_L	foudroiemment de la ligne,
N_1	foudroiemment du conducteur horizontal le plus élevé
L	longueur de la ligne en km,
l	largeur de la ligne en m (entre les conducteurs extérieurs),
α	facteur d'influence des pylônes et des câbles de garde
E_p	Tension de Peek d'apparirion d'effet couronne
R, L, C, G	Paramètres lineique transversales et longitudunale de la ligne
q	Quantité de charge sur et autour du conducteur
Δq	Quantité de charge additive par effet courone
q_g	Quantité de charge sans effet couronne
C_d	Capacité dynamique du conducteur par effet couronne
ΔC	capacité additive par effet courone
C_{cor}	Capacité couronne
v	la vitesse de propagation
A	amplitude de l'ensemble des contraintes affectant les postes.
n	le nombre total des contraintes.
ΔA	reduction de l'amplitude des contraintes
P	pression de l'air en cm Hg m.
m	coefficient d'état de surface du conducteur.
r	rayon du conducteur .
V_j	Potentiel des conducteurs
α_{ij}	Coefficient d'influence de potentiel
C_{ij}	Coefficient de couplage électrostatique
d_{ij}, d'_{ij}	Distance entre phases de la ligne et entre phase et sol
h	Hauteur de la ligne
α_{cor}	Coefficient d'influence de potentiel
U_p	onde progressive,
U_r	onde réfléchie
Z_{Cco}	Impédance caracteristique avec effet couronne
$r(x)$	Coefficient de reflexion
τ	Coefficient de transmission
P	constante de propagation
Z_0 et Z_L	impédances aux extrémités de la ligne
C_1	capacité de choc (réservoir d'énergie)
C_2	capacité de l'objet en essai + capacité du diviseur de tension
R_1	résistance de queue d'onde (parallèle)
R_2	résistance front d'onde (série)
L	self-inductance du circuit, due aux dimensions et composants physiques
(BG)	Le modèle de Bruce et Golde
(TL)	le modèle Transmission Line de Uman et McLain

(MULS)	Le modèle de Master ,Uman, Lin et Standler $i(z',t)=i_u+i_p+di_{cs}$
(TCS)	Le modèle Travelling Current Source de Heidler
(MTLE)	Le modèle de Nucci, Rachidi et all
(DU)	Le modèle de Diendorfer et Uman
λ	constante de décroissance due à l'effet couronne
v	vitesse de propagation de l'arc en retour dans le canal
z'	distance de propagation de 0 à H
$I(z',t)$	Courant del'arc en retour
$I(0,t)$	Courant dans la base du canal de la foudre
$I_{o1}, I_{o2}, \alpha, \beta, \gamma \text{ et } \delta$	paramètres de la forme d'onde double exponentielle
I_{0i}	l'amplitude du courant à la base du canal
τ_{1i}	la constante de temps du front
τ_{2i}	la constante de décroissance
η_{1i}	le facteur de correction d'amplitude et n est un exposant compris entre 2 et 10.
I_{0i}	l'amplitude du courant à la base du canal
$E_r, E_z :$	champ Horizontal et champ vertical
$H\phi$	champ magnétique azimuthal.
R	Distance d'observation variable avec z'
r	Distance d'observation horizontale
Z'	Distance de propagation de l'arc en retour
z	Hateur du point d'observation au sol
E^e, B^e	champ électromagnétique exciteur
E^{inc}, B^{inc}	Champs incidents
E^{ref}, B^{ref}	Champs réfléchis par le sol
E, B	Champs électrique et magnétique totaux
E^s, B^s	Champ diffusé ou diffracté ('scattered field')
Z'_w	impédance interne linéique du conducteur (approchée1)
Z'_g	impédance du sol
σ	Conductivité du sol
$S1, S2$	surfaces équivalentes de captation de la foudre d'une structure,
Ae	La surface de capture équivalente
Ng	la densité de foudre local,
Nd	fréquence attendue de coups de foudre directs
Nc	La fréquence acceptée de coups de foudre,
E	protection d'efficacité