

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université Mohamed Khider – Biskra
Faculté des Sciences et de la technologie
Département : Génie électrique
Ref :



جامعة محمد خيضر بسكرة

جامعة محمد خيضر بسكرة
كلية العلوم و التكنولوجيا
قسم: الهندسة الكهربائية
المرجع.....

Thèse présentée en vue de l'obtention
Du diplôme de
Doctorat en sciences
EN ELECTROTECHNIQUE

**MODELISATION NUMERIQUE DE LA
PROTECTION PRIMAIRE CONTRE LA Foudre
DANS LE CAS DES TERRE HETEROGENES.**

Présentée par :
KHECHEKHOUCHE Ali
Soutenue publiquement le 14/05/2017

Devant le jury composé de :

Dr. Srairi Kamel	Professeur	Président	Université de Biskra
Dr. Ben Attous Djilani	Professeur	Directeur de Thèse	Université d'El-Oued
Dr. Ben Chouia Med Toufik	Professeur	Examineur	Université de Biskra
Dr. Zallouma Laid	Maître de Conférence A	Examineur	Université d'El-Oued

"بسم الله الرحمن الرحيم"

﴿هو الذي يريكم البرق خوفا وطمعا وينشئ

السحاب الثقال ويسبح الرعد بحمده و

الملائكة من خيفته ويرسل الصواعق

فيصيب بها من يشاء وهم يعدلون في الله و

﴿هو شديد المحال﴾

صدق الله العظيم

سورة الرعد

Remerciements

Tout d'abord, je remercie dieu -ALLAH- de tout puissant de m'avoir donné le courage et la patience durant toutes ces années d'études.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude et mes sincères remerciements à Monsieur **Djilani BEN ATTOUS**, professeur à l'université d'El-Oued, pour avoir dirigé ce travail, pour ses grandes compétences scientifiques ainsi que pour ses conseils, ses remarques toujours constructives.

Mes sincères remerciements aux messieurs les membres du jury pour l'honneur qu'ils me font en participant au jugement de ce travail.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur **SRAIRI Kamel**, professeur à l'université de Biskra, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse.

Monsieur **BEN CHOUIA Mohammed Toufik** professeur à l'université de Biskra, qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'examiner et d'évaluer ce travail.

Par ailleurs je tiens à adresser mes vifs remerciements à Monsieur **ZALLOUMA Laid** Maître de conférence à l'université d'El-Oued

Je remercie également tous les membres de laboratoires de Haute Tension de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger ENP, Monsieur le Professeur **Boubakeur Ahmed**, directeur de recherche au Laboratoire de Haute Tension à l'ENP. Qu'il me soit permis de lui exprimer mes sentiments de gratitude pour le soutien qu'il m'a apporté dans ce travail. Monsieur **A. Mekhaldi**, Professeur à l'ENP, Monsieur **M. TEGUAR**, Professeur à l'ENP.

Je tiens à remercier vivement toutes personnes qui m'ont aidé de près ou de loin à élaborer et réaliser cette thèse.

Khechekhouché Ali

Dédicace

Je dédie ce travail à l'esprit de mon père, ma mère, pour avoir suscité ma vocation et permis d'achever mes études.

Je dédie ce travail à ma famille, mon frère Abderrahmane et mes sœurs pour leur soutien moral

Je remercie mes parents, ma femme Dr Nadjiba, mes enfants Amine Zenib et Nour.

Mes amis, Talal ... pour leurs pensées pour moi, leurs tendres mots et leur affectation sans limites qui m'ont donné la force de continuer même quand les difficultés me semblaient insurmontables.

ملخص

Résumé

Abstract

النمذجة العددية للحماية من الصواعق الكهربائية في حالة تربة غير متجانسة

الملخص:

الهدف من هذا البحث هو إيجاد شدة الحقل الكهربائي على سطح مستوي غير متجانس لنظام قضيب-سطح وذلك بطرق المحاكاة، هذا النظام يحاكي القفزة الأخيرة لرأس قناة صاعقة كهربائية سالبة نازلة، وهذا تحديدا قبل الصدمة الأخيرة. وقد تطرقنا إلى نموذجان من أجل دراسة ظاهرة ما قبل التفريغ للصواعق الكهربائية. الطريقة الأولى هي دراسة النمذجة بالمحاكاة العددية أما الثانية فتجريبية. و خلال هاذين النموذجان تمكنا من دراسة تأثير التربة على احتمالية مكان اصطدام الصاعقة بالأرض. لقد سمحة النمذجة بالمحاكاة العددية وذلك بالاستعانة بطريقة العناصر المحددة بمعرفة توزيع الحقل الحقل الكهربائي على هذا السطح غير المتجانس وذلك أثناء مراحل تطور م قبل التفريغ للصاعقة. في ما يخص هذا النموذج لاحظنا وجود تناظر اسطواني يميز الأرض غير المتجانسة و المتألف من مركبتين. و لقد استخدمنا من أجل النموذج الثاني طريقة الملتقط ذو السعة الموزعة لقياس شدة الحقل في عدة نقاط من المستوي و بعدة أشكال لهذا النظام. النتائج المتحصل عليها في بحثنا قد تؤدي في مجملها إلى تحسين تفسير الأعمال السابقة في نفس المجال و التي أجريت من قبل مخابر للتوتر العالي في مجال صلادة المجال الهوائي لنظام قضيب-ارض غير متجانس. من خلال هذه النتائج لاحظنا زياد معتبرة في شدة الحقل الكهربائي وذلك على مستوى مكان الفاصل بين مركبتي التربة المدروسة هذه الزيادة متعلق أساسا بمعامل التوصيلية الكهربائية لكل نوع من التربة أيضا تأثير المسافة الفاصلة بين محول قضيب المنتج للصاعقة مكان الفاصل بين المركبتين .

الكلمات المفتاحية : الحقل الكهربائي، صلادة المجال الهوائي، ارض غير مسطحة، أرض غير متجانسة، ما قبل التفريغ للصاعقة، طريقة العناصر المحدودة، طريقة الملتقط ذو السعة الموزعة.

MODELISATION NUMERIQUE DE LA PROTECTION PRIMAIRE CONTRE LA Foudre DANS LE CAS DES TERRE HETEROGENES

Résumé :

L'objectif de nos travaux de recherche est de déterminer numériquement l'intensité du champ électrique à la surface d'un plan hétérogène d'un système tige-plan. Ce système simulerait l'étape finale d'un traceur de foudre descendant négatif juste avant l'impact final. Nous avons établi deux modèles représentant le phénomène de la prédécharge de foudre. Le premier était un modèle mathématique et le deuxième était un modèle expérimental. A l'aide de ces deux modèles nous avons étudié l'influence de l'hétérogénéité du sol sur l'impact probable par la décharge de Foudre.

Le modèle mathématique nous a permis, à l'aide de méthode d'élément finis, de calculer l'intensité du champ électrique sur la surface du sol hétérogène lors de l'évolution de la prédécharge de foudre. La structure de ce modèle présentait une symétrie cylindrique qui caractérisait le sol hétérogène constitué de deux composantes.

Ainsi, nous avons utilisé une sonde à capacité répartie pour déterminer l'intensité du champ en différents points du sol pour différentes configurations du système utilisé, par un modèle expérimentale.

Les résultats de nos travaux contribuent à l'amélioration de l'interprétation des résultats d'investigations précédemment faites au Laboratoire de Haute Tension de l'ENP dans le domaine de la rigidité des intervalles d'air tige-plan discontinu et hétérogène.

L'intensité du champ électrique à la surface du sol est augmentée au niveau de l'interface de ces deux composantes. Cette augmentation dépend des conductivités des composantes du sol, de la distance h entre la prédécharge et le sol et de la distance D qui sépare l'axe de cette décharge et l'interface.

Mots clé : champ électrique, rigidité des intervalles d'air, terre discontinue, terre hétérogène, Méthode d'élément finis, prédécharge de foudre.

DIGITAL MODELLING OF PRIMARY PROTECTION LIGHTNING IN THE CASE OF EARTH HETEROGENOUS

Abstract :

The aim of our research investigations is to numerically determine the electric field intensity on the surface of a heterogeneous plane of a rod-plane arrangement. This system simulates the final step of a negative lightning stepped leader just before the final impact. We have established two models representing the phenomenon of pre-discharge lightning. The first was a mathematical model and the second was an experimental model. Using these two models we have studied the influence of the heterogeneity of the earth on the probable impact of the discharge of lightning.

The mathematical model has permitted us, using finite element method to calculate the electric field intensity on the surface of heterogeneous earth, during the evolution of the pre-discharge lightning. The structure of this model had a cylindrical symmetry that characterized the heterogeneous earth consists of two components.

Thus, we used probe with distributed capacity to determine the field strength at various points of earth for different configurations of the system used by an experimental model.

Our investigations contribute to improve the interpretation of investigations results previously carried out at the ENP High Voltage Laboratory in the field of rod-discontinuous plane air gaps strength.

The intensity of the electric field at the ground surface is increased at the interface of these two components. This increase depends on the conductivities of the earth components,

Key words: predischage lightning, Electric field measurement, air gaps strength, discontinuous earth, the conductivities, finite element method, heterogeneous plane.

Table des matières

Table des Matières

INTRODUCTION GENERALE.....	1
Chapitre I	
Foudre et Protection contre la foudre	
INTRODUCTION.....	4
I.1 ELECTRICITE ATMOSPHERIQUE ET PHENOMENE PRECURSEUR.	4
I.1.1 le condensateur terrestre.....	4
I.1.2 le Nuage Orageux I.1.2.1 Formation des nuages	5
I.1.2.2 Formation des charges électriques	5
I.1.3 Champ Electrique au sol	6
I.2 SEVERITE ORAGEUSE	8
I.2.1 Niveau kéraunique et la densité des coups de foudre au sol.....	8
I.2.2 Facteurs locaux influencent le foudroiement.	9
I.2.2.1 Facteur topologique.....	9
I.2.2.2 Facteurs géologiques.....	9
I.2.3 Dispositif de mesure de la densité de foudroiement.	10
I.2.3.2 Compteur optique.....	11
I.2.3.3 Comptage et localisation par triangulation	11
I.3 CLASSIFICATION DES COUPS DE Foudre.	11
I.3.1 Classification des coups de foudre.....	11
I.3.2 DEROULEMENT D'UN COUP DE Foudre.....	12
I.3.2.1 Coup de foudre ascendant.....	12
I.3.2.2 Coup de foudre descendant.....	13
I.4 FORMES ET AMPLITUDES DES IMPULSIONS DES COUPS DE Foudre.	14
I.4.1 Formes des décharges négatives	14
I.4.2 Formes des décharges positives	15
I.4.3 Distribution des amplitudes	15
I.4.4 Autres paramètres caractérisant la foudre.	17
I.4.6 Les effets de la foudre.....	18
I.5 PROTECTION CONTRE LA Foudre	20
I.5.1 Introduction.....	20
I.5.2 Le mécanisme d'impact d'un coup de foudre.....	20

I.5.3 Le modèle électrogeometrique.....	21
I.5.3.1 Champ généré au sol par le traceur descendant	21
I.5.3.2 Distance d'amorçage du modèle de Whitehead	23
I.5.4 Critique du modèle électrogéométrique	25
I.5.5 Application du modèle électrogéométrique	25
I.5.5.1 Méthode de la sphère fictive	26
I.5.5.2 Zone de capture d'une tige verticale	27
I.6 CONCLUSION.....	29

Chapitre II

Phénomènes de conduction des Diélectriques

INTRODUCTION.....	30
II.1. DISTRIBUTION DU CHAMP AU SOL.....	30
II.1.1 Composition, permittivité, conductivité	30
II.1.2 Equation de continuité.	31
II.1.3 Les temps caractéristiques de la prédécharge de foudre.....	33
II.2 CONDUCTION DANS LES LIQUIDES DIELECTRIQUES	34
II.2.1 Conduction volumique.....	34
II.2.2 Phénomène d'injection d'ions	35
II.2.3 Autres phénomènes de conduction :	36
II.3 CONDUCTION DANS LES GAZ.....	36
II.3.1 Conduction volumique dans les gaz	37
II.3.2 Décharges électriques dans les gaz.....	38
II.4 DECHARGE COURONNE	41
II.4.1 Cas d'une pointe négative.....	41
II.4.1.1 Apparence lumineuse :	41
II.4.1.2 Influence de la nature du gaz :	42
II.4.1.3 Stabilité du phénomène :	42
II.4.2 Cas d'une pointe positive.....	43
II.4.2.1 Apparence lumineuse :	43
II.4.2.2 Stabilité du phénomène :	43
II.5 INFLUENCE DES PROPRIETES ELECTROGEOLOGIQUES DU SOL SUR LA PREDECHARGE DE Foudre.	44
II.5.1 Cas d'un sol homogène mauvais conducteur.....	45

II.5.2 Cas d'un sol hétérogène.....	48
II.5.3 Cas d'un sol discontinu.....	49
II.6 CONCLUSION	50

Chapitre III

Etude numérique de la configuration point-plan hétérogène

INTRODUCTION.....	51
III.1 CONSIDERATION DES PHENOMENES NATUREL.	51
III.1.1 Prédécharge de foudre.....	51
III.1.2 Déplacement des charges dans le sol.....	52
III.1.3 Description mathématique des phénomènes naturels.....	53
III.2 LE CHOIX DU DOMAINE A ETUDIER.....	54
III.3 LA RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON A L'AIDE DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS.	56
III.4. RESOLUTION NUMERIQUE.....	60
III.4.1. Conditions initiales de la densité de charge au sol.....	61
III.4.2. Maillage du domaine.....	61
III.4.3. Détermination des éléments du système d'équations à résoudre.....	62
III.4.4. Introduction des conditions aux limites.....	62
III.4.5. Résolution du système d'équations algébriques linéaires.....	63
III.5. DETERMINATION DU CHAMP ELECTRIQUE AU SOL.....	63
III.6. DETERMINATION DE LA DENSITE DE COURANT AU SOL.....	64
III.7. DETERMINATION DE LA VARIATION DE LA DENSITE DE CHARGE.....	64
III.8. RESOLUTION DU SYSTEME DANS LES CAS PARTICULIERS.....	66
III.8.1. Cas examinés.....	66
III.8.2. Résultats obtenus.....	69
III.9 CONCLUSION	79

Chapitre IV

Technique Expérimentale

IV.1 INTRODUCTION	80
IV.2 GENERATION DES ONDES DE CHOC.....	81
IV.3 TENSION DE CHOC DELIVREE.....	82
IV.4 DETERMINATION DE LA TENSION $U_{0\%}$	83

IV.5 CORRECTIONS ATMOSPHERIQUES.....	84
IV.5.1 Influence de la densité relative de l'air	84
IV.5.2 Influence de l'Humidité	84
IV.7 Mesure du champ par la méthode de la sonde à capacités réparties (S.C.R).....	85
IV.7.1 Circuit de mesure :	85
IV.7.2 Equation reliant V_{luc} au champ E	85
IV.7.3 Détermination de la constante de la sonde k_s	87
IV.6 MODELES EXPERIMENTAL	87
IV.6.1 Modèle expérimental avec terre homogène	88
IV.6.1.1 Détermination de la tension $U_{0\%}$	88
IV.6.1.2 Distribution du champ en fonction de la distance tige-axe de la sonde	89
IV.6.1.3 Distribution du champ en fonction de la longueur de l'intervalle d'air (h).....	90
IV.6.1.4 Distribution du champ en fonction de la tension $U_{0\%}$	90
IV.6.2 Modèle expérimental avec terre discontinue.....	93
IV.6.3 Modèle expérimental avec terre hétérogène.....	98
IV.6.3.1 Présentation du modèle.	98
IV.6.3.2 Essais.....	98
VI.7 CONCLUSION.....	102

Chapitre V

Conclusions Générale

CONCLUSIONS GENERALE.....	103
---------------------------	-----

Références

Table des Figures

Figure I.1. Structure générale d'un nuage orageux.....	06
Figure I.2. Champ électrique au sol crée par un nuage orageux	07
Figure I.3. Amplification du champ au sommet d'une aspérité.....	07
Figure I.4. Différents types de décharges.....	11
Figure I.5. Représentation de différents étape de coups de foudre.....	12
Figure I.6. Déroulement spatio-temporel d'un coup descendant	14
Figure I.7. Formes typiques des différents courants de foudre.....	15
Figure I.8. Distribution statiques des coups de foudre.....	16
Figure I.9. Description des différentes étapes du coup de foudre	21
Figure I.10. Champ électrique au sol crée par un traceur descendant.....	22
Figure I.11. Champ électrique au sol en fonction de l'altitude du traceur	23
Figure I.12. Distance d'amorçage en fonction de l'amplitude du courant de foudre ...	24
Figure I.13. Méthode de la sphère fictive appliquée à une tige verticale.....	26
Figure I.14. Zone de capture et de protection d'une tige verticale.....	27
Figure I.15. Zone de capture d'une tige verticale.....	28
Figure I.16. Zone de Protection.....	29
Figure II.1. Caractéristique tension-courant d'un gaz	37
Figure II.2. Effet Couronne cas d'une pointe négative.....	42
Figure II.3. Système tige-plan avec terre mauvaise conductrice.....	45
Figure II.4. Influence de la conductivité et de l'épaisseur de la couche mauvaise conductrice sur la tension à 100% de décharges disruptives ($U_{100\%}$)	46
Figure II.5. La tension à 50% de décharges disruptives ($U_{50\%}$) en fonction de la conductivité du sol.....	47
Figure II.6. Système tige-plan avec terre hétérogène.....	48
Figure II.7. Tension $U_{50\%}$ en fonction de la distance dans le cas de la tige négative...	49
Figure II.8. Configuration du système tige-plan avec sol discontinu.....	49

Figure III.1. Schéma-bloc des relations entre le potentiel, le champ électrique, la densité de courant et la variation de la densité des charges dans le sol.....	53
Figure III.2 Structure du domaine à étudier.....	55
Figure III.3 Notation de l'élément « é » du domaine dans le système de coordonnées cylindrique.....	58
Figure III.4 Notation concernant un élément « é » les nœuds sont définis par les indices i et j	58
Figure III.5 Liaison entre le volume élémentaire V' et l'élément « é » du domaine	66
Figure III.6 Organigramme du programme numérique.....	68
Figure III.7 Distribution du champ électrique au sol hétérogène (sable sec).....	70
Figure III.8 Densité de charge électrique au sol hétérogène (sable sec).....	71
Figure III.9 Distribution du champ électrique au sol hétérogène (sable humide).....	72
Figure III.10 Densité de charge électrique au sol hétérogène (sable humide).....	73
Figure III.11 Distribution du champ électrique au sol hétérogène (sable humide).....	75
Figure III.12 Densité de charge électrique au sol hétérogène (sable humide).....	76
Figure III.13 Distribution du champ électrique au sol hétérogène (sable sec).....	77
Figure III.14 Densité de charge électrique au sol hétérogène (sable sec).....	78
Figure IV.1 Schéma simplifié du générateur de choc.....	81
Figure IV.2 Forme de l'onde de choc de foudre.....	83
Figure IV.3 Schéma montrant la méthode de mesure.....	85
Figure IV.4 Modèle expérimental avec terre homogène mauvais conductrice.....	88
Figure IV.5 champ électrique mesuré au sol pour les différents intervalles de h.....	90
Figure IV.6 Influence de l'intervalle d'air (h) sur le champ électrique	91
Figure IV.7 Influence de la tension $U_{0\%}$ sur le champ électrique au sol $h=8$ cm....	92
Figure IV.8 Influence de la tension $U_{0\%}$ sur le champ électrique au sol $h=16$ cm....	92
Figure IV.9 Modèle expérimental de terre discontinue en présence de la sonde à capacité répartie.....	93
Figure IV.10 Configurations du modèle expérimental dans le cas de terre discontinue.....	94
Figure IV.11 Champ électrique en fonction de position de la sonde ($h=16$ cm).....	95
Figure IV.12 Champ électrique en fonction de position de la sonde ($h=16$ cm).....	97

Figure IV.13 Modèle expérimental de terre hétérogène en présence de la sonde à capacité répartie.....	100
Figure IV.14 Distribution de champ électrique au sol hétérogène ($D/h=0$).....	100
Figure IV.15 Distribution de champ électrique au sol hétérogène ($D/h=1$).....	101
Figure IV.16 Distribution de champ électrique au sol hétérogène ($D/h=2$).....	101

Notations et Symboles

R_t	Rayon de la terre
R_e	Rayon de l'électrosphère
ϵ_0	Permittivité de l'air
N_g	Nombre de coups de foudre par km^2 et par an
Y_g	Facteur de correction
k	Nombre total des coups de foudre enregistrés
R_g	Rayon d'action de compteur
N_k	Niveau kéraunique moyen
N_s	densités de coups de foudre au sol par km^2 et par an
N_n	éclaircs intra-nuage par km^2 et par an
K	nombre annuel d'impulsions enregistrées
R_s	rayons de détection en km
φ_1	la probabilité de coup de foudre
t_i	le temps initial du phénomène de la décharge de foudre
t_f	le temps final du phénomène de la décharge de foudre
h	constante de Planck
ν	fréquence de l'onde lumineuse
μ_r	La perméabilité relative
TC	constante de temps
ρ_0	densité de charge initiale d'une substance
σ	la conductivité des diélectriques
J	densité du courant dans le matériau
τ	le temps de relaxation du liquide
L	la distance parcourue par les ions pendant le temps de relaxation
L_{inj}	la longueur typique la zone chargée
K_i	la mobilité des ions
K_e	la mobilité des électrons
v_i	la vitesse de migration d'un ion v_i
n_0	le nombre des électrons émis par la cathode

x	la distance entre les électrodes
n	le nombre d'électrons reçus par l'anode
α	le coefficient d'ionisation
p	la pression du gaz
A	une constante
B	une constante
γ	le deuxième coefficient Townsend
$U_{100\%}$	tension à 100% de décharges disruptive
$U_{50\%}$	tensions à 50% des décharges disruptives
P	Prédécharge de la foudre
h	hauteur de la prédécharge
σ_1 et σ_2	conductivité des composantes du sol hétérogène
ε_1 et ε_2	permittivité des composantes du sol hétérogène
FEM	La méthode des éléments finis
NT	le nombre total des nœuds
Q_{nuage}	charge du nuage
$C_{\text{système}}$	la capacité du système nuage - terre
R	le rayon du domaine cylindrique
d	la hauteur du domaine cylindrique
Q_{sol}	charge du sol
R'	le résidu
E_p	Le champ sous la prédécharge
E_i	Le champ sous l'interface
S.C.R	la sonde à capacités réparties
T.R	transformateur de réglage
THT	Transformateur de haute tension
Rc	Résistance de charge
R _s	Résistance série équivalente
R _p	Résistance parallèle équivalente
C1	Condensateur de choc
C2	Condensateur de charge

Tf	durée de front
Tq	durée de mi-amplitude
U0%	tension pour laquelle il n'y a pas une disruption
Z0	impédance d'entrée de l'oscilloscope
Rm	résistance de l'atténuateur ou diviseur
Ks	la constante de la sonde
Eexp	champ électrique expérimental
Eth	champ électrique théorique
e	profondeur de l'interface

Introduction

Générale

INTRODUCTION GENERALE

Évaluée en termes de risque, la nécessité de la protection contre la foudre n'est plus à démontrer. En effet, elle réduit les risques et les dégâts matériels si elle fait l'objet d'un soin attentif [ROY84].

Les principales études, dans le but d'atteindre une meilleure protection, avaient pour objet l'explication du phénomène physique de la décharge électrique. Ces investigations ont permis d'élaborer une méthode de détermination de la distribution du champ électrique au sol.

Cette méthode est basée sur une nouvelle connaissance du mécanisme d'impact de la foudre, et mise en œuvre au moyen d'un modèle appelé « modèle électrogéométrique ». Bien que ce dernier constitue, néanmoins, une approche cohérente de la protection contre la foudre dans le cas d'un sol homogène et parfaitement conducteur, hypothèse rarement rencontrée en réalité, il ne présente pas une perfection absolue. En effet, sa formulation simpliste actuelle néglige un grand nombre de paramètres essentiels à une bonne détermination des points d'impact de la foudre. Parmi ces paramètres, les propriétés électrogéologiques semblent avoir une influence importante sur les caractéristiques des décharges atmosphériques [GAR89].

Au cours de son développement, la foudre explore les masses conductrices métalliques voisines pour trouver facilement un exutoire, et de ce fait, il vaudrait mieux l'y aider par des interconnexions appropriées que de lui opposer des obstacles qui risquent de présenter un point faible. L'idée essentielle de tout système de protection, est donc de véhiculer sans danger les grandes quantités de charges électriques transportées par la foudre vers la masse terrestre, moyennant des paratonnerres horizontaux ou verticaux [GAR89].

Dans le but d'atteindre une meilleure protection contre la foudre, des travaux de recherche sont menés grâce au développement de nouvelles méthodes de détection et de localisation des coups de foudre à une connaissance améliorée du processus physique de la décharge, à une meilleure compréhension de l'interaction entre la foudre et une structure au sol et à des conditions d'essais plus valides. Ces travaux ont permis d'élaborer une nouvelle méthode de détermination de la zone de protection d'une tige verticale [BER75]. Cette méthode est basée

sur la connaissance du mécanisme d'impact de la foudre et est mise en œuvre au moyen d'un modèle mathématique appelé le modèle électrogéométrique [GOL81].

Vu le nombre limité des investigations effectuées dans ce domaine, le Laboratoire de Haute Tension de l'ENP contribue, depuis 1985, à l'étude de l'influence des propriétés électrogéologiques sur l'impact de la décharge de foudre et pour élargir ces études le Laboratoire aborde une nouvelle vue, qui concerne la distribution du champ électrique au niveau du sol. Dans le cas de notre étude le sol a été choisi le cas limite qui représente la terre hétérogénéité.

Pour effectuer ce travail, nous avons d'abord étudié le phénomène de la décharge de foudre, ainsi que les propriétés électriques du sol. Afin de simuler les phénomènes naturels, nous avons par la suite établi deux modèles, le premier mathématique et la seconde expérimental.

La modélisation numérique nous a permis d'étudier numériquement la variation de l'intensité du champ électrique à la surface d'un sol hétérogène, En utilisant la méthode d'élément finis. A l'aide du modèle pratique, nous avons pu étudier la répartition du champ électrique, ainsi que, les points d'impact des décharges sur un tel sol.

Pour les deux modèles le sol hétérogène était constitué de deux composantes de conductivités différentes. Le traceur de foudre a été simulé par un conducteur vertical. Nous n'avons pris en considération que le traceur négatif descendant qui représente le cas le plus fréquent de décharge de foudre sur un sol plat [BOU95][AGU87].

Notre thèse s'articule autour de quatre chapitres. Les deux premiers collectent les éléments bibliographiques nécessaires et permettant de cerner les connaissances actuelles se rapportant au sujet traité.

Le premier chapitre de cette thèse débute par un exposé sur la physique des orages et les caractéristiques électriques de la foudre. La compréhension de ces phénomènes nous aide à concevoir le système de protection contre la foudre. Nous présentons ainsi une brève description des mécanismes d'impacts, qui expliquent comment se décide le point de chute d'un coup de foudre et la présentation de l'influence des propriétés électrogéologiques du sol sur le point d'impact de la foudre. Les principaux résultats d'investigations sur des terres homogènes, hétérogènes et discontinues sont analysés.

Le deuxième chapitre est consacré aux mécanismes de rupture diélectrique qui sont extrêmement complexes, ils dépendent de la forme de la tension appliquée ainsi que la polarité mais aussi, les contraintes électriques qui déterminent les caractéristiques constructives des isolations autorégénératrices. Nous avons présenté aussi, les résultats des travaux effectués sur l'étude de la rigidité des intervalles d'air tige-plan aux laboratoires qui montre que les propriétés électrologiques du sol ont une grande influence sur la distribution du champ électrique au sol.

Dans le troisième chapitre, la modélisation numérique par la méthode des éléments finis a été présentée, le modèle mathématique étudie l'influence de l'hétérogénéité du sol sur l'impact probable de décharge de foudre, nous traduirons ces phénomènes naturels en code numérique et nous donnerons la méthode de résolution qui nous permettra de constater l'influence de l'hétérogénéité du sol sur l'impact de la foudre.

Les techniques expérimentales utilisées dans notre étude sont présentées avec soin dans le quatrième chapitre, avec la méthode de la sonde à capacité répartie utilisée, pour la mesure du champ électrique.

Enfin, nous terminons cette thèse par une conclusion générale.

Chapitre I

Foudre et

Protection contre

la foudre

INTRODUCTION

Dès le commencement du transport de l'énergie électrique, les ingénieurs ont été confrontés à la foudre et ses effets sur les ouvrages tels que les lignes ou les postes d'extrémités. Ils se sont rapidement aperçus que ce phénomène atmosphérique constituait l'une des contraintes majeures dont il fallait tenir compte. Malgré le grand nombre de travaux consacrés à la foudre par les chercheurs de nombreux pays, depuis plusieurs décennies, ce phénomène reste encore assez mal connu. Les connaissances acquises résument à des données macroscopiques essentiellement descriptives. Cette situation provient en grande partie de la nature insaisissable de la foudre qui frappe où elle veut et quand elle veut [BER75][KIN85].

I.1 ELECTRICITE ATMOSPHERIQUE ET PHENOMENE PRECURSEUR.

I.1.1 le condensateur terrestre.

La terre et l'électrosphère (couche de la haute atmosphère ionisée et située à environ 50 km d'altitude) peuvent être considérées comme les armatures d'un gigantesque condensateur sphérique. Entre les deux, la troposphère et la stratosphère constituent le diélectrique [GOL81]. On peut donc assimiler le système électrosphère – globe terrestre à un condensateur sphérique dont la capacité est donnée par la relation suivante [AGU87] :

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0}{\left(\frac{1}{R_t} + \frac{1}{R_e}\right)} \quad (I.1)$$

Avec $R_t = 6367$ km Rayon de la terre

$R_e = 6467$ km Rayon de l'électrosphère

$\epsilon_0 = 8,85.10^{-12}$ F /m

A partir de ces données, nous obtenons une capacité qui vaut environ 46 mF [AGU87].

Des mesures montrent qu'il existe par beau temps un champ électrique faible permanent, dirigé vers le bas (c'est à dire haute atmosphère positive, terre négative) dont l'amplitude est de l'ordre de 100 à 120 V/m. Le condensateur terrestre est donc chargé en permanence [GAR94].

I.1.2 le Nuage Orageux

I.1.2.1 Formation des nuages

Les nuages orageux sont d'énormes masses, généralement de type cumulo-nimbus, qui peuvent s'étendre sur plusieurs kilomètres carrés et qui se situent généralement entre des altitudes variant de 2 à 15 km. Ils sont constitués par des gouttes d'eau à leur partie inférieure et des particules de glaces à leur partie supérieure. Leur formation est due à l'apparition des courants atmosphériques ascendants dont la vitesse peut dépasser 20 km/h. Si les conditions de température et d'humidité sont convenables, il se produit une détente de l'air humide au cours de son ascension avec refroidissement entraînant la condensation [BER75][KIN85].

L'ascension du nuage se produit jusqu'à ce que l'équilibre de densité soit atteint avec l'air environnant, vers 10 à 12 km d'altitude. A ce niveau, la stratosphère est atteinte, et les violents courants horizontaux qui y régnent balayent le sommet du nuage, lui donnant la forme caractéristique dite « en enclume ». Or, l'air n'est pas un diélectrique parfait. Il existe toujours un certain nombre d'ions positifs et négatifs créés par les radiations cosmiques ou par la radioactivité naturelle au sol. Ces ions sont entraînés par le champ électrique (les ions négatifs se dirigent vers le bas et les positifs vers le haut) ; ce mouvement va engendrer un courant électrique atmosphérique qui a pour effet de décharger le condensateur terrestre. Une évaluation approximative [KUF84] a permis d'obtenir une densité de courant de $3 \cdot 10^{-12}$ A/m² ce qui correspond sensiblement à un courant permanent de 1500A pour le globe terrestre.

I.1.2.2 Formation des charges électriques

De très nombreuses théories ont été imaginées pour rendre compte des mécanismes de séparation puis de transfert de charges. Parmi les théories les plus répondues [GAR94], celles où le vent ascendant maintient en suspension des gouttelettes qui s'enrichissent et grossissent de plus en plus jusqu'à finir par se briser. Or, on constate que la pulvérisation de l'eau par un courant d'air a pour effet de l'électrifier : Les particules légères, chargées positivement sont entraînées par les courants ascendants vers le sommet du nuage et les particules lourdes chargées négativement, tombent sous l'action de leur poids. Mais ni cette théorie ni les autres ne suffisent à expliquer les faits observés et aucune ne semble réellement satisfaisante, le phénomène reste encore assez mal connu.

Quoi qu'il en soit, à la fin du processus de séparation, le haut du nuage constitué de cristaux de glace est chargé positivement et le bas constitué de gouttelettes d'eau chargées négativement, avec parfois une petite région chargée positivement. [KUF84][NOR95]

La figure (I.1) montre la structure générale d'un nuage orageux qui constitue donc un véritable dipôle

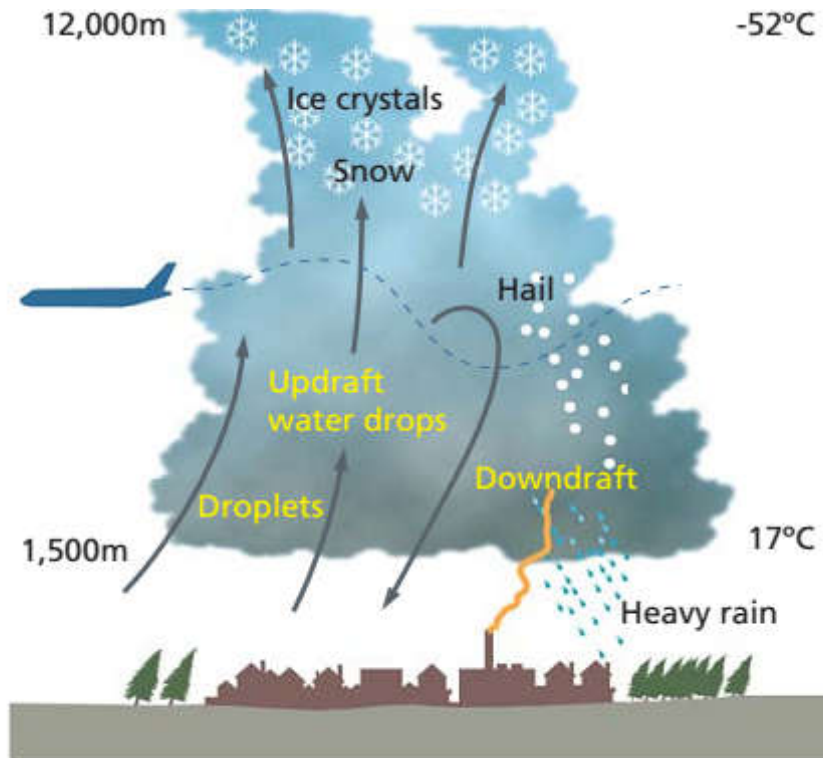


Figure I.1 Structure générale d'un nuage orageux

I.1.3 Champ Electrique au sol

Nous avons vu qu'il existe par beau temps un champ électrique permanent dirigé vers la surface du sol dont l'amplitude est de l'ordre de 100 à 150 V/m. A l'approche du nuage orageux, le champ électrique commence à s'inverser puis croit considérablement. Lorsqu'il atteint une valeur de 15 à 20 kV/m, une décharge au sol devient imminente (Fig.I.2) [GAR94][KUF84].

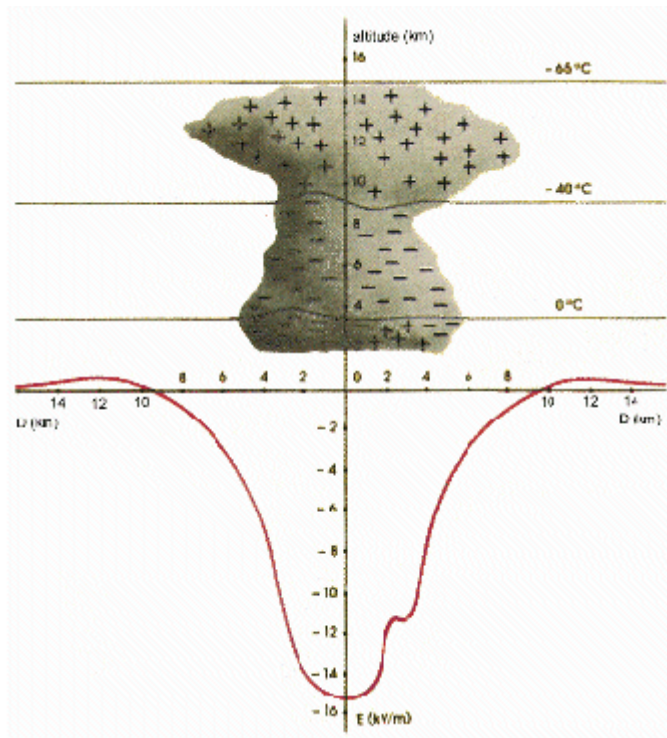


Figure I.2. Champ électrique au sol créé par un nuage orageux

Les valeurs de champ électrique au sol indiquées ci dessus supposent un sol horizontal plat, mais la présence des aspérités, par effet de concentration de champ augmente considérablement le champ au sommet de l'aspérité. A titre d'exemple, le champ au sommet d'une hémisphère est le triple du champ moyen. Pour un demi-ellipsoïde pointue cet effet s'accroît encore : ainsi pour un rapport de 30 entre grand axe et petit axe de l'ellipsoïde, le champ est renforcé par un rapport de 300 (Fig.I.3) [BER75][KIN85].

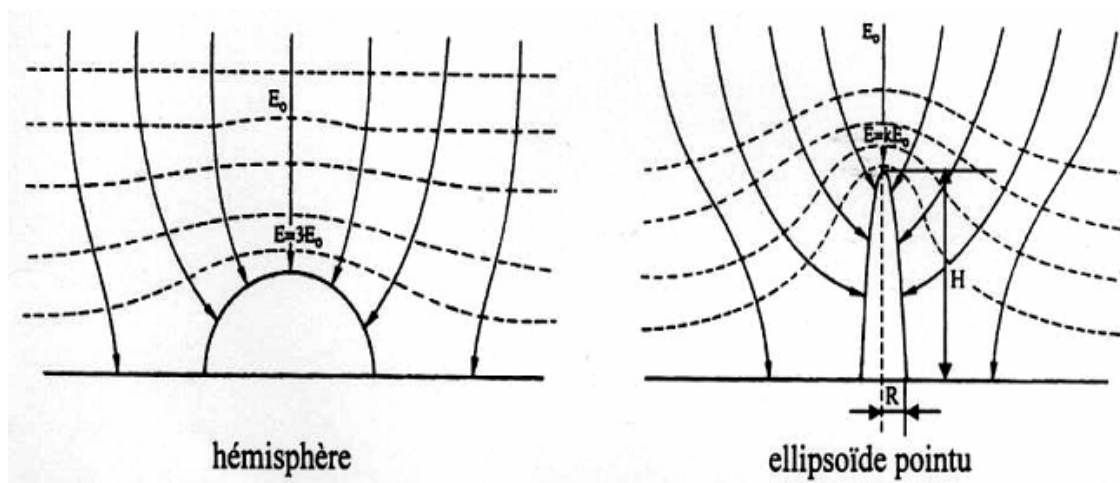


Figure I.3. Amplification du champ électrique au sommet d'une aspérité

I.2 SEVERITE ORAGEUSE

I.2.1 Niveau kéraunique et la densité des coups de foudre au sol

Comme la sévérité orageuse diffère d'une région à l'autre, elle est caractérisée par un niveau kéraunique qui est par définition le nombre de jours par an où le tonnerre a été entendu (annual thunderstorm-day) [JOB97] En Algérie le niveau kéraunique est de l'ordre de 15 [BOU87]. Dans d'autres régions du globe ce niveau peut être considérablement élevé : il est de l'ordre de 100 en Floride aux Etat Unis et dépasse 180 dans certaines régions d'Afrique tropicale et en Indonésie [NOR95].

La notion de niveau kéraunique est insuffisante pour pouvoir fournir une mesure utilisable de la sévérité orageuse, car elle ne donne aucune indication, ni sur la fréquence de foudroiement, ni sur l'existence de zones localisées particulièrement foudroyées. Parmi les définitions les plus rigoureuses de la sévérité orageuse, nous avons la densité de coup de foudre en nombre de coups par km² et par an. Elle peut être déterminée à partir des enregistrements des compteurs de foudre dans une région donnée, à condition que les caractéristiques de réponse du compteur soient bien connues.

L'une des formules proposées par les chercheurs, est la suivante [NOR95]

$$N_g = \frac{Y_g k}{(\pi R_g^2)} \quad (I.2)$$

Avec :

N_g : Nombre de coups de foudre par km² et par an.

Y_g : Facteur de correction ; c'est le rapport entre le nombre de coups de foudre à la terre ayant actionné le compteur et le nombre total de coups de foudre enregistrés par le compteur.

k : Nombre total des coups de foudre enregistrés.

R_g : Rayon d'action de compteur.

En l'absence de données détaillées sur la densité de coups de foudre au sol, plusieurs chercheurs ont imaginé différentes relations entre ce paramètre et le niveau kéraunique observé, allant de relations linéaires à des équations de la forme [BOU89] :

$$N_g = a.N_k^b \quad (I.3)$$

Avec :

N_k : Niveau kéraunique moyen

a et b : étant des constantes obtenues en général empiriquement d'après des études de comportement à la foudre d'une région donnée. Ainsi pour une région où le niveau kéraunique est un peu élevé [KUF84]

$$N_g = 0,023 \cdot N_k^{1,25} \quad (I.4)$$

D'autres expressions ont été aussi proposées, dont les principales sont : [KUF84]

$$N_g = N_k (0.1 + 0.35 \sin \alpha) \cdot (0.4 \pm 0.2) \quad (I.5)$$

$$N_g = N_k^{(1.9 \pm 0.1)} \cdot (2.6 \pm 0.2) \times 10^{-3} \quad (I.6)$$

α : Altitude de la région considérée

I.2.2 Facteurs locaux influencent le foudroiemnt.

La densité de coup de foudre au sol, n'est en réalité qu'une indication moyenne de la sévérité orageuse d'une région donnée. Il existe probablement des zones localisées particulièrement foudroyées ; on les appelle communément des << nids d'orage >>. Des études ont permis de songer à 3 facteurs possibles [GAR94].

I.2.2.1 Facteur topologique.

Des zones préférentielles peuvent exister du simple fait des conditions privilégiées de formation des nuages orageux, c'est le cas des orages de chaleur. D'autre part, des mouvements d'air canalisés par des vallées ou des fleuves, favorisent l'existence de couloirs orageux. Ainsi, la foudre ne frappe pas toujours les points les plus élevés. En montagne, les versants des vallées sont souvent plus foudroyés que les sommets.

I.2.2.2 Facteurs géologiques.

Le point d'impact exact d'un coup de foudre ne semble se déterminer que dans la partie la plus inférieure de la trajectoire du traceur. Ce ne seraient donc que des facteurs locaux qui pourraient avoir une action sur la décision de l'impact. La présence de saillies, arbres, bâtiments, cheminées est l'un de ces facteurs. Les observations concernent le foudroiemnt

des lignes de haute-tension, ainsi que les résultats de travaux de laboratoires qui ont montré que la conductivité des sols pourrait être un autre facteur important. Ces résultats permettraient d'allouer aux failles humides, aux nappes d'eau, à des terrains marécageux, une certaine attirance préférentielle pour la foudre [BER75][KIN85].

Une étude a été faite par le groupe de travail CIGRE et a montré que la topographie et le type de terrain peuvent modifier de façon considérable la distribution statistique des courants de crête de foudre.

I.2.2.3 Conductivité de l'air.

La concentration en ions dans l'air (ou la conductivité, celle-ci étant la conséquence de celle-là) a parfois été invoquée pour expliquer un nid d'orage. Mais il n'existe à l'heure actuelle pratiquement pas de données expérimentales à partir d'observations sur le terrain [JOB97].

I.2.3 Dispositif de mesure de la densité de foudroiement.

Plusieurs dispositifs ont été imaginés pour mesurer la densité de foudroiement d'une région, on peut citer trois types de dispositifs :

I.2.3.1 Compteur CIGRE :

L'un d'eux, le plus répandu et le plus connu, mesure la variation du champ électrique local produit par une décharge atmosphérique. Son principe s'apparente à celui d'un récepteur radioélectrique, L'appareil est accordé à une petite antenne. L'expression suivante est utilisée pour déterminer la densité de coups de foudre au sol à l'aide d'enregistrement d'un compteur CIGRE:

$$N_s = \frac{K}{\pi} [R_s^2 + \frac{N_n}{N_s} \cdot R_s^2]^{-1} \quad (I.7)$$

Avec :

K : est le nombre annuel d'impulsions enregistrées par le compteur.

Ns et Nn : sont respectivement les densités de coups de foudre au sol et d'éclairs intra-nuage par km² et par an,

Rs et Rn : sont les rayons de détection, en km, relatifs à ces deux types de décharges.

Selon des observations directes, le rapport Nn/Ns serait de l'ordre de 7 à 9 pour les régions tropicales, et de 2 à 3 pour les régions tempérées [GAR94].

I.2.3.2 Compteur optique.

Cet appareil permet de photographier directement une portion du ciel orageux. Il est composé d'un miroir horizontal, au-dessus duquel est placé, dans son axe, un appareil photographique visant son sommet. Après avoir exposé le film on peut compter, et localiser les décharges au sol entre nuage

I.2.3.3 Comptage et localisation par triangulation

Ce compteur est basé sur la triangulation radio goniométrique du champ électromagnétique. Ce type d'appareil est plus perfectionné et c'est le seul dispositif sérieux qui permettrait d'obtenir une carte précise de la densité de foudroiement [BER75].

I.3 CLASSIFICATION DES COUPS DE Foudre.

I.3.1 Classification des coups de foudre

Sous l'effet des charges électriques d'un nuage orageux et au cours de leur formation, le champ électrique au sol et à l'intérieur du nuage varie considérablement. Lorsqu'il atteint la valeur limite de claquage, il y a une décharge électrique, qui se répartit en trois types principaux [BER75][GOL81]:

- ✓ Les décharges entre nuage sont l'éclair (Fig.I.4.a).
- ✓ Les décharges à l'intérieur du nuage- sont l'éclair (Fig.I.4. b).
- ✓ Les décharges entre nuage et terre, sont les coups de foudre (Fig.I.4.c)

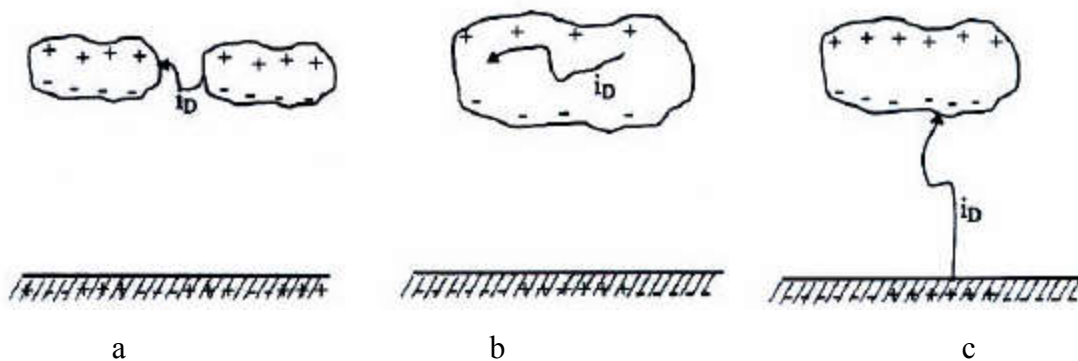


Figure I.4 Différents type de décharge

La première phase d'un coup de foudre commence par le développement d'une prédécharge peu lumineuse ou traceur soit à partir de la base du nuage ou à partir du sol. On assiste après à l'amorçage d'un arc empruntant le canal ionisé de la prédécharge. On définit quatre grandes catégories de coup de foudre, en fonction de la polarité de la base de nuage déchargé, positive ou négative et en fonction du sens de propagation du traceur ascendant ou descendant.

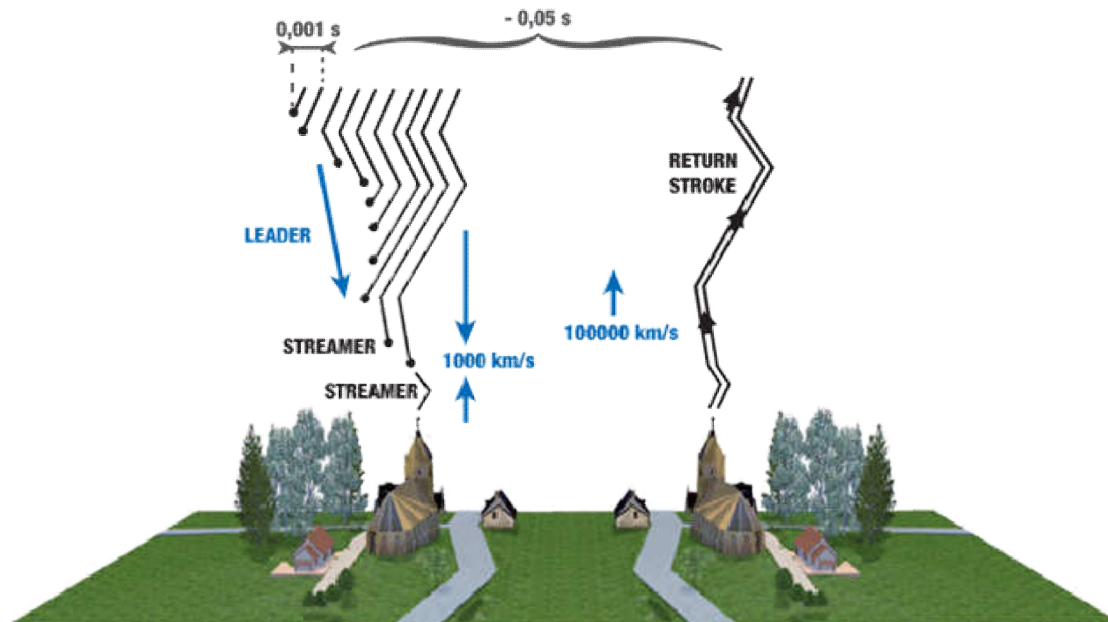


Figure I.5. Représentation de différentes étapes de coups de foudre

Les coups de foudre descendant positive et négative sont les plus fréquentes, 80 à 90 % dans les régions tempérées, tandis que les coup ascendant positive et négative présente 20 à 10 % des cas ; La dernière configuration est extrêmement rare [AGU87][GOL81].

I.3.2 DEROULEMENT D'UN COUP DE FOUDRE

I.3.2.1 Coup de foudre ascendant

Les coups de foudres ascendants sont généralement produits dans des endroits d'importantes prééminences, où les effluves d'effet couronne apparaissent au sommet des aspérités. Ces effluves se développeraient d'autant plus loin et avec plus d'intensité que la dimension de la prééminence est importante. A partir d'une certaine intensité d'effluves, le phénomène se modifie brusquement et peut se développer plus loin pour atteindre le nuage, c'est le coup de

foudre ascendant. Ceci est fréquemment observé à partir des tours dont la hauteur dépasse 300 m, et à partir des grattes-ciel.

La chronologie des événements pour le cas le plus fréquent (ascendant positif) est la suivante aux premiers temps on observe l'apparition de filaments couronnes issus d'un tronc ionisé commun, qui est l'amorce d'un traceur. A partir d'une certaine valeur du champ électrique, ce traceur se développe brusquement en direction du nuage avec une vitesse moyenne de 2 à $6 \cdot 10^4$ m/s [BOU91]. Au cours de cette progression, le traceur se ramifie plusieurs fois, et on assiste à la formation d'une arborescence. Au moment où ces ramifications lèchent la base de nuage, il s'établit une décharge, dont la durée peut atteindre la seconde, et qui écoule des courants de l'ordre du millier d'ampères [KUF84].

I.3.2.2 Coup de foudre descendant

A l'inverse du traceur positif, le traceur d'un coup de foudre descendant négatif se développe en progressant vers la terre par bonds successifs de 50 à 100 m (Stepped leader). Entre les bonds, on observe des temps d'arrêt de l'ordre de 40 à 100 μ s, avec une vitesse de progression moyenne de 0,15 à 0,20 m/ μ s (deux fois plus grande que celle du traceur ascendant positif). Dès que la pointe du traceur se rapproche du sol, des prédécharges ascendantes se développent généralement depuis un arbre, une salie, en direction du traceur descendant, alors qu'elles n'existaient auparavant que sous forme d'effluves d'effet couronne localisées [BOU98][XEM94].

Lorsque l'une de ces prédécharges et le traceur par bonds se rejoignent, il s'établit un court-circuit entre le nuage et le sol, qui va permettre le passage d'un courant de forte intensité, neutralisant les charges de ce dernier ; on observe alors un trait fortement lumineux qui progresse depuis le sol jusqu'au nuage avec une vitesse estimée à 10^8 m/s. C'est l'arc de retour ou « return stroke » [SOU94][SCH97].

Lorsque la première décharge cesse de s'écouler, il peut se passer 100 ms avant qu'une seconde décharge n'apparaisse. Cette seconde décharge commence par l'apparition d'un traceur (dart leader) qui progresse d'une façon continue (contrairement au stepped leader) en suivant le même chemin établi par le stepped leader dont la vitesse de propagation est de l'ordre de 10^6 m/s et plusieurs décharges successives peuvent ainsi avoir lieu selon ce type de mécanisme[SAB99][ROU94][PHI94].

La figure (I.6) montre l'évolution temporelle d'un coup de foudre descendant négatif

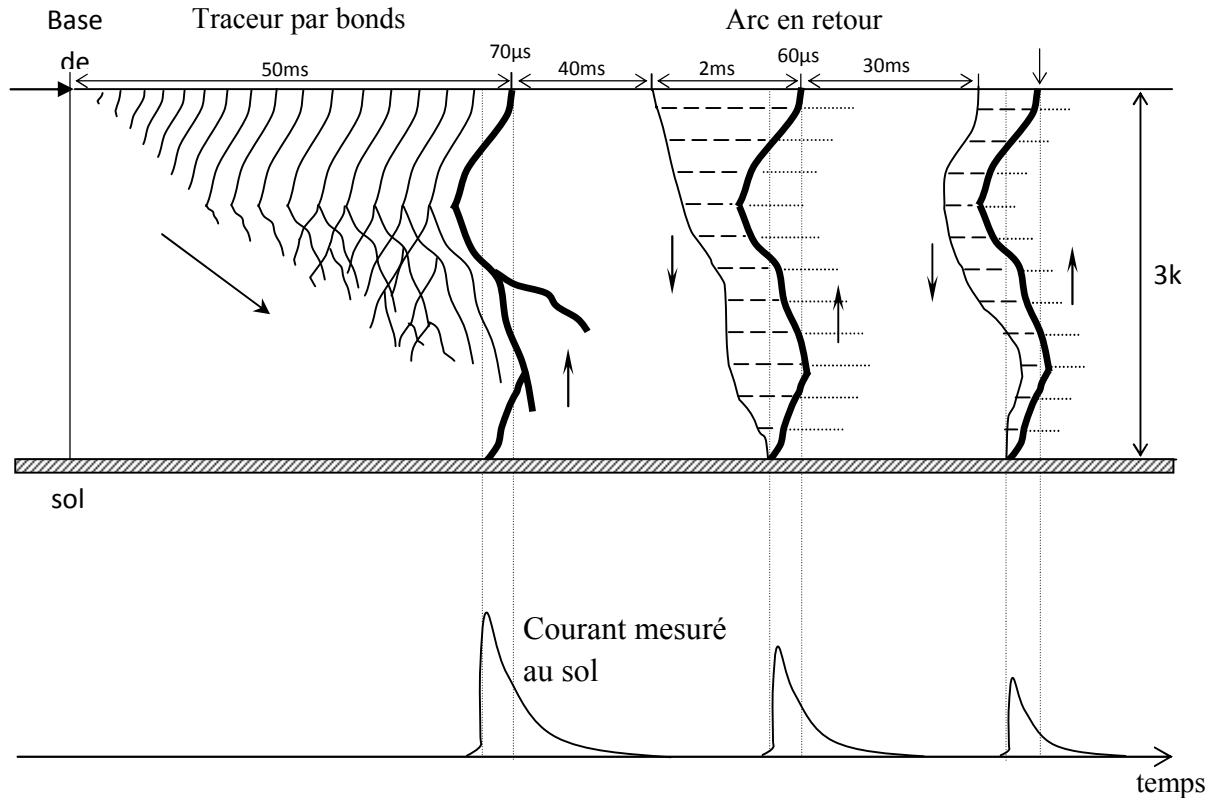


Figure I.6 Déroulement spatio-temporel d'un coup descendant et courant mesurés à la surface de la terre. [KUF84]

I.4 FORMES ET AMPLITUDES DES IMPULSIONS DES COUPS DE Foudre.

I.4.1 Formes des décharges négatives

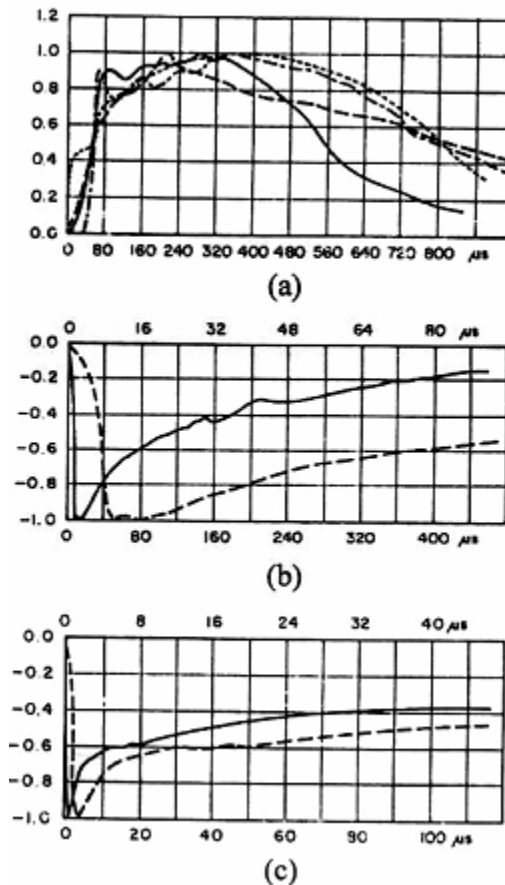
Les courants des coups de foudre négatifs offrent une grande variété de combinaisons de courants impulsionnels et de courants persistants. Le courant d'un coup de foudre complet présente plusieurs impulsions, et on distingue le premier coup et les coups subséquents (Fig.I.6).

Le premier coup se caractérise par un temps de montée de zéro jusqu'à la valeur de crête de l'ordre de 10 à 20 μs , une durée de queue de l'ordre d'une centaine de microsecondes et une amplitude variant entre 3 et 200 kA [BOU89].

Pour les coups subséquents la durée de front est très courte, inférieure à 1 ms, mais la queue de l'onde est bien plus régulière que dans la première décharge, leur amplitude est inférieure à celle de la première décharge, dépassant rarement 20kA (Fig.I.6) [KUF84][BOU89].

I.4.2 Formes des décharges positives

Le coup de foudre positif (Fig.I.7) est constitué d'une seule impulsion qui dure de 0.1 à 0.2 s (très supérieure à celle du coup de foudre négatif), à durée du front qui varie entre 20 et 50 μ s, cependant ils sont plus violant ; l'amplitude du courant peut atteindre des très fortes valeurs supérieures à 100kA [AGU87][GAR94]



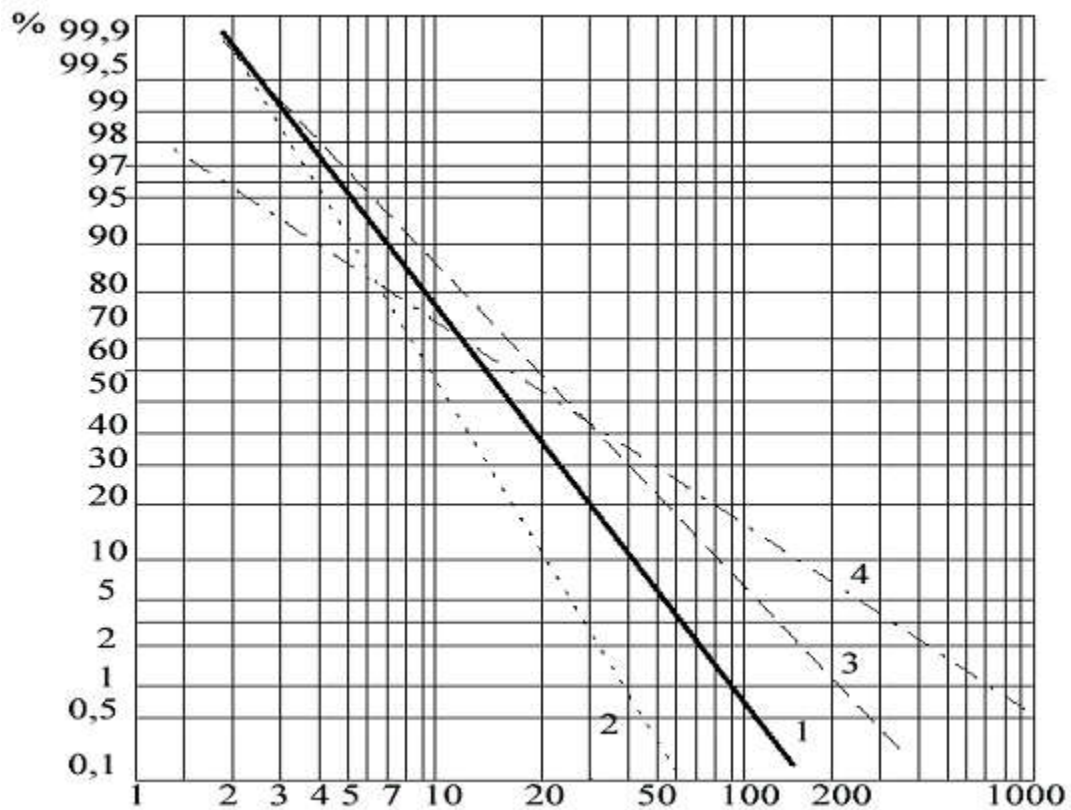
- a. Impulsion de foudre positif.
- b. Première impulsion négatifs
- c. Impulsion négative subséquente

Figure I.7. Formes typiques des différents courants de foudre

I.4.3 Distribution des amplitudes

L'analyse des données mondiales obtenues à partir des mesures sur les courants des coups de foudre enregistrés, montre que la distribution des courants de foudre et des raideurs de front obéissent à une loi de probabilité de type log-normale [NOR95].

La figure (I.8) représente la distribution globale des amplitudes des différents types de coups de foudre.



Amplitude du courant de foudre en kA

- (1) Coups de foudre négatifs, première décharge
- (2) Coups de foudre négatifs, décharge secondaire
- (3) Moyenne
- (4) Coups de foudre positifs

Figure I.8. Distribution statistique des coups de foudre

Pour exprimer la probabilité qu'un coup de foudre dépasse l'intensité I , la formule suivante a été proposée [KUF84][JOB97] :

$$\log \varphi_1 = 2 - I / 60 \quad (\text{I.8})$$

Avec φ_1 Exprimé en % si I est exprimé en kA.

Les conséquences que l'on peut retenir sont :

- L'amplitude des courants de coups de foudres positifs peut atteindre des très grandes valeurs, supérieures à 150 kA dans 10 % des cas.
- L'amplitude des courants de foudre négatifs est, en général plus faible, la valeur à 10% des cas étant de l'ordre de 50 kA.

I.4.4 Autres paramètres caractérisant la foudre.

Outre les grandeurs déjà citées, il existe d'autres caractéristiques utiles à connaître [KUF84]:

✓ **Vitesse de variation (raideur) maximale du courant, $(di/dt)_{max}$,:**

La raideur maximale a pratiquement toujours lieu sur le front montant du coup de foudre. Ce paramètre sert au calcul des tensions induites dans les circuits électriques voisins.

✓ **Intégrale d'action $\int i^2 dt$**

Ce paramètre exprime l'énergie spécifique ou l'énergie dissipée dans une résistance de 1 Ohm. C'est la caractéristique qui doit être prise en compte pour l'estimation des effets thermiques, par exemple pour le calcul de la section d'une descente de paratonnerre, en fonction de l'échauffement acceptable.

✓ **Charges totales neutralisées au cours d'une décharge de foudre :**

Ce paramètre sert à l'évaluation de l'effet de fusion. La quantité de métal fondu au point d'impact, sur une tige de paratonnerre ou sur une toiture métallique, est proportionnelle à la charge écoulée.

✓ **Durée totale d'une décharge :**

Cette durée peut atteindre 1 seconde pour les coups de foudre positifs et 0,2 à 2 secondes pour les coups de foudre négatifs.

✓ **Nombre de réilluminations au cours d'une décharge :**

Le nombre de réilluminations est de l'ordre de 4 pour les coups de foudre descendant négatifs. Tous ces paramètres se caractérisent par des valeurs présentant une très grande dispersion d'un coup à l'autre. De plus, leur distribution statistique obéit à une loi de probabilité log-normale.

Le tableau ci dessous résume quelques grandeurs importants concernant les caractéristiques électriques des différents types d'impulsions des coups de foudre, pour les trois niveaux de probabilité retenus par la comité technique de la CEI.

Paramètres	Unité	Probabilité		
Amplitude		95%	50%	5%
Premier coup	kA	7	33	85
subséquent		4,6	12	30
coup positif		4,6	35	250
Raideur max		95%	50%	5%
Premier coup	kA/μs	9,1	24	56
subséquent		10	40	162
coup positif		0,2	2,4	32
Energie spécifique		95%	50%	5%
Premier coup	A ² s	6,0 10 ³	5,5 10 ⁴	5,5 10 ⁵
subséquent		5,5 10 ²	6,0 10 ³	5,2 10 ⁴
coup positif		2,5 10 ⁴	6,5 10 ⁵	1,5 10 ⁷
Charge totale		95%	50%	5%
Décharge négative	C	1,3	7,5	40
Décharge positive		20	80	350
Durée totale		95%	50%	5%
Décharge négative	ms	0,15	13	1100
Décharge positive		14	85	500

Tableau I.1. Paramètres caractéristiques de la décharge de foudre [GAR89]

I.4.6 Les effets de la foudre

Les effets de la foudre sont liés aux caractéristiques du courant de foudre, et par conséquent on peut s'attendre aux effets suivants:

I.4.6 .1 Effet thermique [GAR89]

L'intégrale d'action permet de calculer l'énergie libérée par une charge située au point de chute de la foudre, si l'on connaît sa résistance équivalente. Dans la mesure où cette résistance reste constante, l'énergie dissipée s'écrira :

$$w = R \int_{t_i}^{t_f} i^2 dt \quad (I.9)$$

où t_i et t_f sont respectivement le temps initial et final du phénomène.

Des effets thermiques importants apparaissant donc surtout en des points de fortes résistances, comme dans les mauvais conducteurs, où beaucoup d'énergie est libérée sous forme de chaleur par le passage de courant.

I.4.6.2 Effet électrodynamique [GAR89]

Des effets mécaniques plus au moins importants peuvent se produire, là où des parties du chemin parcouru par la foudre se trouvent dans un champ magnétique d'une autre partie. Dans ce cas, plus l'écart entre ces parties est faible, plus les effets deviennent importants.

I.4.6.3 Effets conduits ou rayonnés

La mauvaise cohérence de raisonnement entre paratonnerre, descente et prise de terre fait que sur une infrastructure existant, en plus des perturbations rayonnées, des perturbations conduites sont captées par induction sur les circuits intérieurs.

I.4.6.4 Effets chimiques [GAR89]

La décharge électrique de l'éclair apporte une énergie suffisante pour que la relation chimique suivante ait lieu à partir de l'oxygène de l'air O_2



où :

h : constante de Planck : $6,63 \cdot 10^{-34}$

ν : fréquence de l'onde lumineuse.

I.4.6.5 Effets acoustiques

Le déclenchement extrême rapide du premier arc en retour génère une chaleur considérable (30000 K) et une pression très élevée du canal de foudre (2 atmosphère et plus) . Il est à l'origine des ondes de choc, elle même à l'origine de l'onde sonore (tonnerre). Le niveau de pression acoustique peut atteindre 155 dB [ROY84].

I.4.6.6 Effets électromagnétiques

La foudre génère des ondes électromagnétiques à large spectre de fréquence qui atteint les fréquences de transmission radiophoniques provoquant ainsi des perturbations radiophoniques [GAR89]

I.5 PROTECTION CONTRE LA Foudre

I.5.1 Introduction

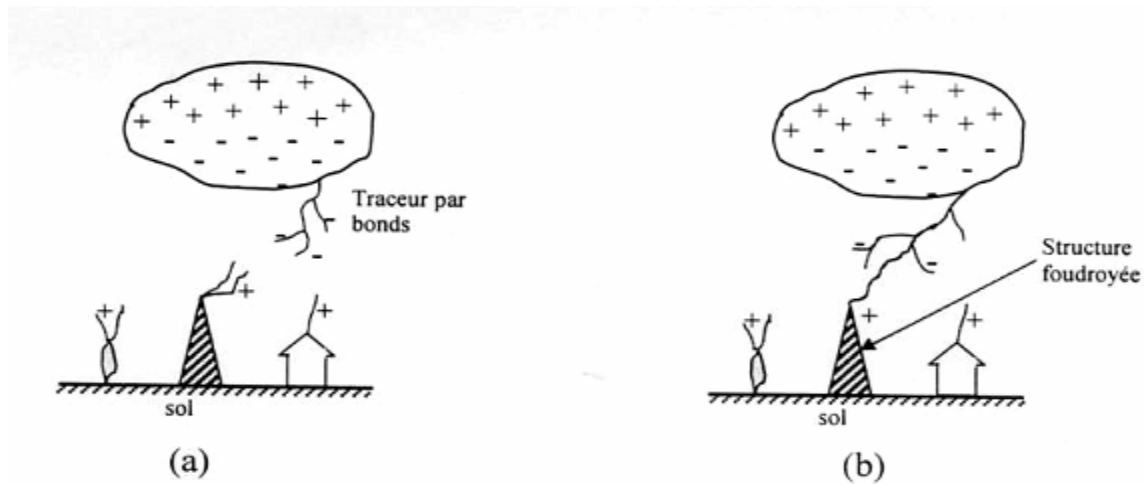
Lorsqu'un ouvrage ou un objet quelconque risque d'être foudroyé, on est obligé de déterminer au préalable les points d'impact les plus probables de la foudre. La connaissance de ces points permettra d'apprécier l'ampleur des dommages et de prévoir une protection éventuelle [BOU90][BOU91].

Les travaux de recherche ayant porté sur l'analyse d'un grand nombre de foudroiements des lignes, ont abouti à l'élaboration d'un modèle de mécanisme d'impact, appelé « modèle électrogéométrique » ; grâce auquel l'efficacité du câble de garde peut être optimisée [BOU91]. Dans cette partie nous nous intéresserons à la physique de l'impact au sol, au modèle électrogéométrique de base, au modèle mis en œuvre par la méthode de la sphère fictive.

I.5.2 Le mécanisme d'impact d'un coup de foudre

Le traceur par bonds est un canal ionisé comportant un excédant de charges négatives avec une forte concentration de charges à sa pointe. Lorsqu'il se rapproche du sol, le champ électrique au sol s'accroît considérablement pour atteindre des valeurs de l'ordre de 300 à 400 kV/m.

A ce moment, des décharges ascendantes positives se développent brusquement en direction du traceur descendant, alors qu'elles n'existaient auparavant que sous forme d'effluves d'effet couronne localisées. L'une des décharges la plus proche ou celle qui a progressé le plus rapidement, entre en contact avec le traceur descendant. Le point probable, qui sera frappé par la foudre et qui s'appelle le point d'impact de la foudre, sera déterminé au moment où le traceur descendant atteint dans sa progression la distance à partir de laquelle le champ critique au sol est atteint.(Fig.I.9) [BOU98].



(a) Propagation du traceur par bonds et formation des décharges ascendantes.

(b) Rencontre entre le traceur par bonds et une décharge ascendante.

Figure I.9. Description des différentes étapes du coup de foudre

Il arrive parfois que deux ou plusieurs décharges ascendantes rejoignent le traceur par bonds et on assiste ainsi à un coup de foudre ramifié.

I.5.3 Le modèle électrogeométrique

Le modèle électrogéométrique a pour objet la détermination des points d'impacts les plus probables de la foudre, afin de pouvoir apprécier l'ampleur des dégâts éventuels et de prévoir, si nécessaire, des dispositifs de protection appropriés tel que, paratonnerre, cage de Faraday, ou câbles de garde dans le cas des lignes aériennes [BOU91].

Ce modèle élaboré principalement par : Armstrong, Golde, Darvening et Whitehead [KUF84] a été vérifié au cours d'une importante campagne d'investigation sur les lignes de transports de l'énergie électrique à haute tension.

I.5.3.1 Champ généré au sol par le traceur descendant

Le modèle électrogéométrique est basé sur la propagation du traceur descendant négatif et sur le champ qu'il induit au niveau du sol. Le calcul de champ en absence de toute structure nécessite la connaissance de :

- ✓ La charge injectée dans le traceur négatif.
- ✓ La distribution de la charge choisie le long du traceur descendant négatif

En ce qui concerne la charge injectée dans le traceur descendant, il est admis que la première décharge du coup de foudre descendant correspond à la quasi-neutralisation de la charge du traceur. Ceci conduit souvent à la corrélation suivante [BOU90]:

$$I = 15 Q \quad (I.12)$$

Avec : I en kA et Q en Coulomb

Pour la distribution des charges le long du traceur, les auteurs des modèles ont pris plusieurs hypothèses. Une de ces hypothèses suppose que 10% de la charge du traceur est concentré à sa pointe et que les 90% restants sont réparties uniformément sur sa longueur. Si l'on désigne par l la longueur instantanée du traceur, par Q la charge totale et par q sa charge linéique, on aura à tout instant :

$$Q = 0.1Q + l.q \Rightarrow 0.9Q = l.q \quad (I.13)$$

La figure (I.10) donne une représentation simplifiée d'un traceur descendant avec :

L : hauteur de formation du traceur.

D : distance instantané entre la tête du traceur et le sol.

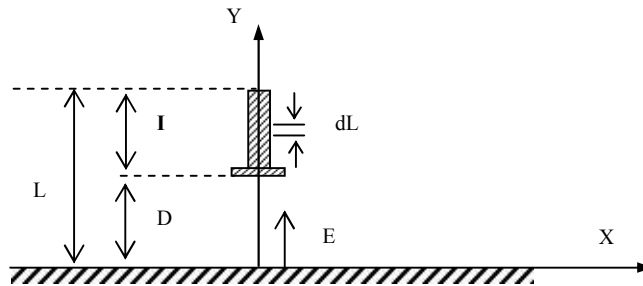


Figure I.10. Champ électrique au sol créé par un traceur descendant

A la base de ces données, le champ au sol à la verticale du traceur descendant est donné par [BOU91]

$$E = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{\int dl}{l^2} + \frac{L-D}{9} \right] \quad (I.14)$$

$$E = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} (1 - K) \left[\frac{9K+1}{9} \right] \quad (I.15)$$

Avec $K=D/L$

A l'instant de l'impact (approximativement $l=L$), la charge linéique du traceur devient :

$$q=0.9 Q/L \quad (I.16)$$

De (I.14) et (I.16) on déduit que $q=0.9 I/15L$

Avec : q en coulomb, I en kA et L en mètres.

Si on remplace la charge linéique q donnée par l'expression (I.15), et on prend le cas d'un nuage situé à 2 km au-dessus du sol ($L=2000m$), on obtient la relation $E=f(E.D)$ représentée sous forme de courbes de la figure (I.11)

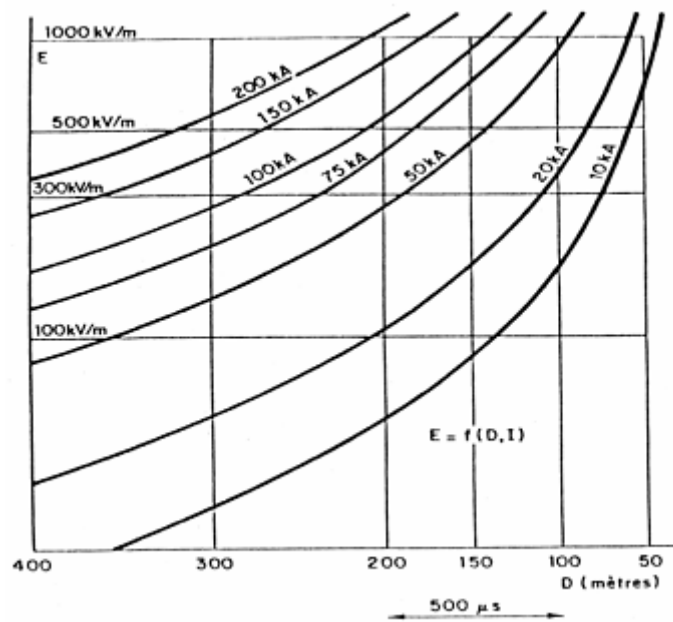


Figure I.11. Champ électrique au sol en fonction de l'altitude de la tête du traceur pour différents coups de foudre [BOU95]

I.5.3.2 Distance d'amorçage du modèle de Whitehead

En ce qui concerne l'estimation numérique de la distance d'amorçage, de nombreux auteurs ont proposé diverses méthodes d'évaluation. Whitehead, en accord avec d'autres chercheurs a proposé la relation suivante [KUF84] :

$$d = 10.I^{2/3} \quad (I.17)$$

Avec : d en mètres et I en kA.

La figure (I.12) résume les estimations publiées par divers auteurs [BOU90].

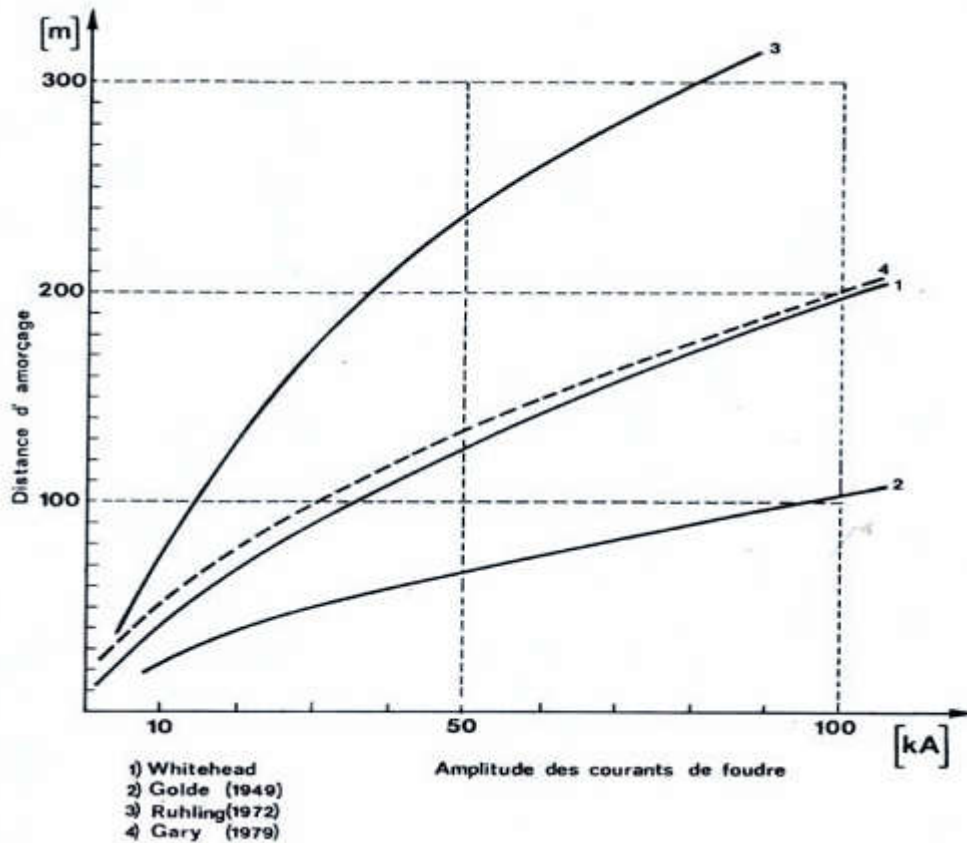


Figure I.12. Distance d'amorçage en fonction de l'amplitude du courant de foudre selon plusieurs auteurs [BOU91]

En prenant une valeur du champ au sol qui provoque la jonction entre le traceur descendant et la décharge ascendante de l'ordre de 500kV/m [BOU91], on peut, à partir des courbes de la figure (I.12), déduire les distances d'amorçage pour les différentes valeurs de crête du courant. Ces valeurs sont portées dans le tableau (I.2) avec les distances données par la formule de Whitehead [BOU90].

I(kA)	10	12	15	75	100	150
$D(m)=10 \cdot d^{2/3}$	46	74	136	178	215	282
$D(m)$ E=500kV/m	50	75	135	170	205	273

Tableau I.2. Distance d'amorçage en fonction du courant de crête

Ce tableau montre que la distance d'amorçage déduite de la formule de Whitehead, et la distance obtenue par les courbe $f(E.D)$ pour un champ électrique de 500kV/m sont pratiquement égales; cette distance croit avec la valeur de crête du courant de foudre.

I.5.4 Critique du modèle électrogeométrique

Jusqu'à ce jour le modèle électrogeométrique est largement utilisé pour la prédétermination des points d'impact. Mais ce modèle reste imparfait. L'une de ces imperfections réside dans le fait qu'il suppose que l'expression de la distance d'amorçage reste applicable quelle que soit la forme des structures au sol, et quelle que soit la qualité de leur mise à la terre. Ainsi, il ne fait pas de distinction entre paratonnerre, bâtiment, arbre ou sol plat. Pourtant, il est plus probable qu'un paratonnerre soigneusement mis à la terre attire mieux la foudre que les autres structures. En effet l'existence des décharges ascendantes est bien prouvée tant par des observations photographiques que par les recherches en laboratoires [BOD95][CEI60][ERI75]. Ces décharges se développent plus au moins bien suivant la hauteur et la résistance des structures au sol.

En ce qui concerne la forme et la taille des structures, le modèle électrogeométrique ignore l'effet de pointe qui est l'essence même de la tige de Franklin [BOU95], et l'effet d'écran produit par les charges positives extraites de la pointe sous l'influence du champ électrique. Le modèle électrogeométrique considère que la terre est homogène plane et parfaitement conductrice. Cependant la terre présente généralement des caractéristiques électrogeologiques qui varient d'un site à l'autre [BOU95] ce qui a amené Le Laboratoire de Haute Tension de l'ENP de faire des recherches sur l'influence des caractéristiques électrogeologiques du sol sur la zone de capture d'un paratonnerre [BOU87] à [BOU95], dont quelque résultats sont présentées aux chapitre suivant.

Bien que ce modèle ne soit pas parfait, il constitue néanmoins l'approche la plus cohérente de la protection contre la foudre qui ait été élaborée à ce jour.

I.5.5 Application du modèle électrogeométrique

Le modèle électrogeométrique qui repose sur la notion de la distance d'amorçage, trouve son application dans la détermination de la zone de protection d'un dispositif de capture par l'utilisation de la méthode de la sphère fictive.

I.5.5.1 Méthode de la sphère fictive

Selon le modèle électrogéométrique, le point d'impact de la foudre est le premier point au sol qui se trouve à la distance d'amorçage d de la pointe du traceur, même si cet objet est le sol lui-même.

Ceci revient à considérer que la pointe du traceur était entourée d'une sphère fictive de rayon d centrée sur elle et accompagnant la pointe du traceur pendant sa trajectoire. A l'approche du sol, le premier objet qui touchera la sphère déterminera le point d'impact du coup de foudre.

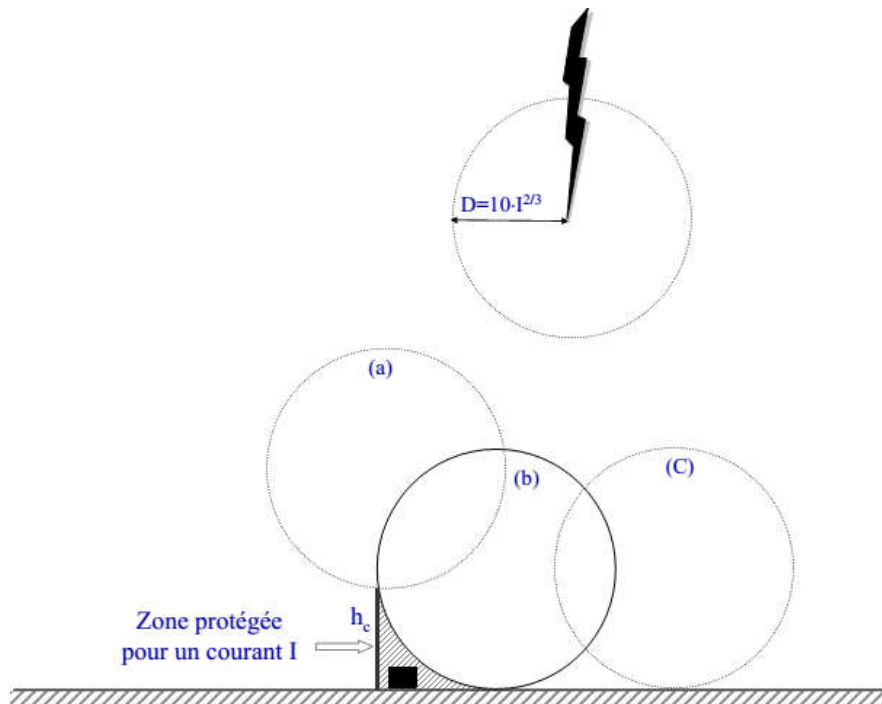


Figure I.13. Méthode de la sphère fictive appliquée à une tige verticale [ERI75].

D'où le procédé suivant (fig.I.13) : on imagine que la sphère fictive de rayon d est roulée au sol dans toutes les directions, sans jamais perdre le contact avec le sol ou avec un objet proéminent. Si au cours de ce mouvement, la sphère entre en contact avec les dispositifs de protection sans pouvoir toucher l'un des objets à protéger, alors la protection de ceux-ci est assurée ; dans le cas contraire, le dispositif de protection devra être ramené jusqu'à ce qu'aucun de ces contacts ne puisse plus se produire. Dans la zone hachurée sur la figure (I.13) l'impact pour des distances d'amorçages supérieures ou égales à d ne pourra jamais se produire. Cette zone représente la zone de protection de la tige verticale

I.5.5.2 Zone de capture d'une tige verticale

Pour déterminer la zone d'attraction de la tige, on considère l'ensemble des sphères qui touchent simultanément la tige et le sol. Le lieu des centres des sphères délimite la zone d'attraction de cette tige : (fig.I.14)

- Pour $d < h$, le lieu est une droite issue du pied de la tige et inclinée à 45° .
- Pour $d \geq h$, ce lieu devient une parabole (P).

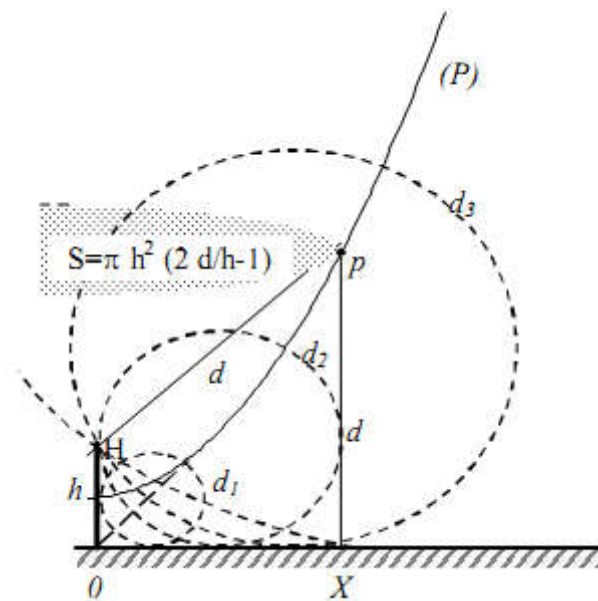


Figure I.14. Zone de protection d'une tige verticale

Considérons une tige verticale de hauteur h , placée sur un terrain parfaitement plat. Dans un système de coordonnées xoy , l'axe ox représentera le sol, et $OH=h$ placé sur oy , représentera la tige verticale.

La zone de capture d'un paratonnerre est constituée par l'ensemble des points équidistants de la terre et le paratonnerre [CEI60]. Dans un plan perpendiculaire à la terre qui contient l'axe du paratonnerre, la limite est une parabole qui a comme équation :

$$h^2 - 2.h.y + x^2 = 0 \quad (\text{I.18})$$

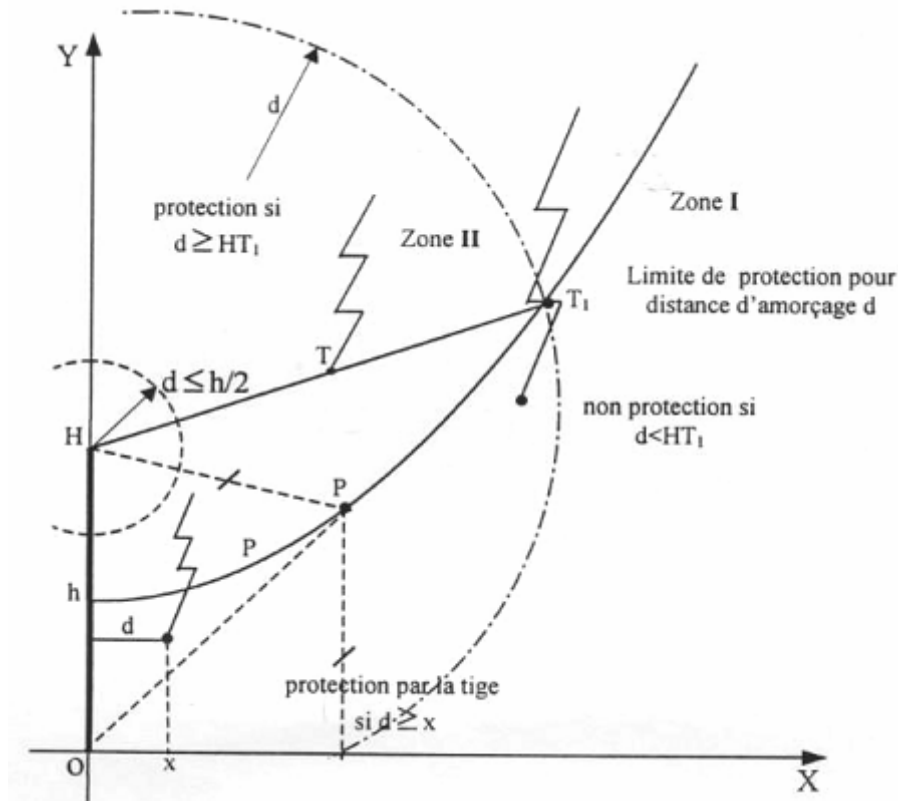


Figure I.15. Zone de capture d'une tige verticale

Selon la présentation de la figure (I.15), tout traceur qui se présente dans la zone (I) à droite de la parabole, ne sera jamais capté par la pointe H et touchera le sol. Si au contraire un traceur se présente dans la zone (II) compris entre (oy) et (P) sera capté par la pointe dès que la distance HT (T étant la tête du traceur) devient inférieure ou égale à la distance d' amorçage du coup de foudre considéré.

Si le traceur, arrivant par la zone (II) peut traverser la parabole (P) en T1 par exemple, sans qu'il soit capté, cela signifie que $HT_1 > d$

La condition de limite de capture de la pointe (H) est donc que, tout au long de la parabole, la relation $HT_1 \leq d$ soit satisfaite [CEI60].

Or, $HT_1 = y$, ordonnée du point T1, par définition même de la parabole.

On remplace « y » par « d » dans l'expression (I.20), on aura :

$$h^2 - 2 \cdot h \cdot d + x^2 = 0 \quad (\text{I.19})$$

A partir de cette expression, on peut tirer le rayon de capture de la tige, pour un coup de foudre caractérisé par une distance d'amorçage d donnée, ce rayon a comme expression :

$$x \leq h \sqrt{\frac{2d}{h} - 1} \quad (\text{I.20})$$

Pour les coups de foudre tels que $d < h/2$, l'expression (I.22) n'a pas de solution, ce qui signifie que la pointe ne capte pas les courants très faibles, dès lors que le traceur passe en dehors du cercle du rayon d centré en H.

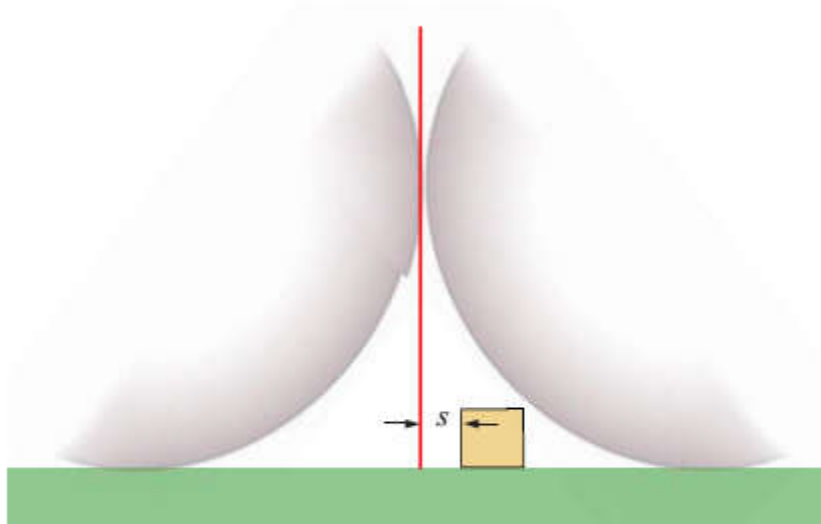


Figure I.16. Zone de protection

Pour $d < h$, le rayon protégé au sol sera $x=d$, dans ce cas l'augmentation de h est sans aucun effet sur la zone de protection [NOR95].

I.6 CONCLUSION

Vu que la foudre est par essence un phénomène aléatoire et donc incontrôlable, Les recherches ont menées, au développement de nouvelles méthodes de détection et de localisation des coups de foudre, à une connaissance améliorée du processus physique de la décharge, à une meilleure compréhension de l'interaction entre la foudre et une structure au sol, et à des conditions d'essais plus valides. La simulation en laboratoire de l'impact au sol vise à une meilleure connaissance des conditions d'impact et à l'amélioration du modèle électrostatique. En effet, la formulation simplifiée actuelle de ce dernier ne tient pas compte des propriétés électrologiques du sol. Pour examiner l'influence de ces propriétés, un nombre considérable de travaux ont été effectués aux laboratoires de Haute Tension

Chapitre II

Phénomènes de conduction des Diélectriques

INTRODUCTION

Les mécanismes de rupture diélectrique sont extrêmement complexes, ils dépendent de la forme de la tension appliquée (principalement la vitesse de croissance et de l'amplitude) ainsi que la polarité mais les contraintes électriques ne sauraient à elles seules déterminer les caractéristiques constructives des isolations autorégénératrices, qui sont soumises à des contraintes climatiques variées. Lorsque l'isolant est un gaz, la température et la pression en modifiant la densité du gaz, influent sur les performances de l'isolation. Il est utile de noter que les résultats des travaux effectués sur l'étude de la rigidité des intervalles d'air tige-plan aux laboratoires montré que les propriétés électrogéologiques du sol ont une grande influence sur la distribution du champ électrique au sol.

Le modèle électrogéométrique qui est largement utilisé, dans le domaine de la protection contre la foudre, basé sur le calcul de la distance d'amorçage en fonction de l'intensité du courant de l'arc en retour, ignore les caractéristiques électrogéologiques du sol.

Plusieurs travaux sur la fréquence de foudroiement d'un lieu donné de la terre, ont confirmé que la nature du sol pourrait avoir une influence considérable sur la position finale du point d'impact de la foudre. Ceci a amené à s'intéresser à l'influence des propriétés électrogéologiques du sol sur la distribution du champ électrique, qui définit l'attraction des décharges de foudre par un paratonnerre [BOU89][BOU95][BOD95].

II.1. DISTRIBUTION DU CHAMP AU SOL

II.1.1 Composition, permittivité, conductivité.

La composition du sol peut varier d'un cas très simple à un cas très complexe. Dans le premier cas, le sol est constitué d'un seul matériau et dans le deuxième cas, de plusieurs matériaux. Du point de vue électromagnétique, chacun de ces matériaux est caractérisé par sa conductivité, par sa permittivité et par sa perméabilité [BOU87].

Il est rare que les différentes composantes du sol soient réparties uniformément dans un volume donné. Le plus souvent la structure du sol est stratifiée et présente une anisotropie. Les couches peuvent avoir différents pendages. Les caractéristiques électromagnétiques d'un sol donné peuvent avoir des valeurs différentes selon le sens de la mesure [BOU92][BOU93].

La perméabilité relative μ_r des minéraux ne varie pas dans une large gamme. Sa valeur maximale est celle du magnétite $\mu_r = 5$ [BOU87].

La valeur de la constante diélectrique des minéraux varie de l'unité à la centaine. Elle est liée à la polarisation électrique des matériaux, qui de sa part varie avec la fréquence du champ électrique appliqué pour sa mesure. Cette variation est due à la présence des différents types de polarisation dans les matériaux. [BOU89]. Ces types de polarisation peuvent être électroniques, ioniques ou moléculaires.

La mobilité des porteurs de charge est la plus élevée pour la polarisation électronique et elle est la plus faible pour la polarisation moléculaire. Comme la polarisation est le moment du dipôle électrique par unité de volume, c'est la polarisation moléculaire qui engendre le moment du dipôle électrique de plus grande valeur par unité de volume. Ainsi la constante diélectrique diminue avec l'augmentation de la fréquence du champ électrique appliqué.

Parmi les matériaux les plus fréquents l'eau présente aussi une polarisation moléculaire. Sa présence dans les minéraux augmente leur constante diélectrique, qui dépendrait alors de la quantité d'eau contenue par unité de volume dans les minéraux en question. Par exemple, pour les échantillons de sable compact, la constante diélectrique varie de 2,9 pour leur état sec à 105 pour leur état humide [BOU89].

La résistivité de certains minéraux et roches varie dans une gamme très large de l'argent natif $1,6 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$ au soufre pur $10^{16} \Omega \cdot m$.

Du point de vue conductivité, les roches et les minéraux peuvent être classés en trois groupes.

- 1- les conducteurs - minéraux ayant une résistivité de 10^{-8} à $1 \Omega \cdot m$.
- 2- les semi-conducteurs - minéraux et roches ayant une résistivité de 1 à $10^7 \Omega \cdot m$
- 3- les isolants - minéraux et roches de résistivité supérieure à $10^7 \Omega \cdot m$.

Pour une roche donnée, la résistivité dépend de son âge, de sa porosité, de la quantité et de la salinité de l'eau contenue dans la roche. Une faible augmentation de la quantité d'eau imbibée diminue considérablement la résistivité du matériau [BOU87].

II.1.2 Equation de continuité.

Sous l'effet du champ électrique appliqué à un matériau, les porteurs de charge électrique se déplacent. Il y a un écoulement des masses des porteurs de charge. La conservation des masses se traduit dans ce cas par la conservation des charges, qui est exprimée

mathématiquement par l'équation de continuité [BOU91]. La forme différentielle de cette équation, qui peut être obtenue à partir des équations de Maxwell est la suivant :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon/\sigma} \rho = 0 \quad (\text{II.1})$$

où le rapport $\varepsilon/\sigma = \text{TC}$ représente une constante de temps.

En résolvant cette équation, on obtient pour la densité de charge:

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp(-(t-t_0) \cdot \sigma / \varepsilon)$$

Ainsi en injectant à l'instant t_0 une densité de charge ρ_0 à une substance de propriété électrique ε et σ , la densité de charge dans la substance serait ρ pour un temps $(t-t_0)$. on remarque que cette constante de temps augmente avec la permittivité ε . Ceci est dû au fait que le temps de relaxation varie avec le type de polarisation en présence dans le matériau en question. Ce temps est le plus élevé pour le type de polarisation moléculaire qui entraîne une grande constante diélectrique.

La constante de temps diminue avec l'augmentation de la conductivité. La conduction dans les matériaux liquides et solides est le résultat du déplacement des porteurs de charge qui sont surtout des ions. Bien que cela soit rare, il y a aussi quelques cristaux où la conduction est le résultat de l'écoulement des électrons. Les diélectriques liquides et solides, où la conduction par les électrons n'est pas négligeable, sont plus proches des semi-conducteurs que des isolants [BOU93][BOU94].

Le mouvement de ces porteurs de charge engendre une densité du courant dans le matériau qui compose le sol.

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} + \partial \vec{D} / \partial t \quad (\text{II.2})$$

Comme le courant de déplacement n'est pas pris en considération dans notre travail, cette densité de courant peut être exprimée à l'aide de la loi différentielle d'Ohm pour les diélectriques liquides et solides.

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$$

Cette loi est valable jusqu'à une certaine intensité de champ électrique, dont la valeur est proche de la rigidité diélectrique du matériau en question. La conductivité est aussi indépendante de la fréquence de variation du champ électrique appliqué jusqu'aux fréquences

pour lesquelles la variation du champ est si rapide que les ions deviennent pratiquement immobiles.

II.1.3 Les temps caractéristiques de la prédécharge de foudre.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la constante de temps de l'équation de continuité est déterminée par la valeur de la conductivité et de la permittivité du matériau dans lequel les charges se déplacent. En introduisant les valeurs extrêmes dans l'expression de la constante du temps, on obtient ses grandeurs minimales et maximale possibles:

$$TC_{\min} = 1,4 \cdot 10^{-19} \text{ s}$$

$$TC_{\max} = 9,3 \cdot 10^6 \text{ s}$$

La valeur minimale caractérise les conducteurs et la valeur maximale caractérise les isolants. Pour les minéraux et roches semi-conducteurs, la constante de temps varie de $8,854 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ à $9,3 \cdot 10^{-3} \text{ s}$.

En comparant ces valeurs aux temps caractéristiques de la propagation de la prédécharge de foudre. On trouve que le déplacement des charges, dans les matériaux ayant une constante de temps plus petite ou égale au temps nécessaire à un saut de la prédécharge (10^{-6} s) doit s'effectuer au moment du saut. Tandis que pour les matériaux ayant une grande constante de temps, les charges se déplacent très lentement par rapport à l'évolution de la prédécharge. Elles restent ainsi relativement figées dans le sol [BOU95a][BOU95b].

Lors de nos études nous nous sommes limités aux matériaux ayant des constantes de temps relativement grandes par rapport aux temps caractéristiques de la propagation de la prédécharge de foudre. Pour ces matériaux la mobilité des charges est relativement faible, ainsi leur courant de déplacement pourrait être négligé.

Sous l'effet du champ électrique nuage-sol et de la prédécharge, les porteurs de charges se déplacent vers la surface de la terre.

II.2 CONDUCTION DANS LES LIQUIDES DIELECTRIQUES

II.2.1 Conduction volumique

Dans les liquides de constante diélectrique ϵ_r inférieure à 10, les espèces électrolytiques n'ont qu'une dissociation partielle, le plus souvent extrêmement faible. En l'absence de champ électrique, il existe un équilibre entre dissociation et recombinaison ; dans le cas le plus simple, l'espèce neutre se dissocie en ions positifs et négatifs et la recombinaison entre ces ions redonne l'espèce neutre. Cet équilibre entre dissociation et recombinaison est donné par les deux équations [ATT99][SAY16]:



Le liquide a un comportement ohmique sous l'action d'un champ électrique alternatif assez faible de fréquence suffisamment élevée ; la densité du courant \vec{j} est à tout instant t :

$$\vec{j}(t) = \sigma \vec{E}(t) \quad (\text{II.3})$$

Le comportement est plus complexe sous l'action du champ électrique continu. En conduction pure, c'est-à-dire en l'absence d'injection par les électrodes, il apparaît au voisinage de chaque électrode une couche d'hétérocharge dont l'épaisseur typique L , correspond à la distance parcourue par les ions pendant le temps de relaxation [ATT99] :

$$\text{pour les ions positifs} \quad L_+ = K_+ \frac{U}{d} \tau \quad \text{pour les ions négatifs} \quad L_- = K_- \frac{U}{d} \tau$$

U est la tension appliquée (V), d est la distance entre les électrodes (m) et τ est le temps de relaxation du liquide (s) : $\tau = \sigma / \epsilon$. Dans le cas où les électrodes sont très dissymétriques, une des électrodes à un rayon de courbure très petit devant la distance entre les deux électrodes (configurations fil-plan, pointe-plan). Dans ce cas-là, les couches de charge sont d'importance très différente et la force de coulomb (dirigée vers chaque électrode) sur chaque couche est aussi très différente, donc un écoulement du liquide peut être engendré [ATT99]. Lorsque la tension appliquée U est suffisamment faible, on a $(L_- + L_+) \ll d$ et le comportement du système est quasi ohmique. Au contraire, pour des tensions U assez élevées telles que $(L_- + L_+) \gg d$, le champ électrique dépasse complètement l'équilibre thermodynamique et la densité du courant tend vers une valeur de saturation qui correspond à la quantité d'ions créés par dissociation dans le volume du liquide par seconde [FIL63].

II.2.2 Phénomène d'injection d'ions

Les caractéristiques courant-tension $I(U)$ ne sont pas linéaires pour les liquides (polaires et non polaires) purs. Si le champ électrique est élevé ($E > 10$ kV/cm), le courant ne tend pas vers une valeur de saturation, mais croît proportionnellement à U^β avec l'exposant $1 < \beta$ [ATT99]. Cela provient du phénomène d'injection d'ions à partir de l'une au moins des électrodes. Tant que le champ sur l'électrode reste inférieur à 1 MV/cm, le phénomène d'injection ne résulte ni de l'émission froide d'électrons ni de phénomènes de multiplication d'électrons, mais de réactions électrochimiques à l'interface entre le liquide et le métal de l'électrode. L'injection peut avoir lieu aussi bien sur l'anode que sur la cathode ; dans la pratique; l'injection par l'une des deux électrodes est dominante. Cela est évident lorsque les deux électrodes ont des courbures très différentes (fil-cylindre, lame-plan, pointe-plan, etc.) engendrant des champs électriques très différents. Dans le cas de deux électrodes planes de même métal, l'espèce ionique injectée par l'une des électrodes se décharge sur l'autre électrode. Pour une injection unipolaire (injection par une électrode seulement), par exemple dans la configuration pointe-plan, on peut définir également la longueur typique qui caractérise l'épaisseur de la zone chargée par la relation [JPG85]:

$$L_{inj} = K \frac{U}{d} \tau \quad (\text{II.4})$$

Si $L_{inj} < d$, l'homocharge est confinée dans une couche près de l'injecteur. Si, au contraire, $L_{inj} \gg d$ (cas lorsque le temps de relaxation τ est beaucoup plus grand que le temps de transit $t_T = d^2 / (KU)$) des ions d'une électrode à l'autre la charge d'espace occupe tout le volume. Ce dernier cas est souvent rencontré avec des liquides de faible conductivité soumis à un champ électrique important. On peut définir la situation asymptotique de l'injection unipolaire pure : cette injection provient d'une seule électrode et se produit dans un liquide parfaitement isolant. L'intensité de l'injection est caractérisée par le paramètre C qui est la valeur sans dimension de la densité volumique de la charge ρ_0 au voisinage immédiat de l'injecteur :

$$C = \frac{\rho_0 \cdot d^2}{\epsilon U}$$

L'injection est considérée comme faible quand $C \ll 1$; la charge d'espace alors ne provoque qu'une faible distorsion du champ électrique harmonique. L'injection forte telle que $C > 1$ produit une forte distorsion du champ électrique, ce champ diminue fortement au voisinage de l'injecteur et augmente près de l'électrode collectrice.

II.2.3 Autres phénomènes de conduction :

Dans le modèle de la conduction pure dans les liquides, nous n'avons admis implicitement que la constante de la réaction $k_d = C^{te}$. En fait, le champ électrique augmente la probabilité de dissociation et k_d augmente avec E . Cet effet est remarquable quand le constant diélectrique est petit ; il y a deux conséquences [ATT74][JPG85]:

- dans le cas de deux électrodes planes parallèles, il y a un courant de saturation s'il n'y a pas d'injection ; ce courant de saturation est proportionnel à k_d , et augmente quand la tension appliquée augmente.

- dans le cas d'une électrode avec rayon de courbure très petit devant la distance entre les deux électrodes (configurations fil-cylindre, lame-plan, pointe-plan), l'effet de pointe apparaît clairement au voisinage de l'extrémité de l'électrode ; le champ intense produit un accroissement remarquable de la dissociation et donne un effet globalement équivalent à une injection par l'électrode acérée [ATT99] [SAY16].

Dans le cas de champs électriques très élevés, des phénomènes d'avalanches électroniques et de streamers présentent une certaine analogie avec les phénomènes dans les gaz [GOS85].

II.3 CONDUCTION DANS LES GAZ

Le comportement des gaz sous champ électrique est différent de celui des liquides et des solides diélectriques à cause de mécanismes différents de production de porteurs de charge en volume et aux électrodes. Ce comportement est généralement représenté par la caractéristique courant-tension obtenue en champ homogène à basse pression (Fig.II.1).

- De l'origine de cette courbe jusque au zone 1, nous avons des régimes dits non auto-entretenus pour lesquels le courant, en général très faible, dépend de l'apport d'une source de rayonnement ionisante [ADA04][ANA02].

Zone (1) : le champ appliqué conduit à une ionisation du gaz suffisante pour que l'on puisse considérer que le gaz devient conducteur. Dans une analyse plus fine on distingue plusieurs régimes de décharge :

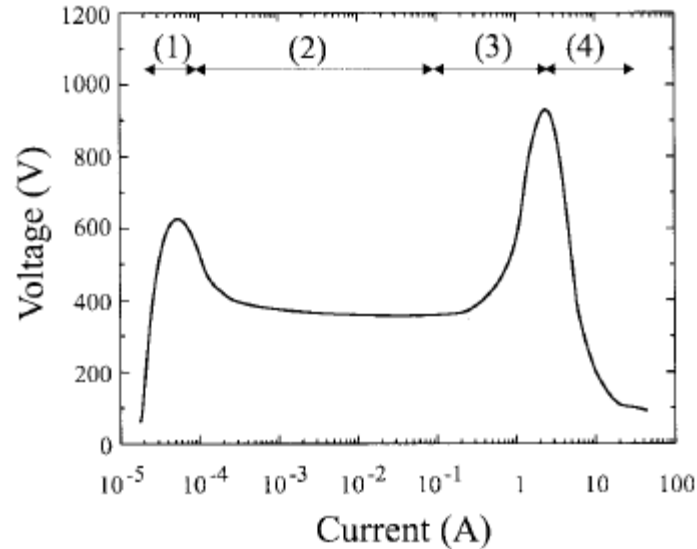


Figure II.1 : Caractéristique tension-courant d'un gaz

Zone (2) : décharge sombre ;

Zone (3) : on a des décharges lumineuses : subnormale, normale et anormale.

Au-delà de Zone (4), on assiste à une transition vers un arc électrique pouvant véhiculer des courants très intenses. Du point de vue des qualités d'isolation, c'est évidemment la position du point de pic qui est importante. Elle dépend de la nature du gaz, mais aussi de sa pression et de la distance entre les électrodes.

II.3.1 Conduction volumique dans les gaz

Dans les gaz il n'y a pas de dissociation électrolytique. Comme dans les liquides, il peut y avoir recombinaison entre ions. Le rayonnement ionisant joue le rôle essentiel dans la création des ions ($\sim 10^7$ paires d'ions par m^3 et par seconde). Il y a de nombreuses espèces de porteurs de charge dans l'air atmosphérique ; donc il est impossible de prédire la conductivité électrique dans l'air. Les mesures montrent que cette conductivité est de l'ordre de 10^{-13} S/m. Il n'y a pas d'injection d'ions dans les gaz parce qu'il n'y a pas de réaction électrochimique ; mais nous allons considérer dans notre travail que la prédécharge est analogue à une injection de charges entre les deux électrodes.

II.3.2 Décharges électriques dans les gaz

Les ions ou les électrons dans le gaz soumis à un champ électrique ont un mouvement superposé d'agitation thermique et de translation moyenne parallèle au champ ; la direction de ce mouvement dépend du signe de la charge et la vitesse de migration d'un ion v_i est proportionnelle au champ électrique E et à la mobilité des porteurs de charge :

$$v_i = K_i \cdot E \qquad v_e = K_e \cdot E \qquad (II.5)$$

K_i est la mobilité des ions et K_e celle des électrons. La vitesse de migration des ions est petite par rapport à la vitesse d'agitation thermique. Malgré l'action du champ électrique extérieur, l'énergie cinétique reste pour l'ion pratiquement égale à l'énergie cinétique d'agitation thermique. En effet à chaque choc, l'ion échange de l'énergie cinétique avec les molécules neutres ou avec les autres ions; il n'acquiert pas d'énergie cinétique supplémentaire. Au contraire, pour un électron, les chocs élastiques avec les molécules n'entraînent que de très faibles échanges d'énergie cinétique; malgré ces chocs l'électron peut donc acquérir une énergie cinétique beaucoup plus grande que l'énergie d'agitation thermique. Dans un gaz qui est soumis à un champ électrique extérieur, seuls les électrons reçoivent assez d'énergie pour ioniser les atomes ou les molécules. Les électrons libres qui circulent dans certains gaz peuvent être capturés par les atomes ou les molécules et forment des ions négatifs. Les électrons accélérés par un champ électrique extérieur suffisamment élevé accumulent une énergie suffisante pour provoquer l'ionisation des molécules neutres lors de chocs inélastiques.

Considérons l'émission photoélectrique d'électrons à partir d'une cathode sous l'action d'un faisceau lumineux; les deux électrodes se trouvent dans une enceinte remplie par un gaz sous une pression de quelques millimètres de mercure. Soit n_0 le nombre des électrons émis par la cathode, ce qui correspond à un courant I_0 , et n le nombre d'électrons reçus par l'anode, (courant I). L'expérience montre que :

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(\alpha \cdot x) \qquad (II.6)$$

où x représente la distance entre les électrodes et α est le coefficient d'ionisation. Donc les électrons se multiplient selon la loi $n = n_0 \cdot \exp(\alpha \cdot x)$ et il en résulte que $\frac{dn}{dx} = \alpha \cdot n$. En se déplaçant de dx dans le sens du champ, un électron produit donc $\alpha \cdot dx$ électrons. Le nombre d'électrons créés par un électron donné, dans un champ donné, est donc proportionnel à la

distance dx parcourue par cet électron parallèlement au champ et au coefficient α qui est une constante qui ne dépend pas du nombre d'électrons [FEL63]. On peut dire que chaque électron primaire est à l'origine d'une avalanche électronique à multiplication exponentielle. Considérons le cas d'un champ électrique fortement divergent, comme par exemple, dans une configuration pointe-plan. L'intensité du champ est très élevée au voisinage de la pointe et décroît rapidement vers la plaque. A mesure que les électrons s'éloignent de la pointe cathode, l'énergie cinétique acquise par ceux-ci entre deux collisions successives diminue. Les phénomènes d'ionisation par chocs deviennent rares. De plus, une certaine proportion d'électrons libres disparaît par les mécanismes de recombinaison et d'attachement électronique. Une charge d'espace ionique se forme alors dans cette zone, ce qui conduit à une baisse de l'intensité du champ électrique sur la pointe ; la région située au voisinage de la pointe constitue la zone active, là où l'ionisation de l'air est très importante; on dit qu'une décharge électrique se produit dans cette région.

L'évolution spatiale de la décharge est une fonction de la nature du gaz, de l'importance relative des mécanismes d'ionisation et d'attachement ainsi que de la densité d'électrons primaires présents dans le gaz. La théorie de Townsend [FEL63] montre que le nombre des chocs ionisants par unité de longueur, pour une espèce moléculaire donnée, est caractérisé par le premier coefficient de Townsend α . Ce coefficient d'ionisation α inclut l'ionisation par chocs d'électrons, attachement et détachement. La valeur de α dépend du champ électrique, de la nature et de la pression du gaz. Les gaz rares sont très faciles à ioniser. Si le gaz est électronégatif il se produit un attachement des électrons, ce qui implique une réduction de α . Dans le cas des gaz poly-atomiques, les électrons perdent beaucoup d'énergie dans les chocs avec les molécules et α est plus faible.

Lorsque la pression est très grande, l'électron acquiert difficilement de l'énergie, les chocs avec les molécules étant très nombreux. Si la pression est très faible, l'électron acquiert une grande énergie mais ne rencontre pas beaucoup de molécules. Dans les deux cas, forte ou faible pression, le coefficient d'ionisation α a une valeur faible. Le champ électrique a l'influence la plus importante sur la valeur de α , une relation approchée entre α et E qui caractérise bien le phénomène d'ionisation [FEL63] est :

$$\frac{\alpha}{p} = A. \exp\left(-B. \frac{p}{E}\right) \quad (\text{II.7})$$

où A et B sont des constantes et p est la pression du gaz.

D'après la théorie de Townsend, des électrons primaires situés au voisinage de la pointe sont indispensables pour l'apparition d'une décharge. Cependant, il existe certains mécanismes qui permettent de générer quelques électrons initiaux à la surface de la pointe : le bombardement par les ions positifs, les photons incidents émis lors de la recombinaison ion-électron, etc... Les électrons issus de la pointe vont être à l'origine d'avalanches électroniques de la même façon que les électrons naturels. Cette émission d'électrons libres, appelée émission secondaire, détermine donc une augmentation du courant électrique à travers le gaz. S'il existe un champ électrique suffisamment important, un électron libre dans le gaz se multiplie. A partir de l'électron initial, le nombre d'électrons créés par l'avalanche entière est inférieur ou égal à $\exp(\alpha d)$, où d est la distance entre les deux électrodes. On atteint la limite $\exp(\alpha d)$ lorsque l'électron initial part de la cathode. Chaque électron a γ chances d'être régénéré par les mécanismes secondaires. γ est le deuxième coefficient qui intervient dans la théorie de Townsend. Si $\gamma \exp(\alpha d) > 1$, il est possible que le phénomène s'amplifie indéfiniment [3bass]. Au contraire, si $\gamma \exp(\alpha d) < 1$, il est impossible qu'il y ait multiplication indéfinie de l'électron. On peut dire que la condition nécessaire mais non suffisante pour qu'une décharge électrique soit auto-entretenu est la suivante :

$$\gamma \exp(\alpha d) > 1 \quad (\text{II.8})$$

Cette relation est valable lorsque le champ électrique est uniforme; dans ce cas le coefficient d'ionisation α ne dépend pas de la position par rapport aux électrodes et la condition $\gamma \exp(\alpha d) > 1$ se réduit en fait à une condition du potentiel appliqué à la cathode : lorsque ce potentiel est supérieur à une valeur seuil appelée potentiel disruptif local V_{RS} , il est possible que la décharge électrique soit auto-entretenu. Pour un champ électrique divergeant (système pointe-plan), la condition d'apparition d'une décharge électrique n'est plus donnée par la relation (II.8). D'après Felici [GOS85][FEL63] pour un champ non uniforme la condition d'amorçage d'une décharge autoentretenu est :

$$\int \alpha(x). dx > \log \left(\frac{1}{\gamma} \right) \quad (\text{II.9})$$

Ainsi l'ionisation fait intervenir non seulement le champ à la surface des électrodes mais aussi le champ dans le volume de l'isolant. La condition d'existence d'une décharge auto-entretenu est en effet que le champ soit suffisamment grand sur une certaine longueur.

II.4 DECHARGE COURONNE

La décharge couronne représente l'ensemble des phénomènes liés à l'apparition d'une conductivité dans un gaz au voisinage d'un conducteur de faible rayon de courbure, les électrodes étant soumises à une différence de potentiel élevée. On désigne sous le nom d'électrode active celle qui possède le plus petit rayon de courbure, la décharge étant positive ou négative suivant que cette électrode joue le rôle d'anode ou de cathode. Le phénomène fondamental est toujours la dissociation des atomes ou molécules en électrons et ions positifs. Les charges de signe opposé à celui du conducteur sont instantanément attirées vers lui et neutralisées alors que les charges de même signe sont repoussées. Si l'électrode active est anode, les ions positifs sont repoussés et traversent l'espace entre les deux électrodes. Pour une électrode active cathode, comme les électrons s'attachent très rapidement aux atomes ou molécules neutres, des ions négatifs sont formés et tout se passe comme si des ions de même polarité que l'émetteur étaient émis sous l'effet de l'ionisation.

II.4.1 Cas d'une pointe négative

Un électron voisin de la pointe crée une avalanche. Les ions positifs sont attirés dans le sens du champ et se précipitent sur la pointe (Fig.II.2). Des électrons sont extraits de la cathode par choc, chaque électron ainsi libéré produit une nouvelle avalanche qui s'en dégage. Ces avalanches ont une extension limitée. D'une part, le champ décroît rapidement dès qu'on s'éloigne de la pointe vers le plan collecteur. D'autre part, les avalanches qui se développent laissent derrière elles les ions positifs moins mobiles qui font écran entre les électrons et la pointe. Cette deuxième cause d'affaiblissement du champ vient renforcer la première. Un nuage d'ions positifs est formé par les avalanches d'électrons. Quand le nuage positif est développé de manière suffisante, les avalanches arrêtent de se produire parce que le champ est très affaibli au-delà. Les ions positifs sont attirés par la pointe, donc ils sont neutralisés par la pointe disparaît quand tous les ions positifs ont été captés par la pointe ; on a, à nouveau, le champ initial et le phénomène recommence. Il a donc une allure cyclique, la durée du cycle étant égale au temps mis par la couche positive pour être balayée par la pointe.

II.4.1.1 Apparence lumineuse :

Un courant de particules négatives part de la pointe vers le plan, il atteint 1 à 100 μA . On obtient (avec une pointe) une zone lumineuse en forme de champignon qui a la couleur bleue violacée dans l'air. Cette couleur est due au spectre de l'azote et des composés oxygénés.

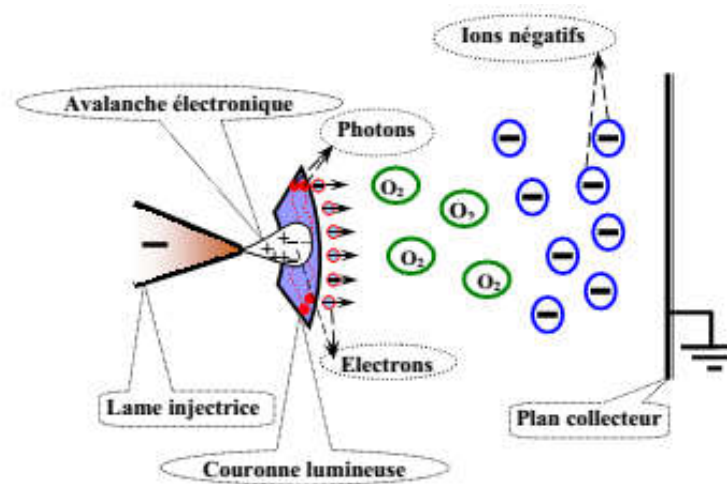


Figure II.2 Effet Couronne cas d'une pointe négative

Dans le cas d'un fil, celui-ci est bordé de petits champignons. Une gaine sera formée autour du fil quand on augmente la tension.

II.4.1.2 Influence de la nature du gaz :

Dans l'oxygène, les électrons une fois éloignés de la pointe s'attachent aux molécules neutres si les électrodes sont éloignées, on doit augmenter la tension appliquée car la mobilité des ions est si bien que la zone positive dont nous avons vu la formation disparaît. L'effet d'écran est limité. Dans un gaz comme l'azote, la tension appliquée est beaucoup plus faible parce que les électrons restent libres par suite de leur grande mobilité. Pour une distance de 10 cm entre la pointe et le plan, et un courant de 50 μA , il faut :

Dans l'air à la pression atmosphérique : 50 kV.

Dans l'azote très pur et à la même pression : 5 kV.

Cette propriété est utilisée pour apprécier la pureté de l'azote (ou du moins la proportion d'oxygène restant). Toutefois quelle que soit la nature du gaz et la distance des électrodes, une tension de 1 kV à 2 kV au moins est toujours nécessaire pour entretenir le phénomène.

II.4.1.3 Stabilité du phénomène :

Ce phénomène d'effluve négatif ne s'étend qu'à une faible distance de la pointe, donc pas question de formation d'un canal entre électrodes ; on peut réduire leur distance sans qu'il se produise d'étincelle. Parce que l'étincelle se produit quand elle part d'une pointe positive,

l'effluve négatif ne tourne pas de lui-même à l'étincelle. C'est un phénomène stable qui se confine au voisinage de la pointe.

II.4.2 Cas d'une pointe positive

Le phénomène est plus complexe dans ce cas parce que la zone du champ électrique intense n'est pas juxtaposée à la source des électrons. Les électrons qui sont au voisinage de la pointe produisent des avalanches, mais quand les électrons arrivent sur la pointe, ils ne produisent rien qui puisse entretenir le phénomène. La cathode ne joue pas le rôle de pourvoyeuse des électrons car cette cathode est située très loin de la zone où le champ électrique est intense. Si le champ est assez fort, les électrons germes produits sous l'action du rayonnement ultraviolet émis par une avalanche créent des nouvelles avalanches. Le champ est renforcé par l'avalanche, mais la formation d'une chaîne entre électrodes est peu probable, le champ devenant trop faible au voisinage de la cathode.

II.4.2.1 Apparence lumineuse :

Les avalanches se propagent soit radialement sous la forme de canal comme dans les étincelles ordinaire, soit latéralement si la décroissance du champ est très rapide pour que le canal se forme ; donc deux apparences sont tout à fait différentes. Dans le premier cas on voit des canaux qui partent de la pointe positive, ces canaux se ramifient, ils forment un pont entre les électrodes. Chaque rameau est une chaîne d'avalanches qui se propagent comme celles de l'étincelle mais par effet photoélectrique uniquement. Le phénomène s'accompagne d'un grésillement de fréquence audible. C'est l'effluve positif.

Dans le deuxième cas, l'anode est recouverte d'une couche luminescente homogène. Pour une forte distance entre électrodes, le champ est très faible; les chaînes d'avalanches atteignent la cathode et on n'observe pratiquement que des étincelles. Quand les canaux n'atteignent pas la cathode, le courant est encore transporté par des particules d'un seul signe, les ions positifs.

II.4.2.2 Stabilité du phénomène :

Une succession d'avalanches se forment dans une certaine zone de tension. Mais il est quand même difficile d'obtenir un phénomène stable.

II.5 INFLUENCE DES PROPRIETES ELECTROGEOLOGIQUES DU SOL SUR LA PREDECHARGE DE Foudre.

Avant le commencement de la prédécharge descendante, l'intensité du champ électrique sur la surface du sol est relativement faible. Avec la propagation du traceur ce champ devient de plus en plus intense. Comme on a vu dans le paragraphe précédent, la prédécharge de foudre se propage par sauts "instantanés" avec un temps d'attente entre deux sauts successifs. Avant que les prédécharges n'atteignent le point critique, la terre n'a pratiquement aucune influence sur leur propagation [GOL73][DEL81].

C'est lorsque le traceur arrive au point critique que le champ électrique sur la surface de la terre est suffisamment intense pour engendrer une ou plusieurs décharges de connections. Celles-ci permettront la réalisation du saut final qui constitue la phase de connection entre ces décharges ascendantes et le traceur juste avant la décharge principale. C'est pourquoi le point critique est appelé aussi « point d'orientation » et la distance critique « distance d'orientation ».

L'intensité du champ électrique a la surface de la terre est déterminée par la quantité de charges contenues dans la prédécharge et par la hauteur des objets à la terre.

Cette quantité de charges a été obtenue par les chercheurs dans les stations d'observation de foudre en faisant l'intégrale du courant des coups de foudre enregistré. Dans le cas du coup de foudre composé de décharges successives, c'est la charge neutralisée par la première impulsion du courant qui est la charge contenue dans le traceur. C'est sa grandeur qui influe sur l'intensité du champ électrique au sol. Les résultats obtenus mettent en évidence que la distribution des charges contenues dans le traceur suit une loi normale logarithmique. la valeur moyenne de ces charges pour le traceur négatif descendant est de 10 C [FEL63][GOL73].

La valeur critique du champ électrique pour engendrer l'apparition d'une décharge de connections ascendante, diminue avec l'augmentation de la hauteur des objets à la terre. Elle est la plus grande pour le cas du sol plat. Ceci résulte que la distance d'amorçage augmente avec la hauteur de ces objets [DEL81].

Ainsi le point d'impact de la décharge de foudre serait le point au sol où une décharge de connections peut démarrer. Dans le cas de plusieurs décharges de connections, l'impact est le point d'origine de la décharge ascendante pour laquelle le champ électrique est le plus intense.

II.5.1 Cas d'un sol homogène mauvais conducteur

Le modèle expérimental réduit utilisé est constituée d'une couche d'eau distillée de conductivité et d'épaisseur variables, reposant sur un plan conducteur mis à la terre.

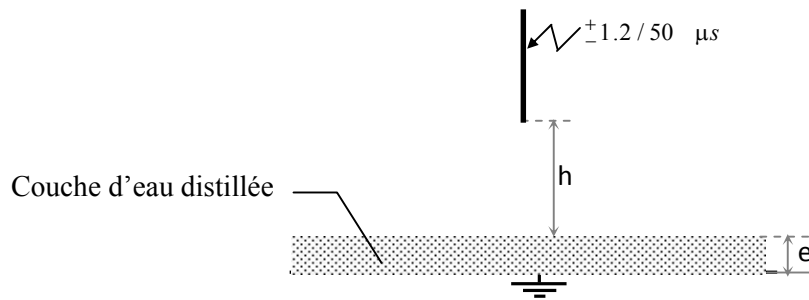
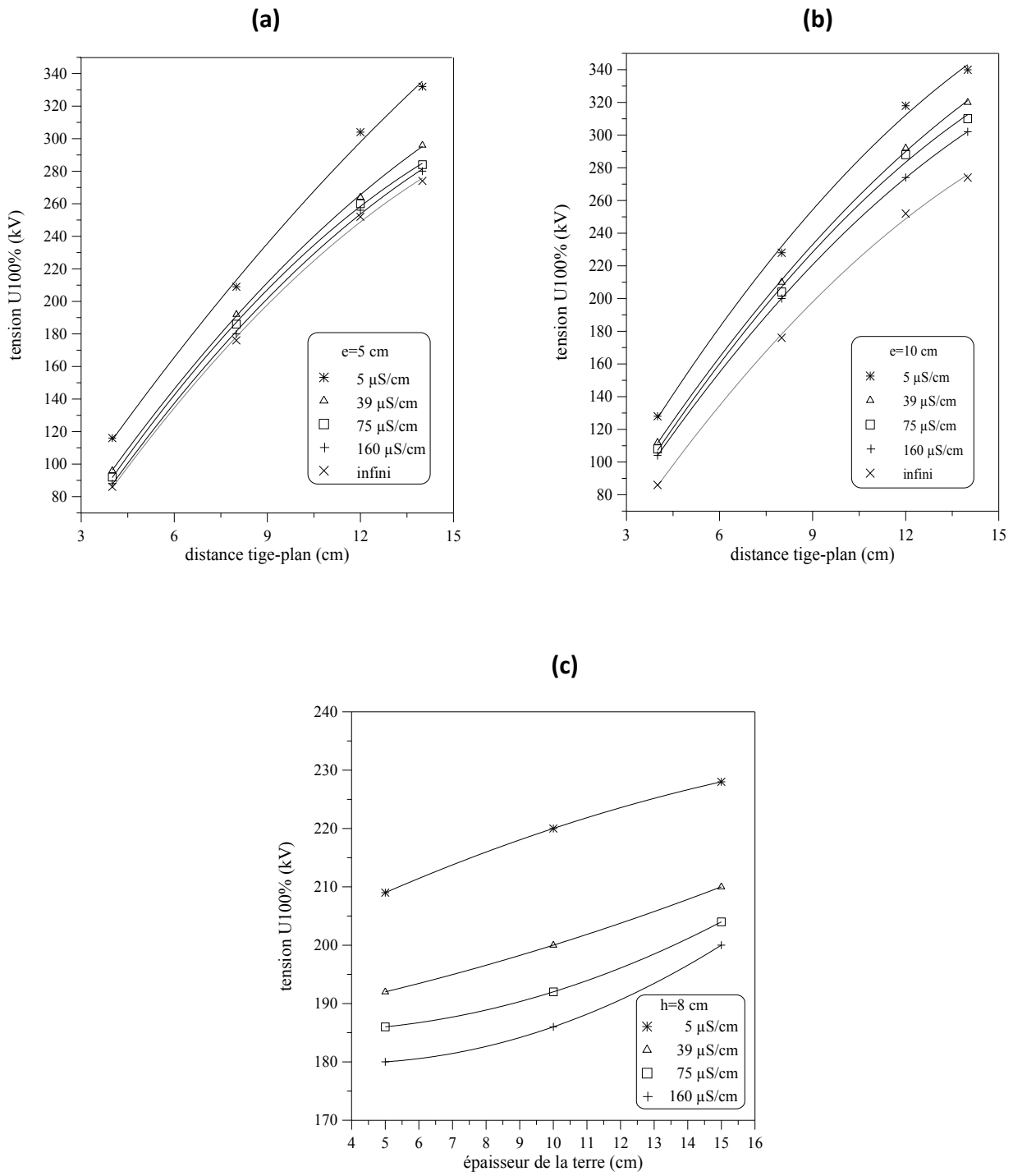


Figure II.3. Système tige-plan avec terre mauvaise conductrice.

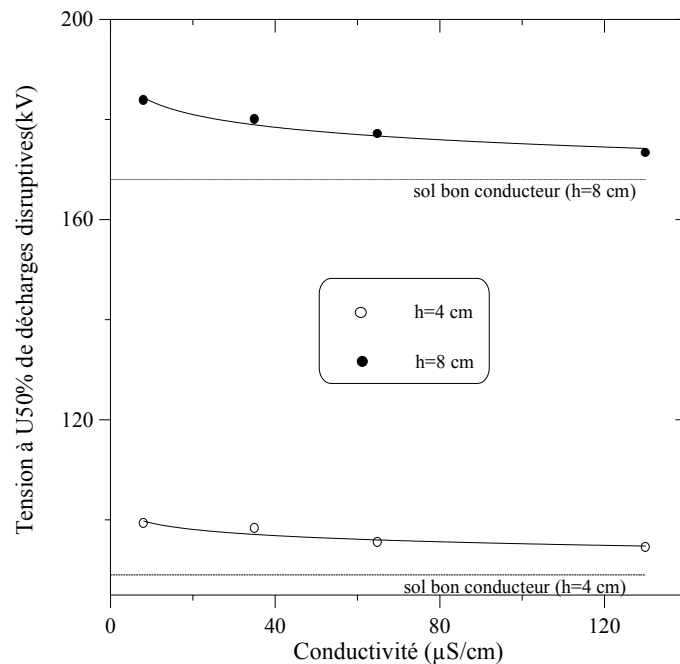
D'après des essais effectués avec la configuration de la figure II.3, il a été constaté que la tension à 100% de décharges disruptive ($U_{100\%}$) dans le cas d'un intervalle pointe-plan avec sol faiblement conducteur est influencée par la conductivité (σ) et l'épaisseur (e) de la couche mauvaise conductrice. En effet, la tension $U_{100\%}$ augmente lorsque la conductivité du sol diminue et de même lorsque l'épaisseur de la couche de terre augmente (figure II.4) [BOU95] [BOD95].



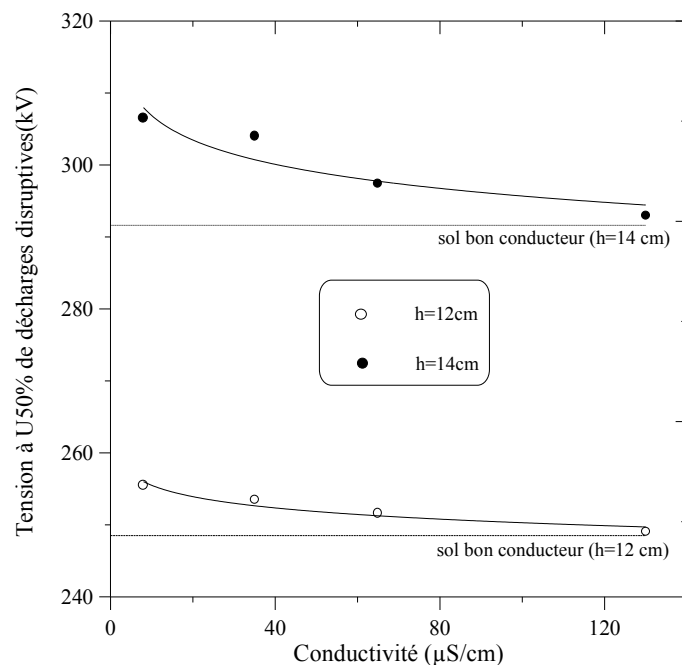
(a) $e = 5$ cm. (b) $e = 10$ cm. (c) $h = 8$ cm.

Figure II.4. Influence de la conductivité et de l'épaisseur de la couche mauvaise Conductrice sur la tension à 100% de décharges disruptives ($U_{100\%}$)

Une autre étude [BOU98] sur l'influence de la conductivité du sol mauvais conducteur sur les tensions à 50% des décharges disruptives ($U_{50\%}$) des petits intervalles d'air tige-plan aux ondes de choc de foudre positif et négatif, montre que la rigidité de l'intervalle tige-plan dépend de la conductivité du sol (figures II.5 a et b). En effet, l'intervalle est plus rigide pour les faibles conductivités, ce qui est vrai pour les deux types de polarité positive et négative.



a) Polarité positive



(b) Polarité négative

Figure II.5. La tension à 50% de décharges disruptives ($U_{50\%}$) en fonction de la conductivité du sol.

II.5.2 Cas d'un sol hétérogène

Le modèle expérimental utilisé pour étudier la configuration tige-plan avec terre hétérogène est représenté à la figure II.6, où le plan est constitué de deux parties, l'une très bonne conductrice (plaque d'aluminium) et l'autre mauvaise conductrice constituée d'une couche d'eau distillée de conductivité variable [BOU90][BOU95]. La position de la tige est déterminée par sa hauteur h par rapport au sol et par la distance d entre son axe et l'interface séparant les deux milieux qui constituent la terre. Cette distance est considérée positive lorsque la tige est située au-dessus de la partie mauvaise conductrice et négative dans l'autre cas. La distance (d), la conductivité du matériau mauvais conducteur σ , la longueur h de l'intervalle tige-plan, l'épaisseur (e), et la polarité de la tension appliquée, caractérisent la configuration du système avec terre hétérogène.

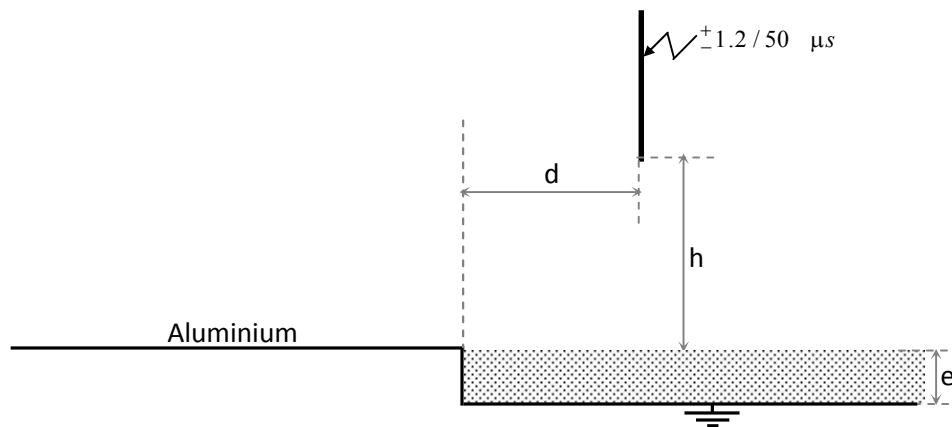


Figure II.6. Système tige-plan avec terre hétérogène.

D'après les résultats d'essais obtenus pour la polarité négative (figure II.7 a et b), il a été constaté que, la rigidité de l'intervalle d'air tige-plan avec terre hétérogène dépend étroitement de la position de la tige par rapport à l'interface ; cette influence est plus importante lorsque la conductivité de la partie mauvaise conductrice est plus faible, c'est-à-dire pour un degré d'hétérogénéité du sol plus élevé. Il est à noter que, lorsque la tige est située sur la partie mauvaise conductrice de la terre à une grande distance par rapport à l'interface (d positive), la configuration tige-plan hétérogène tend vers le système tige-sol homogène de même longueur et de même conductivité, tandis que lorsque la tige s'éloigne de l'interface vers les grandes distances négatives, on tend vers le système tige-plan bon conducteur de même longueur. Les comportements de l'intervalle sous les deux polarités semblent être similaires [BOU98].

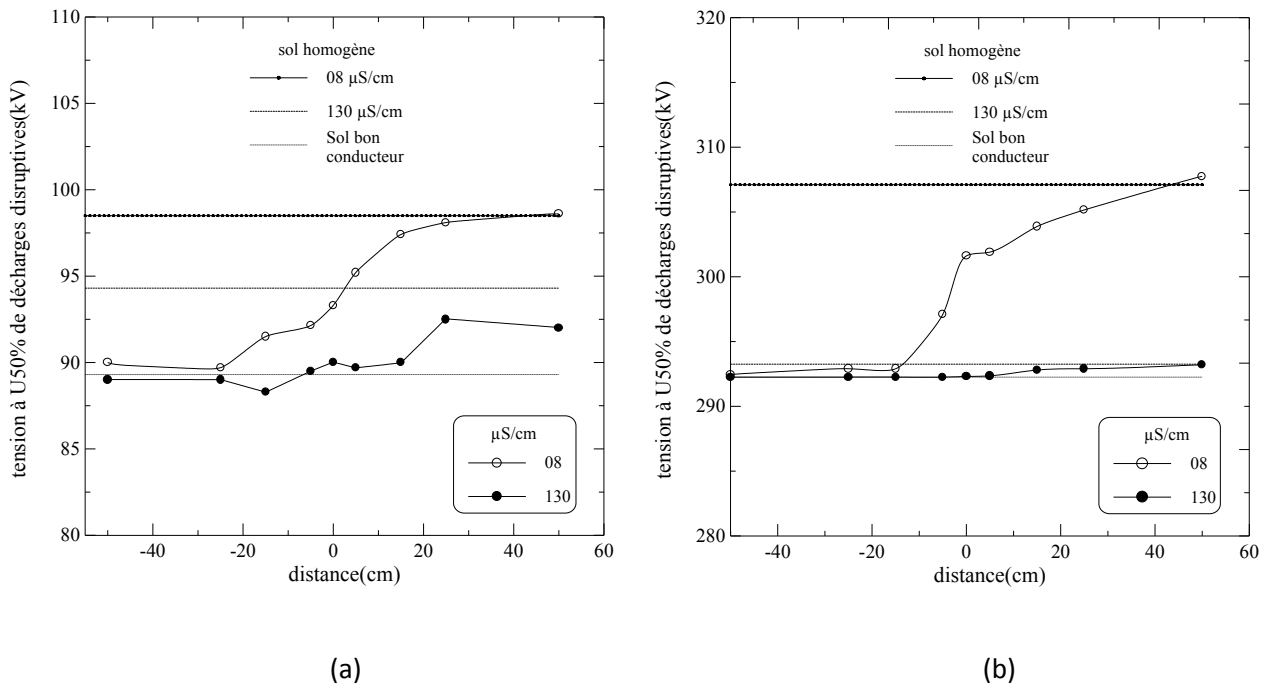


Figure II.7. Tension $U_{50\%}$ en fonction de la distance dans le cas de la tige négative.

(a) $h = 4 \text{ cm}$

(b) $h = 14 \text{ cm}$

II.5.3 Cas d'un sol discontinu

Le modèle expérimental utilisé pour étudier la configuration tige-plan avec terre discontinue est représenté à la figure II.8.

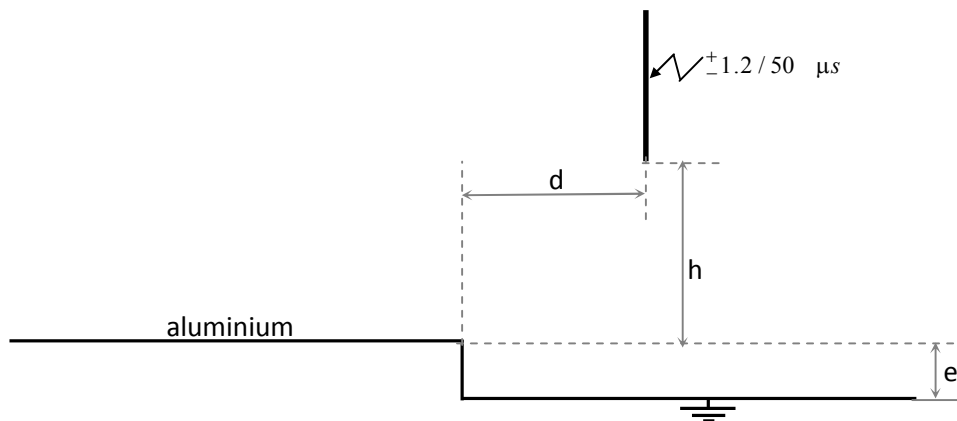


Figure II.8. Configuration du système tige-plan avec sol discontinu.

Le système tige-plan avec sol discontinu est caractérisé, par la longueur de l'intervalle h ainsi que par la profondeur (e) la polarité de la tige et la distance d entre l'axe de la cette dernière et l'interface.

Les résultats d'essais obtenus avec le sol discontinu dépendent étroitement de la polarité de la tige, ces résultats montrent que :

✓ Pour les grandes distances d , le comportement de l'intervalle sous tension négative est similaire à son comportement sous tension positive. Le système est équivalent au système tige-plan avec sol homogène bon conducteur de même longueur pour les distances négatives, et de longueur majorée avec la valeur de l'épaisseur e pour les distances positives. Au voisinage de l'interface, la tension à 50% de décharges disruptives à polarité négative est inférieure à celle obtenue dans le cas du sol bon conducteur de même longueur. Cette discontinuité dans l'évolution de la tension $U_{50\%}$ a disparue dans le cas de la tige positive. ceci est du au rôle de l'interface qui aurait le même effet qu'une pointe, transformant le système tige-plan en système tige-tige qui est moins rigide que le système tige négative-plan.

✓ D'après les résultats obtenus, avec la même configuration, pour un intervalle d'air de 4 cm, avec les deux épaisseurs $e=4$ cm et $e=8$ cm, il a été constaté que [BOU98], pour les grandes distances positives, l'influence de la discontinuité est plus importante pour $e=8$ cm que pour $e=4$ cm. au voisinage de l'interface la diminution de la tension $U_{50\%}$ est plus sensible pour $e=4$ cm que pour $e=8$ cm.

II.6 CONCLUSION

A partir des résultats des travaux effectués précédemment par d'autres chercheurs, nous pouvons conclure que l'hétérogénéité du sol modifierait considérablement la distribution du champ électrique sur la surface de l'électrode mise à la terre. Cette modification serait caractérisée par une augmentation du champ électrique au niveau de l'interface, suivant le rapport des conductivités des milieux composant le sol et suivant la distance entre l'axe de la tige et l'interface. Ceci a pour effet d'augmenter la fréquence de foudroiement de l'interface.

Suite à ces travaux, notre étude s'inscrit dans le même axe de recherche est concerne la distribution du champ électrique sur un sol hétérogène, Ainsi que l'influence de degré d'hétérogénéité du sol sur l'interface.

Chapitre III

Etude numérique de la configuration point-plan hétérogène

INTRODUCTION

Le modèle mathématique a été établi pour étudier l'influence de l'hétérogénéité du sol sur l'impact par la décharge de foudre. Les phénomènes naturels liés à ce problème ont été étudiés dans les deux chapitres précédents. Dans ce chapitre nous traduirons ces phénomènes en langage mathématique et nous donnerons la méthode numérique de résolution qui nous permettra de constater l'influence de l'hétérogénéité du sol sur l'impact probable de la foudre.

III.1 CONSIDERATION DES PHENOMENES NATUREL.

Il y a deux phénomènes naturels séparés dans l'espace, qui se passent en même temps, lorsqu'une décharge atmosphérique a lieu. L'un de ces phénomènes est l'évolution de la prédécharge dans l'air, et l'autre est le déplacement des porteurs de charge dans le sol.

III.1.1 Prédécharge de foudre.

On a vu dans le premier chapitre, qu'il y a plusieurs types de décharge de foudre, qui sont classés selon la polarité du nuage, décharge par la foudre, et selon le sens de la propagation du traceur. Dans le cas des prédécharges ascendantes, le point d'impact au sol est déterminé. Il est confondu avec le point d'initiation de la prédécharge.

Pour les prédécharges descendantes, l'impact serait le point à la terre.

- où l'intensité du champ électrique est la plus élevée au moment du saut final,
- d'où une décharge de connections ascendante a pu se développer lors de l'évolution de la prédécharge. Sur un sol plat, ce sont les roches, les arbres qui, comme pointes, facilitent le développement d'une telle décharge. Dans les deux cas, c'est l'intensité du champ électrique à la surface du sol qui détermine l'impact probable [GOL73][DEL81] [MAR17]. Ainsi la détermination de l'impact sur une surface hétérogène, se traduit par la détermination de l'intensité du champ électrique au sol lors de l'avancement du traceur descendant.

Cette intensité dépend de la charge contenue dans le traceur et de la distance qui sépare la tête de ce traceur de la surface du sol. Sa valeur critique est de 5 kV/cm pour le traceur descendant négatif est de 3 kV/cm pour le traceur descendant positif [GOL73]. Ainsi, pour une quantité de charge contenue dans le traceur donnée la distance critique est plus faible dans le cas de la décharge descendante négative.

Pour calculer l'intensité de champ électrique sur une surface hétérogène, on représente le système nuage orageux-sol par un condensateur à électrodes planes. La prédécharge descendante peut être représentée par une tige verticale ayant le potentiel du nuage. Ce potentiel est déterminé par la charge de la cellule du nuage liée au traceur. Ces sauts du traceur peuvent être considérés comme des échelons, parce que le temps d'un saut est relativement court par rapport au temps d'attente entre deux sauts [PLL90][ADA94][CHU17].

Une configuration de ce système, pour une position donnée de la prédécharge, détermine une répartition du potentiel entre les électrodes qui de sa part détermine l'intensité du champ électrique. Dans notre travail nous nous intéressons surtout à la variation de l'intensité du champ à la surface du sol hétérogène. Pour cela nous devons déterminer d'abord la variation de l'intensité du champ dans le sol, étant donné que la densité de charge dans le sol varie. En considérant chaque position du traceur comme un état statique, nous pouvons utiliser les équations de Maxwell pour exprimer la liaison entre le potentiel, l'intensité du champ électrique et la densité de charge :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}(v) \quad (III.1)$$

$$div(\varepsilon \cdot \vec{E}) = \rho \quad (III.2)$$

Pour la permittivité diélectrique supposée constante, ces deux équations peuvent être exprimées par une seule, c'est l'équation de Poisson:

$$\overrightarrow{grad}(v) = -\rho/\varepsilon \quad (III.3)$$

III.1.2 Déplacement des charges dans le sol.

Les charges contenues dans le sol et leur répartition influent aussi sur l'intensité du champ électrique du système nuage-prédécharge-sol. Comme on l'a vu dans le chapitre précédent les porteurs de charge se déplacent dans le sol sous l'effet du champ électrique dû à la présence des nuages orageux et à celle de la prédécharge. Leur déplacement engendre une densité de courant dans le sol. Cette densité dépend de l'intensité du champ électrique et de la conductivité du matériau qui est le siège de la conduction [ELM87][MAR17]. Avec le déplacement des porteurs de charge, la densité de charge varie dans le sol. Cette variation est exprimée par l'équation suivante, selon laquelle la divergence de la densité du courant donne la variation de la densité de charge dans le temps :

$$\operatorname{div}(\vec{J}) = -\partial\rho/\partial t \quad (\text{III.4})$$

En tenant compte de l'équation III.4, nous pouvons déterminer la distribution du champ électrique avec la variation de la densité de charge.

III.1.3 Description mathématique des phénomènes naturels.

Les équations III.3 et III.4 constituent la base de la description mathématique des phénomènes naturels qui se passent dans l'atmosphère entre le nuage et la terre et dans le sol pendant la propagation de la prédécharge de foudre. Ces équations doivent être résolues pour le potentiel v et pour la densité de charge ρ . La liaison entre les différents facteurs physiques du système nuage prédécharge-sol est représentée par le schéma bloc de la figure III.1. Comme la durée des sauts de la prédécharge est relativement courte par rapport au temps d'attente entre deux sauts successifs, chaque position du traceur peut présenter un état statique. Ceci résulte que dans le calcul de la variation de la densité de charge au sol, le courant de déplacement n'est pas pris en considération [ATT99][FIL66][BOU87].

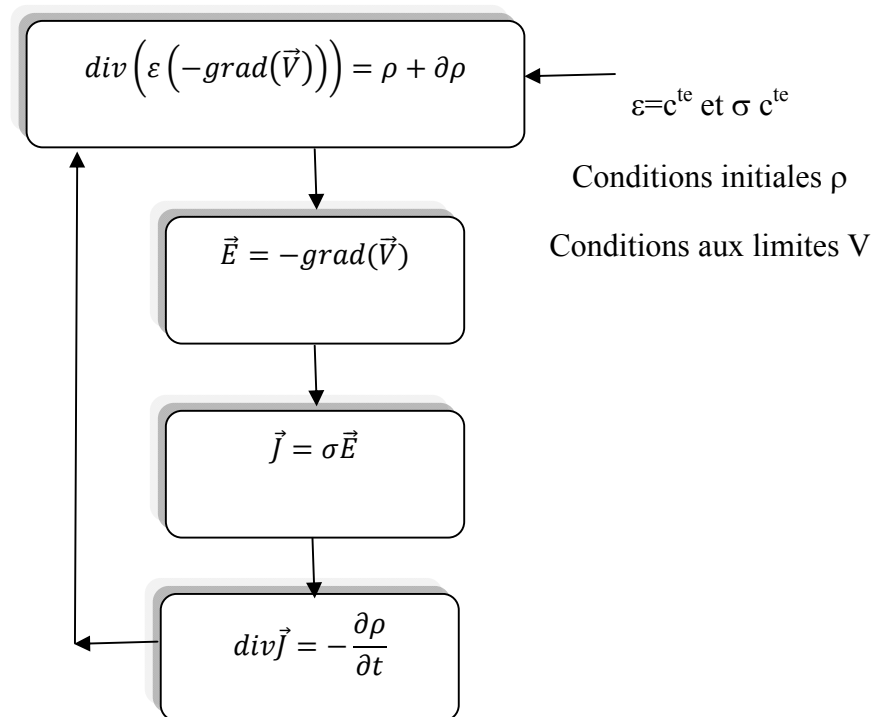


Figure III.1. Schéma-bloc des relations entre le potentiel, le champ électrique, la densité de courant et la variation de la densité des charges dans le sol [BOU87].

Pour une position donnée de la prédécharge (conditions aux limites v) et pour une répartition initiale des charges dans le sol (conditions initiales ρ) nous pouvons déterminer le potentiel v à l'aide de l'équation III.3. En connaissant v , le champ électrique est déterminé par l'équation III.1. Ce champ exerce une force électrique sur les porteurs de charge qui engendre une densité du courant \vec{j} , dont la divergence nous donne la variation de la densité de charge ($\partial\rho$) [PON96][GEO00] [MOR97].

Pendant le temps d'attente entre deux sauts du traceur, l'intensité du champ électrique varie avec la variation de la densité de charge selon le schéma-bloc de la figure III.1. La répartition des charges ainsi obtenue avant le saut suivant donne la densité de charge initiale pour la nouvelle position de la prédécharge [ABD91] [CHA91] [SAY16] [CHU17].

III.2 LE CHOIX DU DOMAINE A ETUDIER

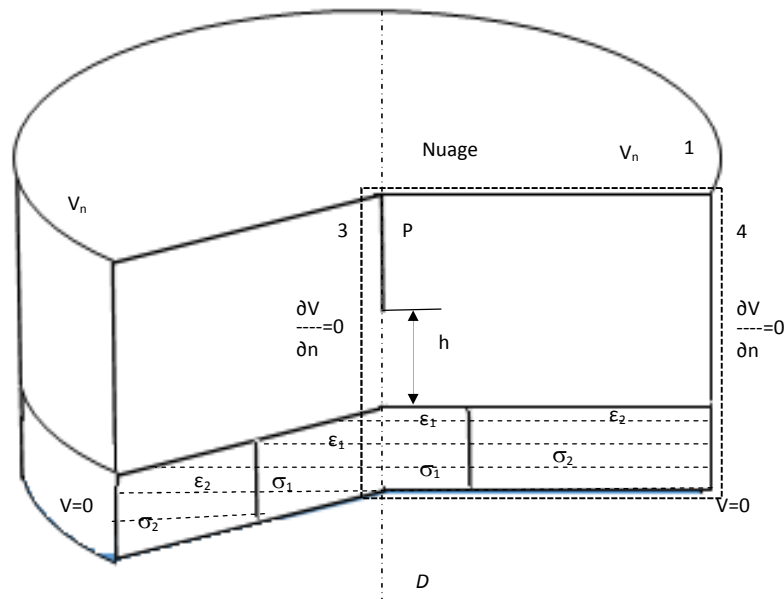
Le domaine à étudier est représenté par le système nuages orageux- prédécharge-sol (figure III.2). Pour simplifier le problème à résoudre nous avons fait les suppositions suivantes :

- la prédécharge de foudre se propage verticalement et son potentiel est identique à celui du nuage.
- le niveau de référence du potentiel est au fond du sol,
- le sol hétérogène se compose de deux matériaux différents et leur interface est une surface cylindrique dont l'axe est confondu avec celui du traceur.

Le domaine est choisi de telle façon qu'il ait une forme cylindrique dont l'axe est la prédécharge de foudre. Il est limité en haut par le plan des nuages ayant le potentiel v_{nuage} , et en bas par le plan de référence ayant le potentiel zéro.

Le rayon de ce domaine est choisi deux fois plus grand que sa hauteur pour que le champ électrique à son périmètre puisse être considéré comme pratiquement uniforme. Comme la symétrie cylindrique est imposée au domaine en question, la détermination de l'intensité du champ électrique à la surface du sol hétérogène se fait en bidimensionnel [BAI94] [HOB86].

Donc aux limites du domaine à étudier, les conditions sont données soit par le potentiel imposé constant, soit par sa dérivée imposée constante. Ces conditions doivent être remplies



P - Prédécharge

h - hauteur de la prédécharge

σ_1 et σ_2 - conductivité des composantes du sol hétérogène.

ϵ_1 et ϵ_2 - permittivité des composantes du sol hétérogène

D – distance entre l'axe de la prédécharge et l'interface

Figure III.2 Structure du domaine à étudier

par l'ensemble des champs électriques, celui dû à la prédécharge et celui dû aux charges dans le sol. Comme la symétrie cylindrique est imposée à la structure du domaine y compris le sol hétérogène, ces conditions aux limites seront tout le temps remplies aux cours des calculs. Ainsi le problème exprimé par l'équation III.3 est un problème de valeurs limites [ABD83].

La configuration imposée au domaine permet de considérer le problème comme bidimensionnel. Ce fait nous suggère de le résoudre dans le système des coordonnées cylindriques [STE79].

III.3 LA RESOLUTION DE L'EQUATION DE POISSON A L'AIDE DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS.

La MEF est une résolution numérique d'un problème de valeurs limites. Elle consiste à appliquer un maillage convenable sur le domaine à examiner et de superposer localement les fonctions élémentaires appelées « fonctions de formes ». Ce processus permet la transformation des équations différentielles en un système d'équations algébriques [ZIE77][SIL71] [CHU17]

C'est une méthode matricielle qui donne la solution approximative de la fonction cherchés dans les nœuds du réseau [GEO99][ADA04].

Le principe de cette méthode consiste à minimiser une certaine fonctionnelle au lieu de résoudre directement les équations descriptives du phénomène physique du système. La Fonctionnelle dont la minimisation donne la solution de l'équation de Poisson III.3.

$$w = \int_D (\varepsilon \cdot (\overrightarrow{grad}(v)) \cdot (\overrightarrow{grad}(v)) / 2 - \rho \cdot v) \partial D \quad (III.5)$$

Où - D est le domaine à examiner,

- ∂D est un élément incluse en D,
- ε et ρ sont des fonctions arbitraires,
- v est la fonction inconnue.

La fonctionnelle w est en corrélation avec l'énergie en différents points du système et la solution de w minimise cette énergie. Cette minimisation donne la fonction cherchée du potentiel v . L'équation d'Euler de la fonctionnelle w est l'équation de Poisson III.3. Ainsi :

- si la fonction v est la solution de l'équation III.3, elle minimise la Fonctionnelle w de l'équation III.5.

- d'autre part, v qui minimise la fonctionnelle w de l'équation III.5 est aussi la solution de l'équation III.3.

Le principe de la MEF est que la minimisation de la fonctionnelle w peut être achevée à l'aide des fonctions élémentaires superposées à chaque élément.

L'équation de Poisson dans le système de coordonnées cylindriques pour les problèmes ayant la symétrie cylindrique à la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\varepsilon \cdot r \cdot \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon \cdot r \cdot \frac{\partial v}{\partial z} \right) + r \cdot \rho = 0 \quad (\text{III.6})$$

qui est l'équation différentielle à résoudre. Dans ce cas, en utilisant la MEF, la Fonctionnelle w qui doit être minimisée est :

$$w = \iint_D \left(\frac{1}{2} \varepsilon \cdot r \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\varepsilon \cdot r \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) - \rho \cdot r \cdot v \right) dr dz \quad (\text{III.7})$$

La résolution numérique adoptée concerne les problèmes bidimensionnels. Elle est basée sur les principes de la méthode variationnelle dont l'application pratique nécessite de discrétiser le domaine en question. En général on le découpe en éléments finis en tenant compte de la non linéarité et de la non homogénéité du système. Cette discrétisation peut être assez arbitraire en utilisant des formes simples pour lesquelles la variation du potentiel d'un point à un autre du maillage se fait selon une fonction élémentaire. La permittivité ne doit pas être continue, mais constante par région du domaine. Chaque élément ne peut appartenir qu'à un seul matériau. Comme les inconnues étant les potentiels aux nœuds, c'est selon eux que la minimisation de la fonctionnelle w de l'équation III.7 doit être faite.

La condition nécessaire et suffisante pour que w soit stationnaire est que pour toute la variation dv arbitraire de la variable v , la variation correspondante dw de w soit nulle. Cette condition doit être remplie pour chaque nœud du domaine D :

$$\frac{\partial w}{\partial v_i} = 0 \quad \text{pour } i=1,2, \dots, \text{NT} \quad (\text{III.8})$$

où v_i est le potentiel du nœud i , et

- NT est le nombre total des nœuds.

Pour chaque élément, l'inconnu v est déterminé à l'aide des fonctions élémentaires N_i ; et des paramètres nodaux v_i , selon l'équation suivante en utilisant les désignations de la figure III.3

$$v = [N_i, N_j, N_k, N_l] \cdot [v_i, v_j, v_k, v_l]^t \quad (\text{III.9})$$

où les nœuds d'indices i,j,k,l appartiennent à l'élément « e » de la figure III.3.

La minimisation de la fonctionnelle w pour chaque nœud du domaine nous donne le système d'équations suivantes :

$$\frac{\partial w}{\partial v} = 0 \quad (\text{III.10})$$

En développant l'équation III.10 nœud à nœud et en remplaçant w par son expression donnée par la formule III.7, on peut écrire l'équation suivante pour chaque nœud de l'élément « é »

$$\frac{\partial w}{\partial v_i} = \iint_{\acute{e}} \left(\varepsilon \cdot r \left(\frac{\partial v}{\partial r} \cdot \frac{\partial}{\partial v_i} \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial v}{\partial z} \cdot \frac{\partial}{\partial v_i} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \right) - \rho \cdot r \cdot \frac{\partial v}{\partial v_i} \right) \partial r \partial z \quad \text{(III.11)}$$

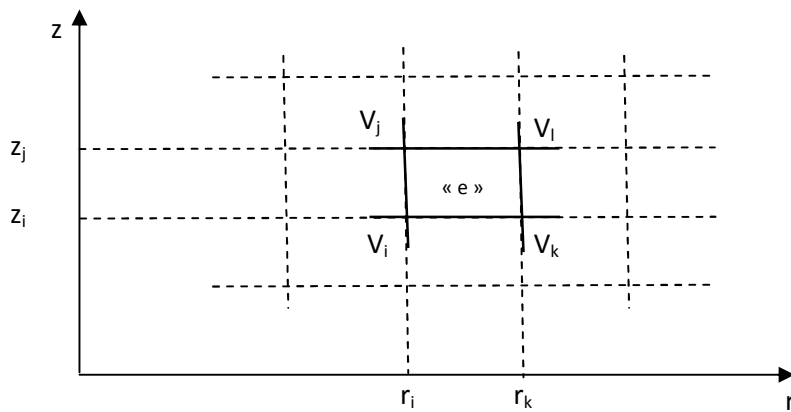


Figure III.3 Notation de l'élément « é » du domaine dans le système de coordonnées cylindrique

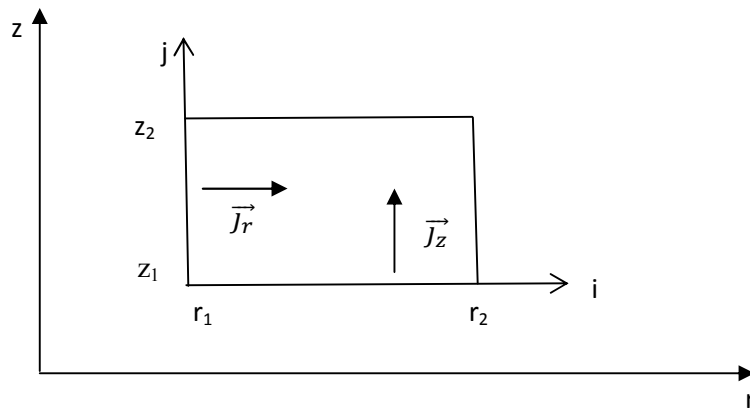


Figure III.4 Notation concernant un élément « é » les nœuds sont définis par les indices i et j

Comme les paramètres nodaux $v_{i, \dots, l}$ sont constants aux nœuds i, \dots, l , les membres de l'équation III.11, en utilisant l'expression III.7, ont les formes suivantes :

$$\frac{\partial v}{\partial r} = \left[\frac{\partial N_i}{\partial r}, \frac{\partial N_j}{\partial r}, \frac{\partial N_k}{\partial r}, \frac{\partial N_l}{\partial r} \right] \cdot [v_i, v_j, v_k, v_l]^t \quad \text{(III.12)}$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \left[\frac{\partial N_i}{\partial z}, \frac{\partial N_j}{\partial z}, \frac{\partial N_k}{\partial z}, \frac{\partial N_l}{\partial z} \right] \cdot [v_i, v_j, v_k, v_l]^t \quad \text{(III.13)}$$

$$\frac{\partial}{\partial v_i} \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right) = \frac{\partial N_i}{\partial r} \quad (\text{III.14})$$

$$\frac{\partial}{\partial v_i} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{\partial N_i}{\partial z} \quad (\text{III.15})$$

$$\frac{\partial v}{\partial v_i} = N_i \quad (\text{III.16})$$

Pour l'élément « é » on obtient :

$$\frac{\partial w}{\partial \{v\}} = [h] * \{v\} + \{f\} \quad (\text{III.17})$$

Où un élément de la matrice [h], qui exprime la liaison entre deux sommet de l'élément, est égal à :

$$h_{ij} = \iint_{\epsilon} \varepsilon \cdot r \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial r} \cdot \frac{\partial N_j}{\partial r} + \frac{\partial N_i}{\partial z} \cdot \frac{\partial N_j}{\partial z} \right) \partial r \partial z \quad (\text{III.18})$$

et un élément du vecteur {f}, qui exprime pour l'élément la liaison du nœud en question avec la densité de charge de l'élément :

$$f_i = - \iint_{\epsilon} \rho \cdot r \cdot N_i \partial r \partial z \quad (\text{III.19})$$

Après l'assemblage de tous les éléments, la minimisation de la fonctionnelle w serait obtenue en résolvant le système des équations donné sous la forme matricielle suivante :

$$[H] \cdot \{V\} + \{F\} = \{0\} \quad (\text{III.20})$$

ce qui donne pour le 1^{ème} nœud du maillage :

$$\sum_{\epsilon \in L} \frac{\partial w}{\partial v_i} = 0 \quad (\text{III.21})$$

où - L est l'ensemble des éléments ayant comme sommet le i^{ème} nœud. L'équation III.21 nous donne le i^{ème} rang du système d'équations III .20.

La forme simple des éléments du domaine D est rectangulaire. Cette forme à été choisie, avec la position des éléments dans le système de coordonnées cylindriques, dans le but d'avoir un calcul simple des composantes de la densité de courant au sol. Ces composantes \vec{j}_r et \vec{j}_z pour chaque élément sont perpendiculaires aux surfaces limites correspondantes comme indiqué sur la figure III.4.

La fonction élémentaire du potentiel pour chaque élément a été choisie de la famille d'équations de Lagrange. Cette fonction, à la forme suivante :

$$N_{ij} = L_j(z).L_i(r) \quad (\text{III.22})$$

Où

$$L_i(r) = \frac{\prod(r - r_n)}{(r_i - r_n)} \quad \text{avec } n = 1,2 \text{ et } n \neq i$$

$$L_j(z) = \frac{\prod(z - z_m)}{(z_j - z_m)} \quad \text{avec } m = 1,2 \text{ et } m \neq j$$

La résolution du système d'équation linéaire III.20 est faite après injection des conditions aux limites.

En récapitulant, l'application de la MEF se déroule par l'exécution successive des étapes suivantes :

1. Remplacer l'équation différentielle III.6 par le problème variationnel équivalent équations III.7 et 8.
2. Discrétiser le domaine en éléments finis (maillage).
3. Exprimer la fonction cherchée v par une fonction élémentaire équations III.9 et 22.
4. Déterminer les éléments de la matrice $[H]$ et le vecteur $\{F\}$ équations (III.18 et 19).
5. Introduire les conditions aux limites pour v et les conditions initiales pour ρ .
6. Résoudre le système d'équations algébriques équation (III.20).

Comme l'indique le schéma-bloc de la figure III.1, après chaque modification de la densité de charge au sol, l'équation de Poisson doit être résolue de nouveau pour obtenir le potentiel conforme à cette nouvelle répartition de charge.

III.4. RESOLUTION NUMERIQUE.

Pour résoudre le problème mathématique décrivant les phénomènes physiques, nous allons suivre, dans les paragraphes suivants, le chemin indiqué par le schéma-bloc de la figure III.1.

III.4.1. Conditions initiales de la densité de charge au sol.

Les conditions aux limites du domaine ont été données dans le paragraphe III.2. Le potentiel du nuage est déterminé à partir de charge du nuage Q_{nuage} et la capacité du système nuage - terre $C_{\text{système}}$ qui est un système plan - plan. La capacité d'un tel système est égale à

$$C_{\text{système}} = \varepsilon \cdot R^2 \cdot \pi / d$$

où R et d sont respectivement le rayon et la hauteur du domaine cylindrique. Comme leur rapport R/d a été choisi égal à 2 et la permittivité relative du système égale à 1. La valeur de cette capacité est de :

$$C_{\text{système}} = 0,1113 \cdot d \quad (nF)$$

Ainsi le potentiel du nuage est égal à:

$$V_{\text{nuage}} = Q_{\text{nuage}} / C_{\text{système}}$$

Ce potentiel est aussi celui de la prédécharge.

Nous obtenons la densité de charge initiale au sol en divisant la charge totale Q_{sol} contenue dans le sol par le volume V_{sol} du domaine :

$$\rho_{\text{ini}} = Q_{\text{sol}} / V_{\text{sol}}$$

Ce qui veut dire que la répartition initiale des charges dans le sol est supposée uniforme, la quantité de cette charge est identique, et de polarité opposée à celle du nuage.

$$Q_{\text{sol}} = -Q_{\text{nuage}}$$

III.4.2. Maillage du domaine.

Pour obtenir le système d'équations algébriques à résoudre il faut d'abord discrétiser le domaine en question. Cette discrétisation, se déroule d'une façon assez arbitraire. Nous avons choisi toutefois ces éléments de forme rectangulaire pour nous permettre de faciliter la modélisation nécessaires à la résolution du problème.

Les dimensions des éléments du domaine varient. Ceci est dû au fait que le domaine a été choisi de telle manière que les conditions aux limites, celle de Dirichlet et de Neumann à ses frontières soient remplies. La partie qui nous intéresse est petite par rapport au domaine

complet. Ainsi la densité des éléments est plus grande entre l'interface et la prédécharge qu'ailleurs, et par conséquent leurs dimensions sont plus petites.

III.4.3. Détermination des éléments du système d'équations à résoudre.

Pour obtenir les éléments de la matrice [H] et du vecteur {F} de l'expression III.20, nous avons appliqué la fonction élémentaire III.22 aux éléments du domaine.

Chaque élément de la matrice [H] correspond à deux nœuds du domaine. Il n'est différent de zéro que si les deux nœuds en question appartiennent au même élément du domaine. Un élément de la matrice [H] est égal à la somme des éléments conformes des matrices élémentaires [h] de l'équation III.17 correspondant à ces deux nœuds. Les éléments de la matrice [H] sont déterminés à l'aide de l'équation III.18. Dans le cas du domaine composé de NT nœuds, la dimension de la matrice [H] est égale à NT*NT. Un nœud quelconque ne peut appartenir qu'à quatre éléments au maximum. Il ne peut être lié qu'à huit autres nœuds au maximum. Ainsi dans un rang de la matrice [H] il ne peut y avoir que neuf éléments de valeur différente de zéro. La matrice [H] est une matrice symétrique et comporte peu d'éléments différents de zéro.

Chaque élément du vecteur {F} correspond à un nœud. Sa valeur se compose de la somme des valeurs des éléments conformes des vecteurs élémentaires {F}. Les valeurs des éléments du vecteur {F} sont déterminées à l'aide de l'équation III.19. Pour le domaine ayant NT nœuds le vecteur {F} possède NT éléments.

III.4.4. Introduction des conditions aux limites.

Remarquons que certains nœuds situés sur les électrodes, ont un potentiel imposé. Nous convenons de numéroter les nœuds à potentiel inconnu de 1 à N_{in} et les nœuds à potentiel connu de $N_{in}+1$ à N_n . L'approximation globale est introduite dans la fonctionnelle qui doit être minimisée par rapport aux N_{in} potentiels inconnus. Nous obtenons donc un système de N_{in} équations linéaires [SAB86], pour $i=1$ à N_{in} .

En résolvant l'équation matricielle correspondant, nous obtenons le système d'équations algébriques linéaires à résoudre. Un rang de ce système d'équations III.20, qui peut être écrit sous la forme suivante :

$$\sum_{j=1}^{N_H} H_{ij} \cdot V_j + F_i = 0 \quad (III.23)$$

III.4.5. Résolution du système d'équations algébriques linéaires.

Pour résoudre le système d'équations III.23, nous avons utilisé une méthode itérative appelée méthode de relaxation [ZIE77]. Cette méthode consiste à résoudre le système d'équations rang par rang, successivement, en utilisant les valeurs initiales des inconnues et les valeurs reçues des équations précédentes. On cherche à minimiser le résidu de chaque équation du système. Pour cela nous avons transformé l'expression III.23 comme suit:

$$R_i = V_i + (F_i + \sum_{j=1}^{i-1}(H_{ij} \cdot V_j) + \sum_{j=i+1}^{NH}(H_{ij} \cdot V_j)) / H_{ii} \quad (\text{III.24})$$

Où - R_i est le résidu de l'équation $i^{\text{ème}}$

- V_j correspond aux valeurs nouvellement calculées.

- V_i correspond aux valeurs initiales des inconnues.

En résolvant ce système d'équations, nous avons modifié de ΔV la valeur de l'inconnue, dont le résidu a été le plus grand. Si c'était R_i , qui avait la valeur maximale, en diminuant sa valeur de ΔV_i on obtient le nouveau résidu R'_i :

$$R'_i = R_i - \Delta V_i$$

La nouvelle valeur du potentiel du nœud $i^{\text{ème}}$ sera :

$$V'_i = V_i - \Delta V_i$$

Les valeurs des résidus des autres équations du système qui sont liées au nœud $i^{\text{ème}}$, sont aussi changées. Si les nœuds i et k appartiennent aux mêmes éléments, le résidu de l'équation $k^{\text{ème}}$ sera égal à :

$$R'_k = R_k - H_{ki} \cdot \Delta V_i / H_{kk} \quad (\text{III. 25})$$

Pendant la résolution du système d'équation la valeur maximale des résidus est observée. Dès qu'elle atteint la valeur désirée le calcul s'arrête et les valeurs obtenues des éléments du vecteur V donnent les potentiels aux nœuds.

III.5. DETERMINATION DU CHAMP ELECTRIQUE AU SOL.

En utilisant la forme approximative de l'équation III.1 nous pouvons déterminer les composantes de r (tangentielle) et de z (normale) du champ électrique dans le système de coordonnées cylindriques, pour chaque nœud du domaine. Avec les désignations de la figure

III.4. et étant donné que les dimensions des éléments du maillage dans le domaine concerné sont relativement petites, ces deux composantes du champ électrique au nœud $i^{\text{ème}}$ sont égales à

$$E_{ri} = -\frac{v_k - v_i}{r_k - r_i}$$

$$E_{zi} = -\frac{v_j - v_i}{z_j - z_i}$$

Ainsi en connaissant les potentiels des nœuds nous pouvons déterminer pour chaque nœud les composantes du champ électrique.

III.6. DETERMINATION DE LA DENSITE DE COURANT AU SOL.

La densité de courant a été déterminée en appliquant l'équation III.4 pour chaque élément du domaine appartenant au sol. A l'intérieur d'un élément « é » la conductivité du sol a été imposée constante :

$$\sigma = \text{cst.} \quad \text{Pour chaque élément « é » du sol}$$

Les composantes du champ aux nœuds peuvent être considérées constantes dans chaque élément. Ceci est dû à la manière de la détermination de ces composantes. Leurs valeurs, avec les désignations des figures III.3 et 4, sont identiques à celles du nœud inférieur gauche pour chaque élément :

$$E_r = E_{ri} \quad \text{et} \quad E_z = E_{zi} \quad (\text{III.26})$$

Les composantes de la densité de courant pour chaque élément « é » sont déterminées de la manière suivante :

$$J_r = \sigma E_r \quad \text{et} \quad J_z = \sigma E_z \quad (\text{III.27})$$

III.7. DETERMINATION DE LA VARIATION DE LA DENSITE DE CHARGE.

Pour chaque élément du sol la variation de la densité de charge a été déterminée à l'aide de la forme intégrale de l'équation III.4 :

$$-\frac{\partial Q}{\partial t} = \oint_S \vec{J} \cdot \vec{dS} \quad (\text{III.28})$$

Si la charge contenue dans le volume V d'un élément « é » est égale a Q en supposant que cette charge est répartie uniformément dans le volume, la densité de charge dans ce volume est égale à :

$$\rho = Q/V \quad (\text{III.29})$$

Et sa variation en un temps dt est égale à :

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = (\oint_S \vec{j} \cdot \vec{dS})/V \quad (\text{III.30})$$

La variation de la charge contenue dans n'importe quel élément est déterminée par les densités de courant des éléments voisins à celui ci, avec lesquels l'élément en question possède les surfaces communes. Ces éléments voisins de l'élément « é » de la figure III.5, sont désignés par les lettres a, b, c et d, et leurs surfaces communes sont S₃; S₁, S₄ et S₂, la variation dans le temps de la charge Q dans la volume V sera alors égale à :

$$-\frac{\partial Q}{\partial t} = -\int_{S_1} J_{zb} \partial S_1 + \int_{S_2} J_{zb} \partial S_2 + \int_{S_3} J_{za} \partial S_3 + \int_{S_4} J_{zc} \partial S_4 \quad (\text{III.31})$$

Avec $\partial S_1 = \partial S_2 = 2 \cdot r \cdot \pi \cdot \partial r$, $\partial S_3 = 2 \cdot r_i \cdot \pi \cdot \partial z$ et $\partial S_4 = 2 \cdot r_k \cdot \pi \cdot \partial z$

Comme les composantes du courant sont constantes pour chaque élément, la variation de charge est égale à :

$$-\frac{\partial Q}{\partial t} = (J_{zd} - J_{zb})S_1 + S_4 \cdot J_{rc} - S_3 \cdot J_{ra} \quad (\text{III.32})$$

Le volume de l'élément est égal :

$$V = \pi(r_k^2 - r_i^2)(z_j - z_i) \quad (\text{III.33})$$

et la variation de la densité de charge en un temps dt dans ce volume est égale à :

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{(J_{zd} - J_{zb})S_1 + S_4 \cdot J_{rc} - S_3 \cdot J_{ra}}{V} \quad (\text{III.34})$$

Pour obtenir la variation du champ électrique dans le domaine qui nous intéresse, cette variation de la densité de charge sera introduite comme condition initiale dans le nouveau calcul du champ. L'organigramme du programme numérique qui calcule la variation de l'intensité du champ électrique sur la surface du sol avec l'avancement de la prédécharge est présenté à la figure (III.5).

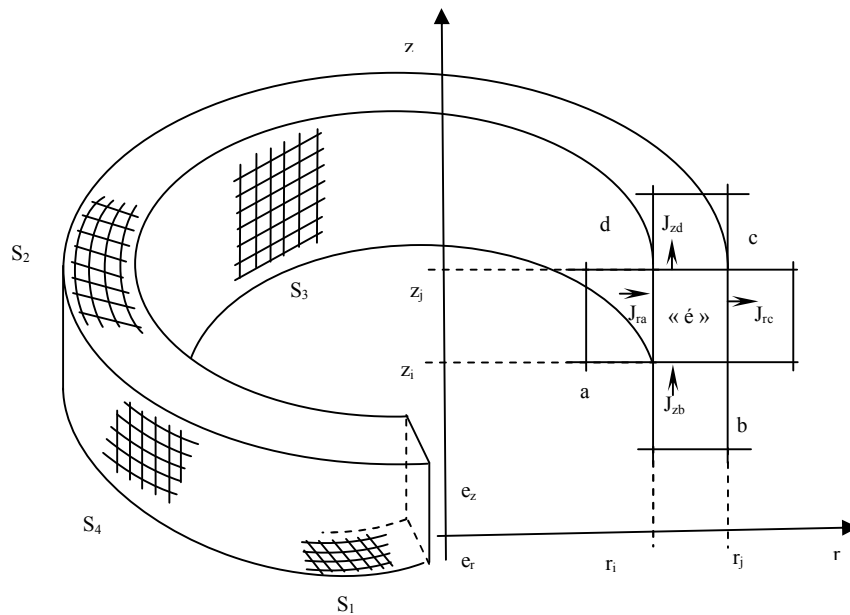


Figure III.5 Liaison entre le volume élémentaire V' et l'élément « é » du domaine

III.8. RESOLUTION DU SYSTEME DANS LES CAS PARTICULIERS.

Les cas examinés ont été choisis de manière à nous permettre d'observer l'influence de l'hétérogénéité du sol sur la distribution du champ électrique à sa surface. Ainsi, nous déterminerons la variation de cette intensité du champ en fonction de la distance (D) de l'interface figure III.2. Cette étude sera faite pour différentes hauteurs (h) de la prédécharge.

III.8.1. Cas examinés.

L'hétérogénéité du sol est caractérisée par la différence de conductivité des différentes composantes qui le constitue. La largeur de la gamme de variation de ces conductivités est de 10^{24} S/m, tandis que la largeur de la gamme de variation des constantes diélectriques des matériaux est environ de 100 (paragraphe III.1.). Ceci nous a amené à choisir comme objet d'étude un sol hétérogène dont la conductivité est variable et dont la permittivité diélectrique est constante et uniforme pour les deux types du sol étudié.

Les valeurs des conductivités des composantes du sol étudiées ont été limitées par la contrainte de la constante de temps de l'équation de continuité. Cette constante TC (paragraphe II.1.2), a

due être pour chaque composante plus grande que le temps nécessaire à un saut de la prédécharge, qui est de 10^{-6} s (paragraphe II.1.3).

Cette condition avec le choix de la constante diélectrique égale à l'unité nous a donné la conductivité maximale, que nous pouvons choisir :

$$\sigma_{max} = 8.85.10^{-6} S/m$$

Ce choix est nécessaire pour que le phénomène de la propagation de la prédécharge puisse être considéré comme la superposition d'états statiques. Chaque état statique représente une position du traceur et une configuration donnée du système. Nous avons examiné quelque valeur de conductivités. Où nous utilisons les désignations de la figure III.2. Pour déterminer l'intensité de champ électrique à la surface du sol lors de l'évolution de la prédécharge, la hauteur h variait chaque configuration

Nous avons constaté aussi que le pas du temps, a été choisi par le programme de simulation. Ce programme choisit le pas du temps dT , de telle manière qu'il soit plus petit que le minimum des constantes de temps obtenues à partir des valeurs des conductivités et des constantes diélectriques des composantes du sol hétérogène figure III.6.

Pour chaque valeur de conductivités indiqué, nous avons varié la distance (D) de l'interface. Donc une structure donnée à étudier est déterminée par l'ensemble des conductivités et par la distance de l'interface, qui est désignée par (D) sur la figure III.2. Le programme numérique calcule la variation de l'intensité du champ électrique à la surface du sol pour une telle structure donnée. Cette variation, pour chaque structure, est déterminée avec l'avancement de la prédécharge, dont la hauteur varie pendant le calcul. Le temps d'attente entre deux hauteurs, dont la différence représente un saut de la prédécharge [GAR75][GOL73].

Le programme numérique a pris la répartition des charges initiale au sol uniforme et la charge totale contenue dans le sol identique à celle du nuage, mais de polarité opposée. La charge dans le nuage a été prise de 10 C [GOL73]. A cette charge correspond un potentiel du nuage dans le système étudié : égale à

$$V_{nuage} = 90 MV$$

Pendant les temps d'attente, les charges au sol se déplacent sous l'effet du champ électrique. La variation de la densité de charge due à ce déplacement est calculée par le programme numérique après chaque temps dT .

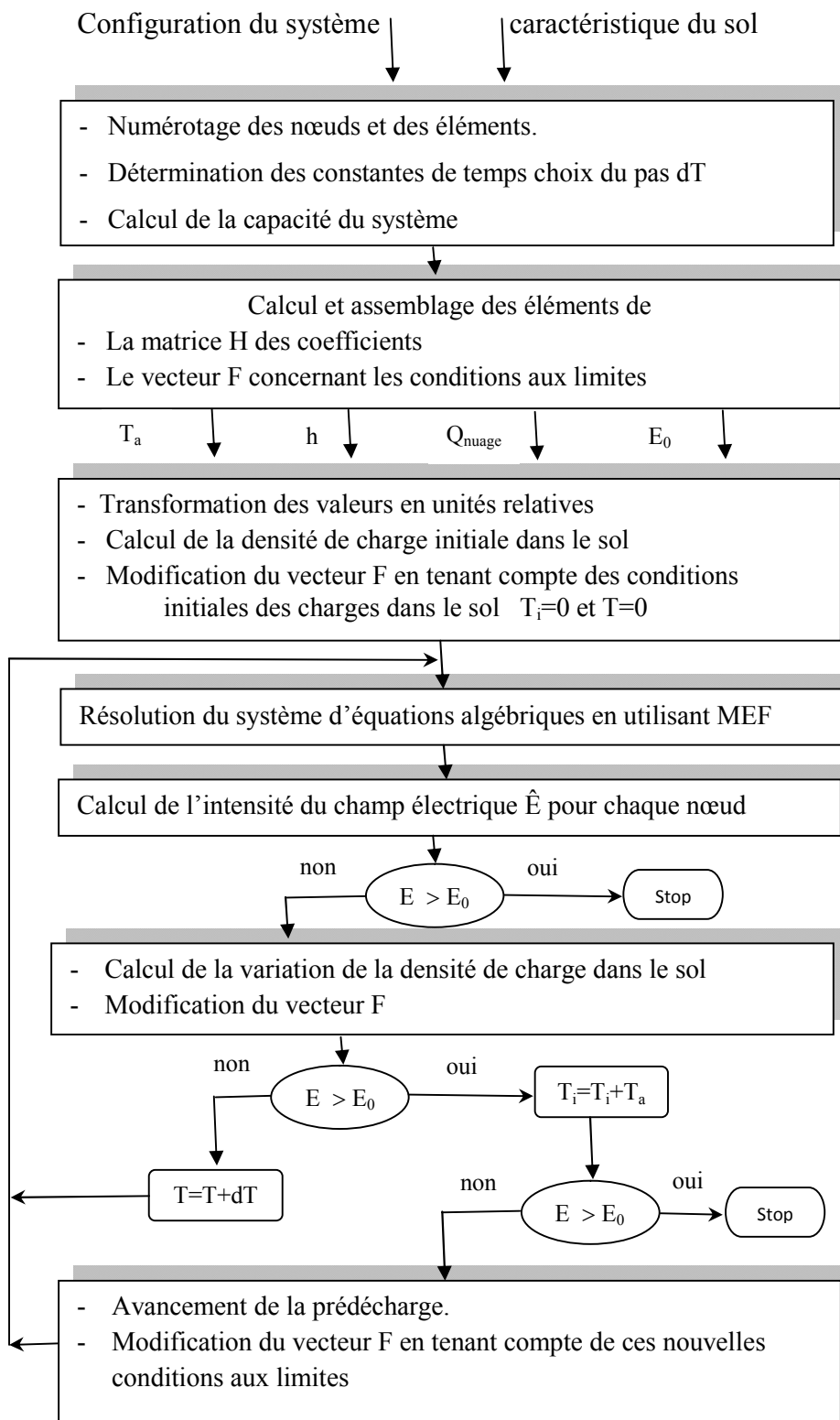


Figure III.6 Organigramme du programme numérique

III.8.2. Résultats obtenus.

Dans cette partie, nous avons comme objectif l'étude de l'influence de degré d'hétérogénéité du sol sur la distribution du champ électrique, pour les différents paramètres :

- Distance (D) entre la tige HT et l'interface.
- l'intervalle d'air tige-plan (h).

Ainsi que l'effet de l'interface sur l'intensité du champ électrique. Pour une étude détaillée, nous avons intéressé au deux degré d'hétérogénéité de la partie mauvais conductrice (sable humide et sec),

Nous avons regroupé les résultats, pour le paramètre (D/h), avec les deux configurations possible, qui correspondent aux deux positions de la tige, la première si la tige au dessus de la partie bonne conductrice, avec les deux degré d'hétérogénéité du sable et, la deuxième si la tige au dessus de la partie mauvais conductrice avec les deux type de sable (sable humide et sec).

La Première configuration : La tige au dessus de la partie bonne conductrice de la terre hétérogène

Les figures III.7, 8, 9,10, montrent que, l'intensité du champ calculé pour $D/h > 0.5$, sur la partie bonne conductrice de la terre hétérogène est supérieure à celle de la partie mauvais conductrice avec les deux type de sable (sable humide et sec).

Au voisinage de l'interface ($D/h < 0,5$), les résultats obtenus, montrent une sorte de discontinuité dans l'évolution du champ électrique, celle-ci devient progressivement plus grand.

Au niveau de l'interface, le système tige-interface se comporte comme un système tige-tige. Or sous tension négative, celui-ci est moins rigide que le système tige-plan.

A cause de l'intensité de champ plus importante dans l'intervalle tige-tige, le champ s'accroît sur l'interface d'une valeur très élevée par rapport les autres points du plan.

Pour le même niveau de tension appliqué, et pour la même configuration (h est constant), nous constatons que l'intensité du champ électrique augmente avec l'augmentation de degré de conductivité du sol (sable humide), cela est visible au niveau de l'interface, qui se comporte comme un système tige-tige, qui est le moins rigide. Le champ électrique est plus intense au niveau de l'interface, pour un sable sec, que pour un sable humide.

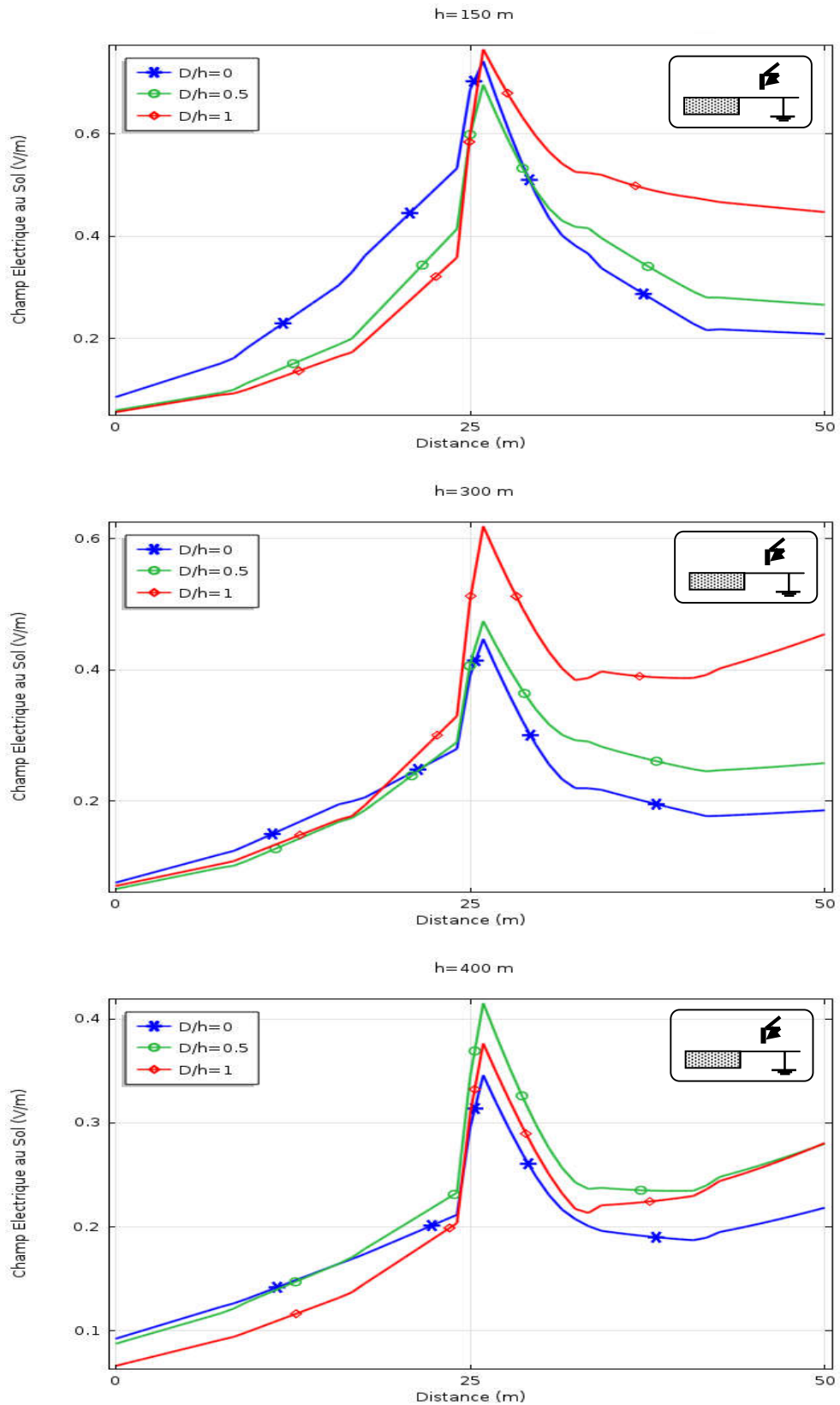


Figure III.7 Distribution du champ électrique au sol hétérogène (sable sec)

Avec $\sigma = 6e-12$ S/m, $\epsilon = 90$

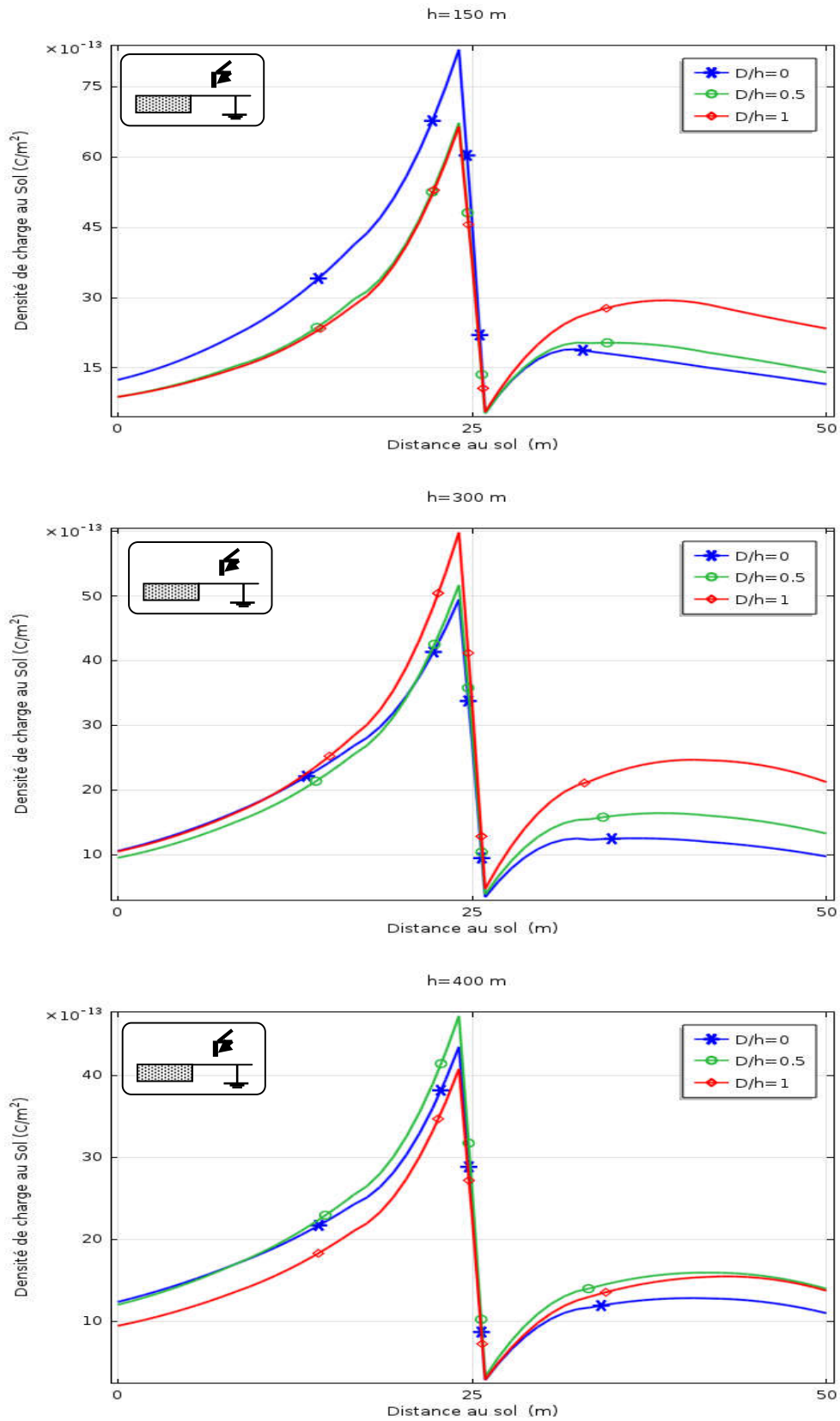


Figure III.8 Densité de charge au sol hétérogène (sable sec)

Avec $\sigma = 6e-12$ S/m, $\epsilon = 90$

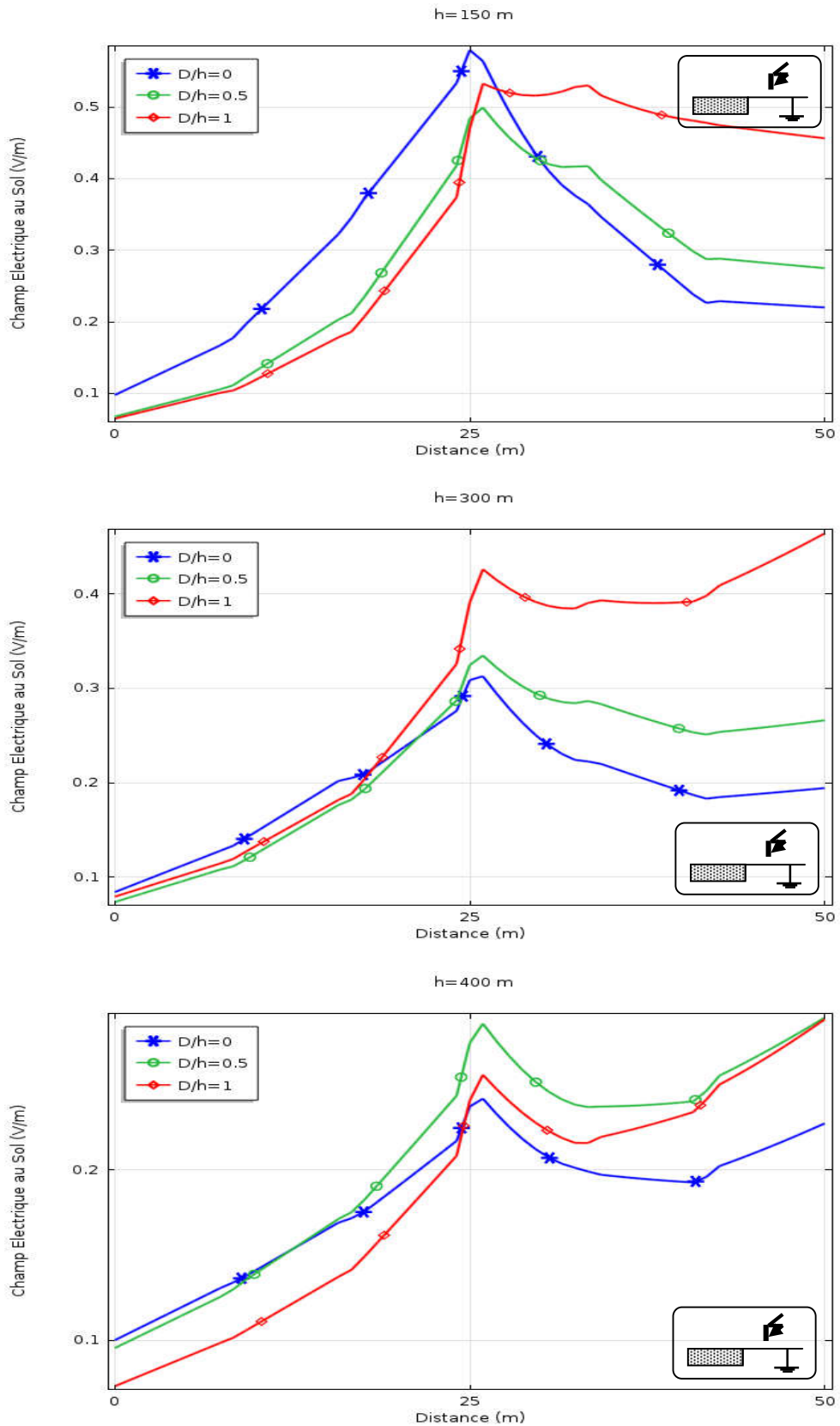


Figure III.9 Distribution du champ électrique au sol hétérogène (sable humide)

Avec $\sigma = 6e-3$ S/m, $\epsilon = 3$

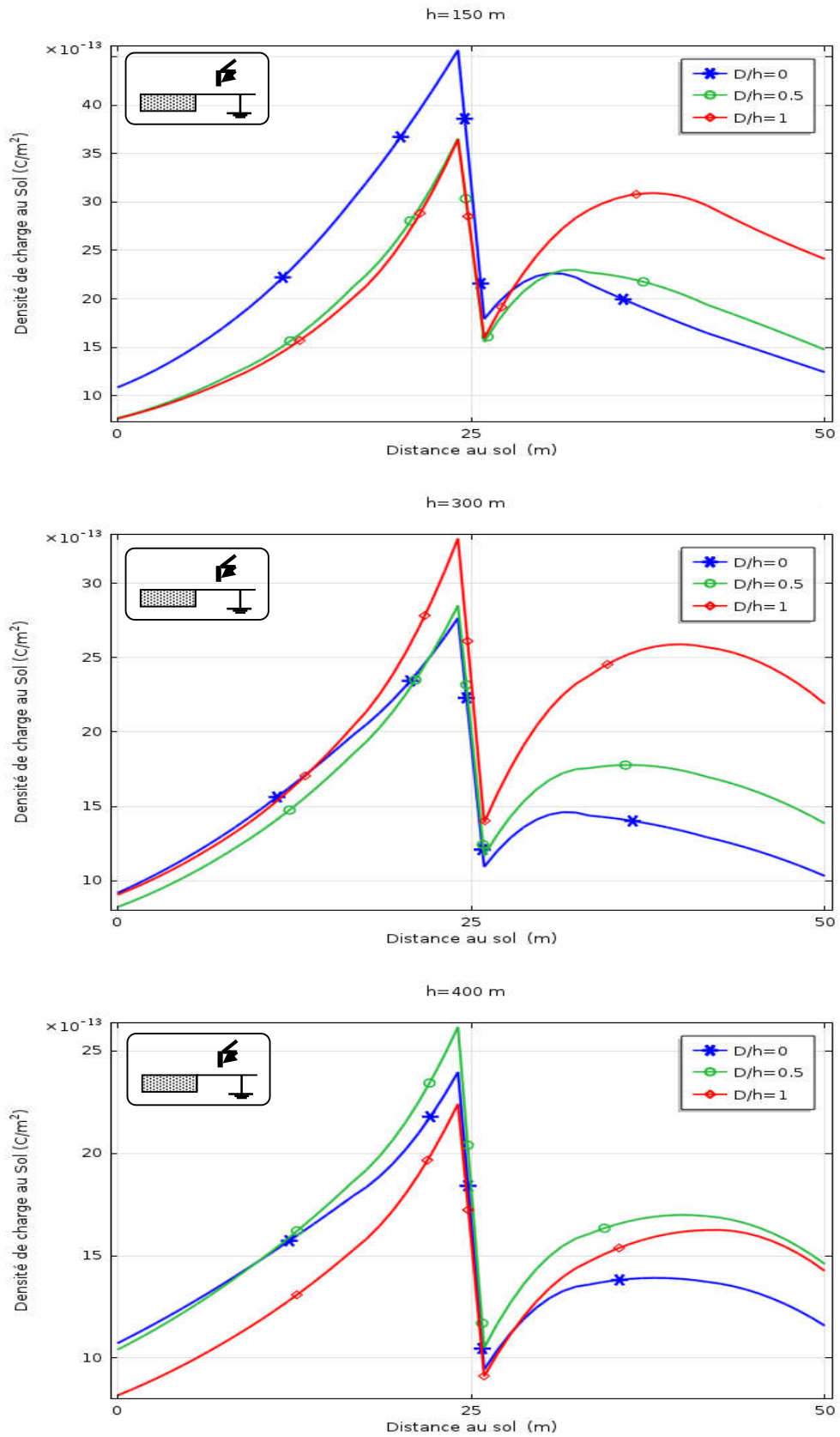


Figure III.10 Densité de charge au sol hétérogène (sable humide)

Avec $\sigma = 6e-3$ S/m, $\epsilon = 3$

Deuxième configuration : La tige au dessus de la partie mauvais conductrice de la terre hétérogène

Les résultats obtenus nous ont permis d'avoir la variation de l'intensité du champ électrique et la densité de charge à la surface du sol durant l'évolution de la prédécharge. Les résultats de simulation obtenue, de la distribution du champ électrique et la densité de charge en fonction de distance (D/h) entre l'axe de la prédécharge de foudre et l'interface, sont représentés aux figures III .11 ,14.

Nous avons pu remarquer que :

L'intensité du champ électrique à la surface augmente pendant le temps d'attente entre deux sauts successifs. Cette augmentation dépend de la valeur de la conductivité des composantes du sol, en variant la hauteur de la prédécharge.

Au niveau de l'interface, le champ électrique, ainsi que, la densité de charge, possèdent une forte composante tangentielle.

Pour n'importe quel ensemble examiné, le champ électrique est plus intense au niveau de l'interface qu'au dessous de la pointe du traceur, et ce pour les hauteurs h étudiées supérieures à 150 m.

Nous représentons sur les figures III.12 et 14, la densité de charge électrique au sol en variant la position horizontale de la tige HT ($D/h=0, -0,5, -1$), pour les cas étudiés (sable sec et humide). A partir de ces figures, nous pouvons constater une augmentation de la densité de charge électrique à l'interface lorsque D diminue.

En comparant les valeurs de constantes de temps à la durée du phénomène étudié et en tenant compte du fait que la mobilité des charges dans les matériaux est liée aux constantes de temps, nous pouvons faire les constatations suivantes :

Dans le cas du sable humide, pour lequel la mobilité des charges dans le sol est la plus élevée, Ceci entraîne un champ plus intense au sol.

Les constantes de temps des deux composantes du sol hétérogène déterminent la variation de l'intensité du champ à l'interface.

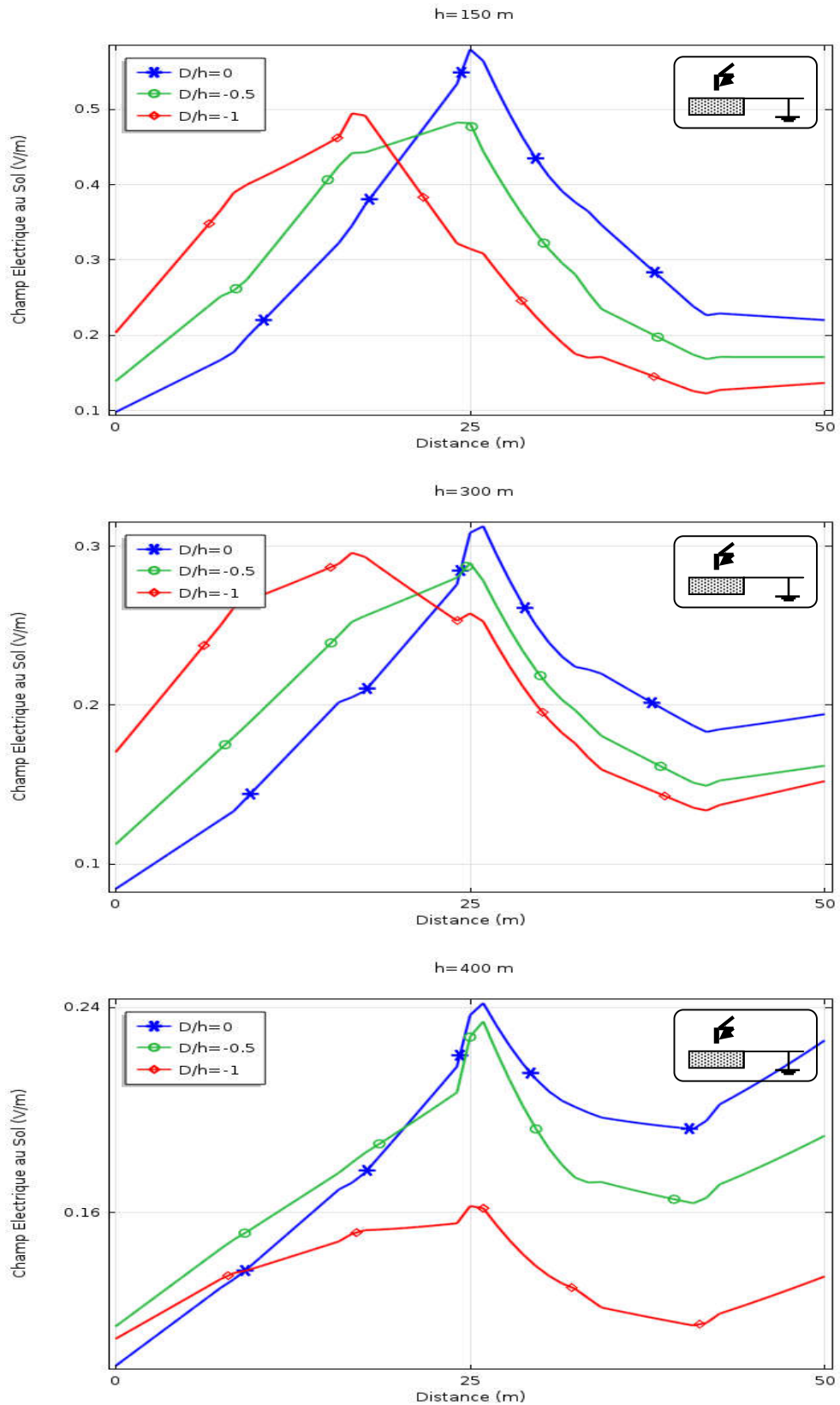


Figure III.11 Distribution du champ électrique au sol hétérogène (sable humide)

Avec $\sigma = 6e-3$ S/m, $\epsilon = 3$

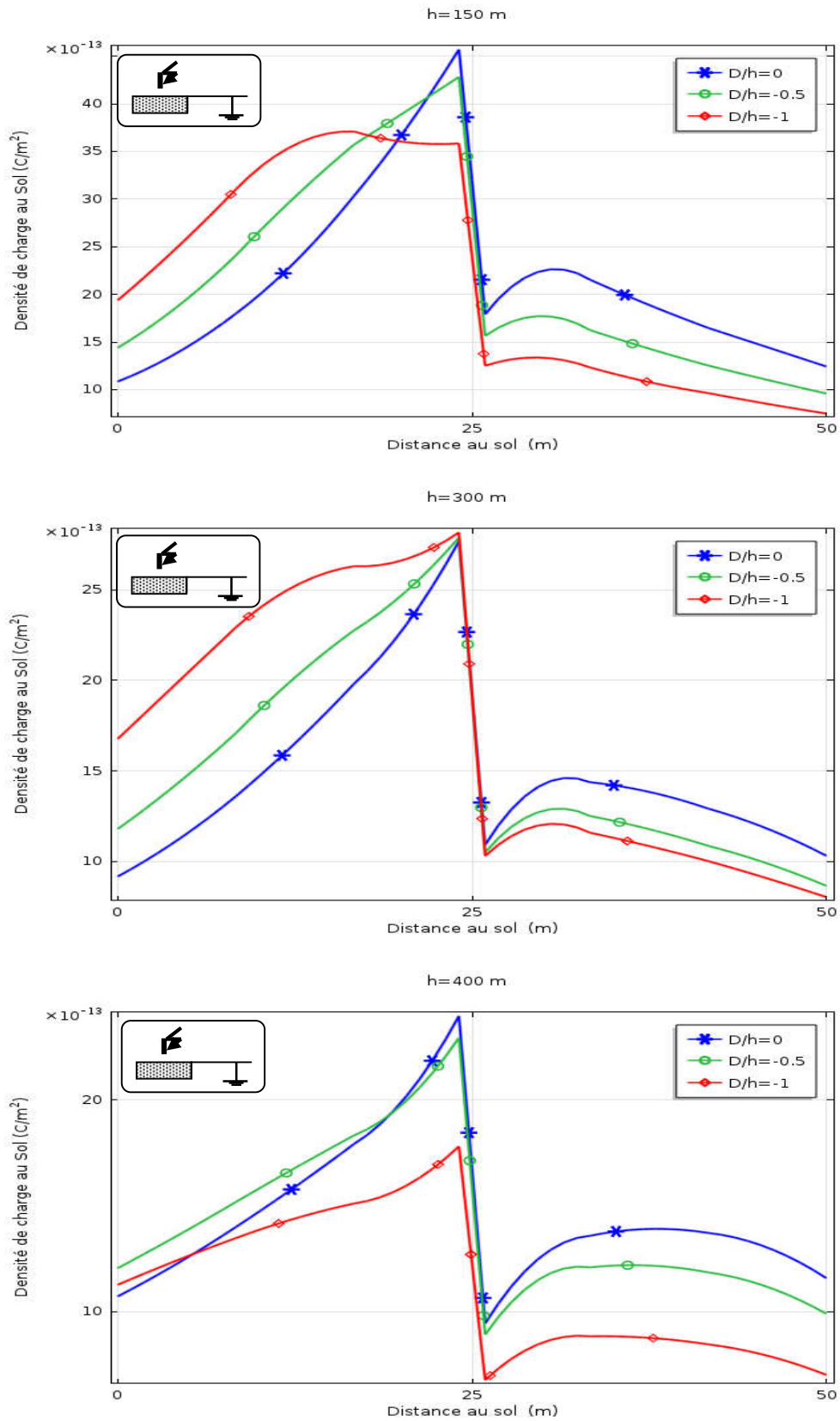


Figure III.12 Densité de charge au sol hétérogène (sable humide)

Avec $\sigma = 6e-3$ S/m, $\epsilon = 3$

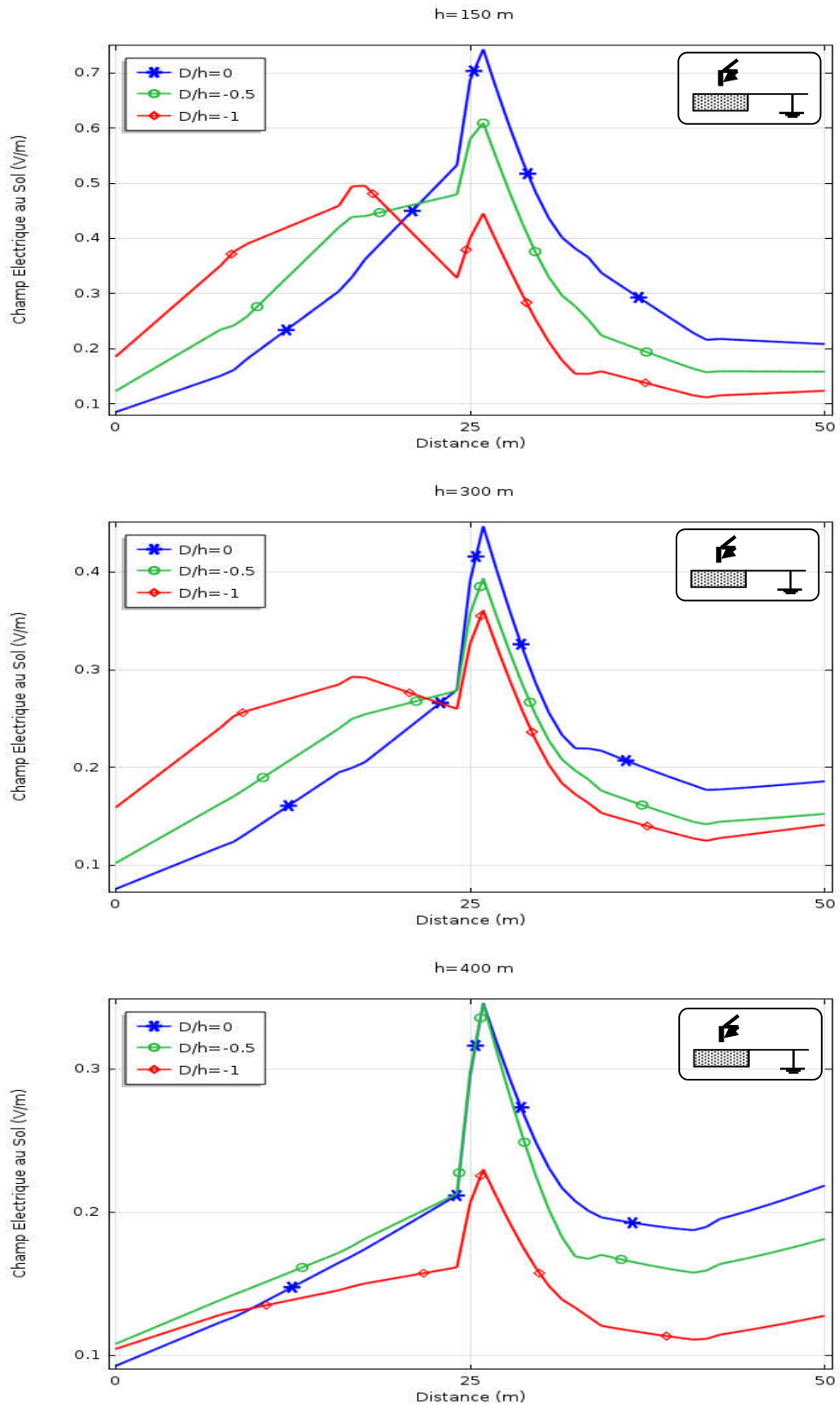


Figure III.13 Distribution du champ électrique au sol hétérogène (sable sec)

Avec $\sigma = 6e-12$ S/m, $\epsilon = 90$

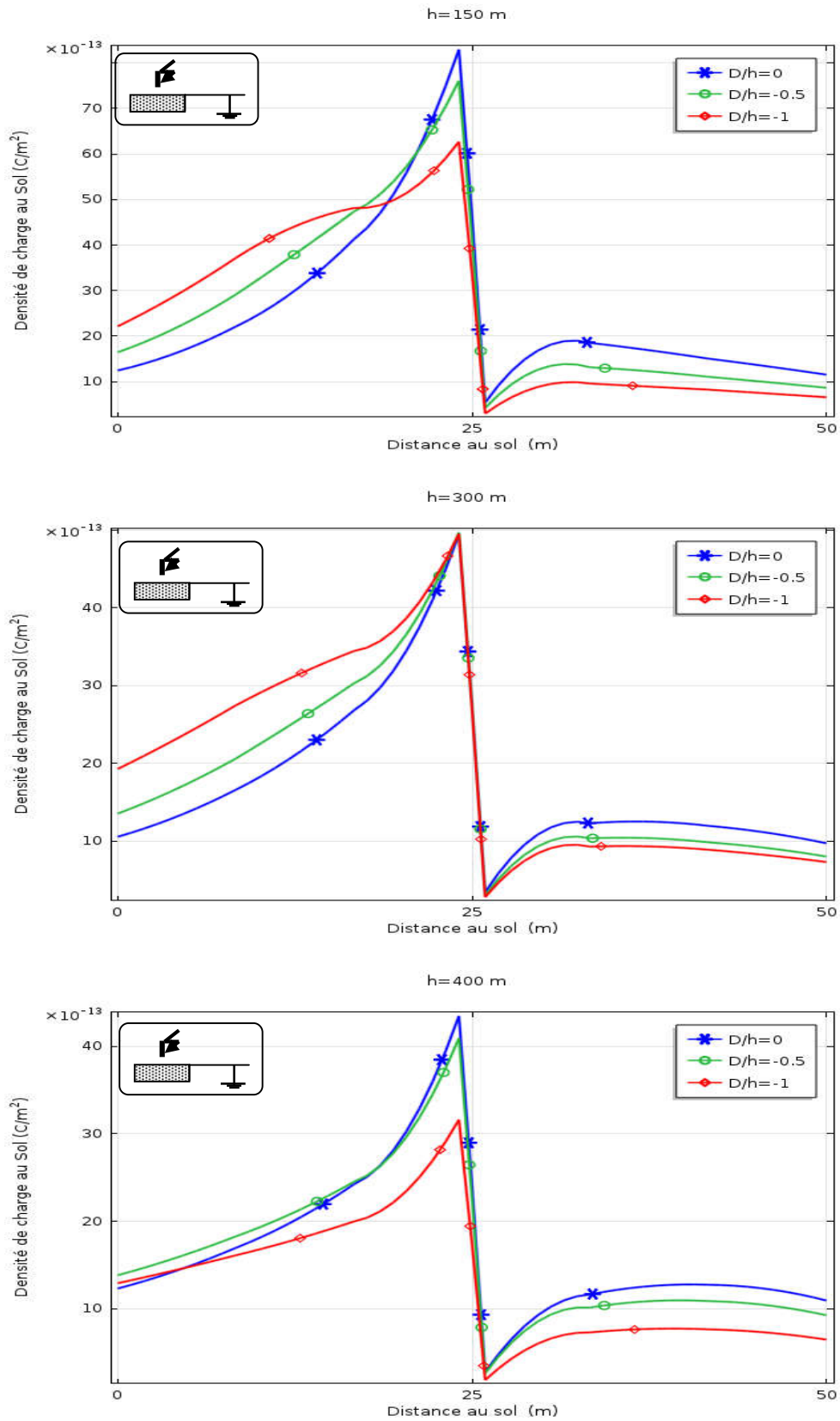


Figure III.14 Densité de charge au sol hétérogène (sable sec)

Avec $\sigma = 6e-12$ S/m, $\epsilon = 90$

III.9 CONCLUSION

Après l'introduction des données discutées dans chapitre, nous avons déterminés l'intensité du champ électrique sur la surface du sol hétérogène pour les différents cas étudié ($h=150, 300$ et 400 m). Nous nous sommes intéressés surtout à la détermination du lieu à la surface du sol où l'intensité du champ est la plus intense, lorsque un échelon de tension est appliqué durant $1,2 \mu\text{s}$. En effet c'est ce lieu là qui correspondrait à l'impact probable de la décharge de foudre. Afin de comparer les résultats expérimentaux aux résultats obtenus à l'aide de la modélisation numérique, nous avons pris en considération la variation de l'intensité du champ à la surface du sol en deux lieux caractéristiques. Le premier lieu correspond au point appartenant à l'axe de la prédécharge et le deuxième à l'interface. Les intensités de champ atteintes en ces lieux après $1,2 \mu\text{s}$, sont respectivement désignées par E_p et E_i .

Le champ E_p sous prédécharge augmente lorsque D augmente. Ceci serait dû à l'augmentation de la quantité de charge contenue dans le sable dont le volume augmente avec D . Dans ce cas, le champ électrique pénètre mieux dans le sable. Pour les hauteurs étudiées, le champ E_p , est plus élevée lorsque le sable est humide. Ceci est du à la facilité de déplacement des porteurs de charge lorsque la conductivité du sable augmente.

Pour examiner l'influence de l'interface nous avons observé la distribution du champ électrique E_i , en fonction de la distance D , pour les hauteurs h , avec le cas du sable sec et du sable humide.

Pour toutes les configurations étudiées nous remarquons une augmente de l'intensité du champ a l'interface lorsque D s'approche de celui-ci. Ce qui est en concordance avec les résultats expérimentaux. En effet lorsque l'axe de la prédécharge s'éloigne de l'interface, la probabilité de décharge en ce dernier lieu diminue.

Pour toutes les hauteurs étudiées, l'intensité du champ électrique augmente plus vite dans le cas du sable humide lorsque D s'approche de l'interface. Ceci s'explique aussi par les résultats expérimentaux qui nous ont permis de constater que la probabilité de décharge au sable humide augmente plus vite dans ce cas. Pour une distance D donnée, l'influence de l'interface, caractérisée par le champ E_i , est plus grande dans le cas du sable sec.

Les résultats obtenus à l'aide de la modélisation numérique nous permettent aussi d'observer que la zone d'attraction de l'interface est plus grande lorsque h est plus grande pour toutes les dimensions de la couche de sable, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux.

Chapitre IV

Technique

Expérimentale

IV.1 INTRODUCTION

Le modèle expérimental est choisi dans le but d'étudier l'influence du sol hétérogène sur l'impact par la décharge de foudre. Cette décharge est simulée dans les laboratoires par les impulsions de forme 1.2 /50 μ s. L'influence de l'hétérogénéité apparaît le plus clairement dans le cas du sol plat, où l'impact n'est pas influence par les aspérités [KIN78].

L'étude de cette influence à l'aide du modèle expérimental se traduit par la détermination de l'impact probable de la décharge de foudre sur un sol hétérogène.

Nous avons vu dans le chapitre I, qu'avant d'atteindre le point critique, la prédécharge de foudre (traceur) évolue indépendamment de la structure du sol. Ceci permet de la simuler par une tige verticale dont la pointe correspondrait au point critique. La hauteur de ce point dépend, pour le sol plat, de la charge contenue dans le traceur. C'est à partir de ce point que le saut final s'effectue.

Une méthode de mesure du champ électrique, lors de la décharge couronne négative en géométrie tige plan, est développée au moyen d'une sonde à capacité répartie. Elle est incorporée, dans un même niveau de surface, sur un système d'électrodes tige plan où les effets de bord sont éliminés. La sonde est calibrée et testée, ses fonctions ont été bien vérifiées.

La sonde à capacité répartie à une grande précision, avec une large bande passante, utilisée pour les méthodes de mesure très rapide et sans contact. Cette méthode consiste à déterminer le champ électrique E_T à la surface du sol, en mesurent la différence de potentiel U entre une tige sous haute tension et la sonde.

Nous présentons dans ce chapitre le circuit d'essai ainsi que la méthode utilisée pour déterminer la tension $U_{0\%}$ du système avec terre homogène bon conductrice, et au système avec terre discontinue qui sera appliquée par la suite au système avec terre hétérogène. Enfin, nous donnons le circuit utilisé pour la mesure du champ électrique au sol par la méthode de la sonde à capacités réparties (S.C.R).

Les essais et les mesures présentés dans ce travail ont été réalisés au Laboratoire de Haute Tension de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger ENP.

IV.2 GENERATION DES ONDES DE CHOC

Le générateur de choc est de type Marx ayant les caractéristiques suivantes :

-Nombre d'étages = 8

-Tension nominale = 600 kV

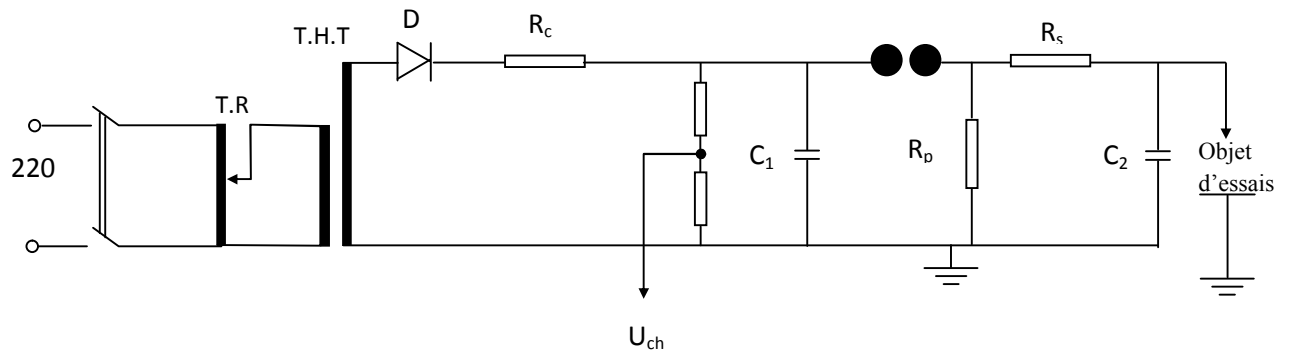


Figure IV.1- Schéma simplifié du générateur de choc [AGU87]

- Energie = 4 KJ

Avec : T.R : transformateur de réglage

T.H.T : Transformateur de haute tension

D : Redresseur

Rc : Résistance de charge

Rs : Résistance série équivalente = $((8 \times 10) + 150) \Omega$

Rp : Résistance parallèle équivalente = $8 \times 430 \Omega$

C1 : Condensateur de choc = 22.5 nF

C2 : Condensateur de charge = 2 nF

La tension continue destinée à la charge du générateur de choc est fournie par un redresseur D de tension monophasée. Une résistance (R_c) destinée à limiter le courant de charge à une

valeur admissible est placée en série avec le redresseur. Ce dernier est alimenté par un transformateur de haute tension (*T.H.T.*). La charge des condensateurs de choc s'effectue à travers des résistances R_c .

Au cours de la charge des condensateurs, la tension aux bornes des éclateurs à sphères augmente. Lorsque les éclateurs s'amorcent, chaque condensateur se décharge à travers les résistances R_s R_p [GOL81][AGU87]. La tension générée appliquée à l'objet d'essais est égale à la tension aux bornes d'un étage multipliée par le nombre d'étages qui est égale à 8 dans notre cas.

IV.3 TENSION DE CHOC DELIVREE

La tension délivrée par le générateur de choc, simulant les surtensions d'origine atmosphérique, est une impulsion unipolaire bi-exponentielle dont la forme est normalisée conformément aux recommandations de la CEI 73. l'onde délivrée est définie par les paramètres suivants:

- ❖ La constante de temps de front τ_f
- ❖ La constante de temps de mi-amplitude τ_q
- ❖ L'amplitude maximum U_m

La forme de tension générée par le générateur de choc répond à l'équation suivante:

$$U(t) = U_m[\exp(-t/\tau_q) - \exp(-t/\tau_f)] \quad (IV.1)$$

La CEI donne l'onde de forme normalisée dite « choc 1,2/50 μs » comme l'onde la plus adoptée pour les essais en choc de foudre. La durée de front T_f de cette onde est de 1.2 μs et la durée de mi-amplitude T_q est de 50 μs . En effet le choc de 1.2/50 μs simule assez bien la forme de l'onde de tension de foudre [GAR89].

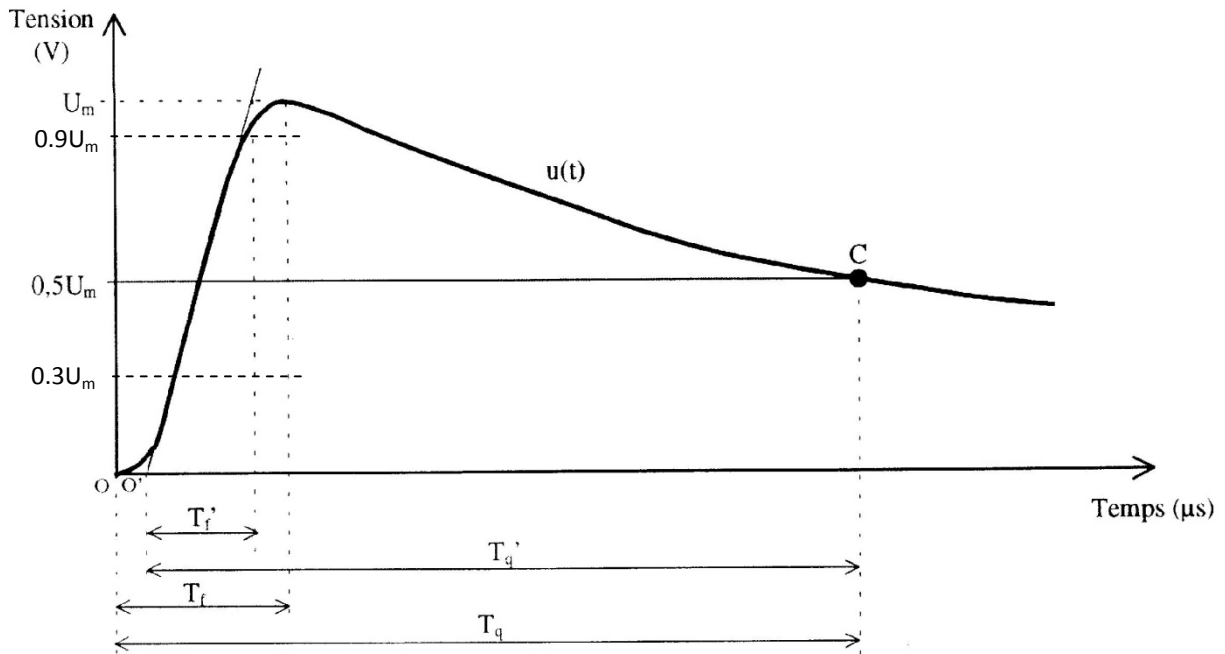


Figure IV.2 Forme de l'onde de choc de foudre

O : Origine de la tension de choc

O' : origine conventionnelle de la tension de choc

T_f : durée de front T_f' : durée conventionnelle de front

T_q : durée de mi-amplitude T_q' : durée conventionnelle de mi-amplitude

IV.4 DETERMINATION DE LA TENSION $U_{0\%}$

La tension $U_{0\%}$ est la tension pour laquelle on est certain qu'il n'y a pas une disruption de l'intervalle d'air entre les deux électrodes du système à étudier. Pour déterminer cette tension, la méthode des paliers multiples constants a été appliquée. Elle consiste à appliquer Trois paliers de tension différents avec application de 20 chocs par palier. Le temps entre deux chocs successifs est de l'ordre de 30 secondes. Plus le nombre de paliers appliqué est grand plus l'interpolation des points sera meilleure et donc une bonne précision lors de l'extrapolation pour déterminer $U_{0\%}$. En effet, cette dernière correspond à la fréquence de décharge de 0.1% sur une échelle Gausso-arithmétique [NEC93][MOR94].

Les fréquences de décharge en fonction des tensions d'essais correspondantes sont généralement distribuées selon une régression linéaire sur une échelle Gausso-arithmétique.

Ceci correspond à ce qu'ont obtenu d'autres auteurs [BOU98][BOU91][BOD95][ERI75].

La distribution normale a été donc vérifiée et admise dans notre présente étude.

IV.5 CORRECTIONS ATMOSPHERIQUES

IV.5.1 Influence de la densité relative de l'air

On sait que la température et la pression, en modifiant la densité du gaz, influent sur la rigidité diélectrique de l'air. Dans la CEI 60, on trouve la notion de densité relative qui est définie comme étant le rapport de la densité de l'air dans les conditions de pressions P et de température T, à la densité de l'air dans les conditions atmosphériques de référence dites normales, c'est à dire:

- ❖ Température ambiante $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$
- ❖ Pression atmosphérique $P_0 = 1013 \text{ mbar (= 760 mmHg)}$

$$\delta = 0.289 \frac{P}{273 + T} \quad (\text{IV.2})$$

La pression P est en mbar et la température T en $^\circ\text{C}$.

Cette équation (IV.2) est utilisée pour convertir la tension de décharge U mesurée dans les conditions atmosphériques d'essais (température T et pression P) à la valeur U_0 qui aurait été obtenue dans les conditions normales (T_0 et P_0) citées ci-dessus.

$$U_0 = \frac{U}{(\delta)^n}, \quad n \leq 1 \quad (\text{IV.3})$$

L'exposant n dépend de la forme d'onde, de la longueur d'intervalle et de la position des électrodes. Dans le cas d'un intervalle pointe-plan soumis à une onde de choc de foudre, n est égale à l'unité.

IV.5.2 Influence de l'Humidité

La tension d'amorçage est particulièrement moins sensible à la variation de l'humidité dans le cas des ondes rapides ou très rapides. C'est le cas pour les chocs de foudre [NEC93].

IV.7 Mesure du champ par la méthode de la sonde à capacités réparties (S.C.R)

IV.7.1 Circuit de mesure :

La sonde de 6.12 mm de diamètre est reliée à travers une résistance R_1 à un condensateur de charge (C). Ce dernier est relié, en parallèle, au diviseur de tension.

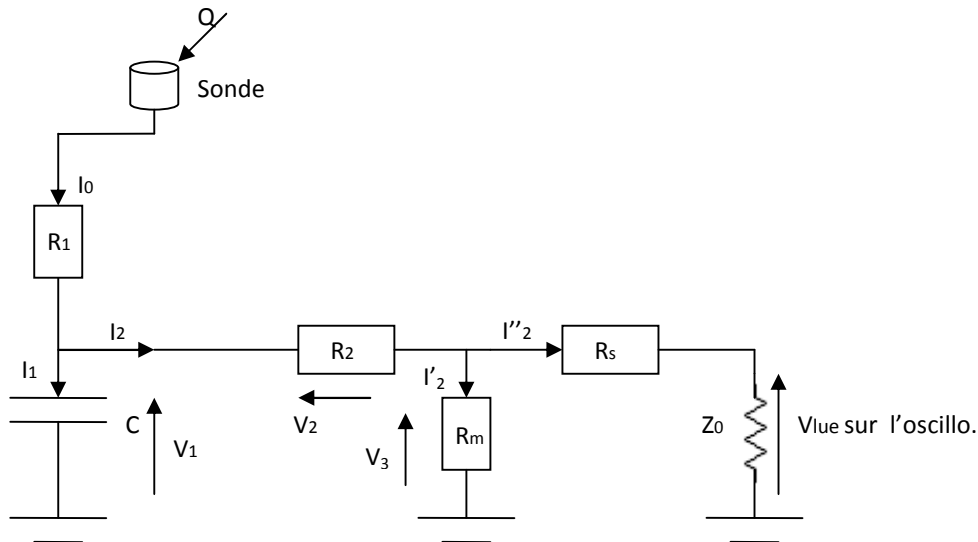


Figure IV.3 Schéma montrant la méthode de mesure

IV.7.2 Equation reliant V_{lue} au champ E

$$Q = \int \sigma ds = \epsilon_0 E.S \quad (IV.4)$$

$$I_0 = I_1 + I_2 = I_1 + I'_2 + I''_2 \quad (IV.5)$$

$$\frac{dQ}{dt} = \epsilon_0 S \frac{dE}{dt} = C \frac{dV_1}{dt} + \frac{V_m}{R_m} + \frac{V_m}{Z_e} = C \frac{dV_1}{dt} + V_m \left(\frac{1}{R_m} + \frac{1}{Z_e} \right) = \epsilon_0 S \frac{dE}{dt} \quad (IV.6)$$

Avec

R_m : résistance de l'atténuateur ou diviseur.

Z_0 : impédance d'entrée de l'oscilloscope.

R_s : résistance de protection on pose $Z_e = Z_0 + R_s$

$$\Rightarrow \frac{dV_1}{dt} + \frac{V_m}{C} \left(\frac{1}{R_m} + \frac{1}{Z_e} \right) = \frac{\epsilon_0 S}{C} \frac{dE}{dt} \quad (IV.7)$$

$$\left(\frac{1}{R_m} + \frac{1}{Z_e} \right) \rightarrow 0 \quad R_m \lll Z_e$$

$$= \frac{dQ}{dt} = \epsilon_0 S \frac{dE}{dt} \quad ; R_2 \ll R_m \cdot \text{et } Z_e.$$

$$\Rightarrow V_1(t) = \frac{\epsilon_0 S}{C} E(t) \quad (\text{IV.8})$$

$$\begin{aligned} V_1(t) &= V_2(t) + V_m(t) = R_2 I_2 + R_m I_2' \\ &= R_2 I_2 + (R_m // Z_e) I_2 && R_m \ll Z_2 \\ &= (R_2 + R_m // Z_e) I_2 && R_m \gg R_2 \\ &= R_m I_2 \\ &= V_m(t) \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

$$\text{Donc : } V_1(t) = V_m(t) = \frac{\epsilon_0 S}{C} E(t) \quad (\text{IV.10})$$

$$E(t) = \frac{C}{\epsilon_0 S} V(t) \quad (\text{IV.11})$$

AN : les valeurs des composantes d'antenne (C, R_1) sont choisies, de façon que, la constante de temps d'antenne soit plus petite par rapport à ce du signal d'entrée, pour pouvoir le capter. En comparant les caractéristique pulsionnelle du signal d'entrée ($-1.2/50 \mu\text{s}$), avec ce-lui du filtre basse bas. Pour les autres composants le choix est basé sur l'élimination du problème de réflexion du signal à travers le câble.

$R_1 = 47 \Omega$, $R_2 = 50 \Omega$, $R_3 = 6.6 k\Omega$, $R_4 = 4.5 M\Omega$, $C = 25.10^{-12} F$, $S = 6.12 mm$
 $Z_0 = 1 M\Omega$: impédance d'entrée de l'oscilloscope.

$$E(t) = \frac{25.10^{-12}}{8.854.10^{-12} \cdot \pi \left(\frac{6.12}{2} \right)^2 10^{-6}} V_1(t) = \frac{25.7.4.10^6}{8.854.22.(6.12)^2} V_1(t) \quad (\text{IV.12})$$

$$E(t) = 0,95947 \cdot V_1(t) \quad [\text{kV/cm}]$$

En négligeant la chute de tension V_2 donc : $V_1 = V_3$ (IV.13)

$$\frac{V_3}{R_4 + Z_0} = \frac{V_{lue}}{Z_0} \quad \Rightarrow V_3 = \frac{R_4 + Z_0}{Z_0} V_{lue}$$

$$\text{Donc } V_3 = \frac{(4,5 + 1) \cdot 10^6}{1 \cdot 10^6} = 5,5 \cdot V_{lue}$$

$$E(t) = 0,95947 \times 5,5 \cdot V_{lue}(t) \quad [\text{kV/cm}] \quad (\text{IV.14})$$

Ces valeurs sont corrigées par les coefficients de correction atmosphérique.

IV.7.3 Détermination de la constante de la sonde K_s

Pour déterminer la constante de la sonde K_s , nous effectuons d'abord nos essais pour un système plan-plan.

- Maintenir une distance plan-plan (h) aussi petite que possible et faire varier la tension sans présence d'arc électrique et lire la valeur sur l'oscilloscope.
- Déterminer les champs par la méthode théorique et calculer le rapport entre les valeurs du champ expérimental et théorique.

En choisissant $h = 8$ cm nous obtenons :

U (kV)	E (théorique) = U/h (kV)
40	5
48	6
60	7.5

U	Vlue	E (expérimental)	K_s
40	3.2	16.88	0.296
48	3.7	19.52	0.307
60	5.3	27.97	0.269

Les valeurs de K_s sont obtenues en utilisant la relation :

$$K_s = E_{th} / E_{exp} \quad (IV.15)$$

$$d'où : \quad K_s = \frac{0.296 + 0.307 + 0.269}{3} \Rightarrow K_s = 0.29$$

La valeur finale du champ électrique mesuré est donnée par la formule suivante :

$$E(t) = 0,95947 \times 5,5 \times 0.29 \times V_{luc}(t) \quad [kV/cm] \quad (IV.16)$$

IV.6 MODELES EXPERIMENTAL

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats d'étude réalisée sur la distribution du champ électrique à la surface d'une terre hétérogène de l'hétérogénéité du sol. Nous commençons par la présentation des résultats concernant le système tige-plan avec terre homogène et

discontinue, afin de vérifier le modèle électro-géométrique classique et d'avoir une référence pour la comparaison des résultats.

IV.6.1 Modèle expérimental avec terre homogène

Ce système est constitué d'une tige en cuivre de 4.8 mm de diamètre, et d'un plan en Aluminium plusieurs niveaux de tension de choc de foudre négative différents ont été appliqués. Pour chaque niveau de tension, nous enregistrons les formes d'ondes captées par la sonde et visualisée par un oscilloscope numérique de la marque TEKTRONIX TDS 340A 100MH.

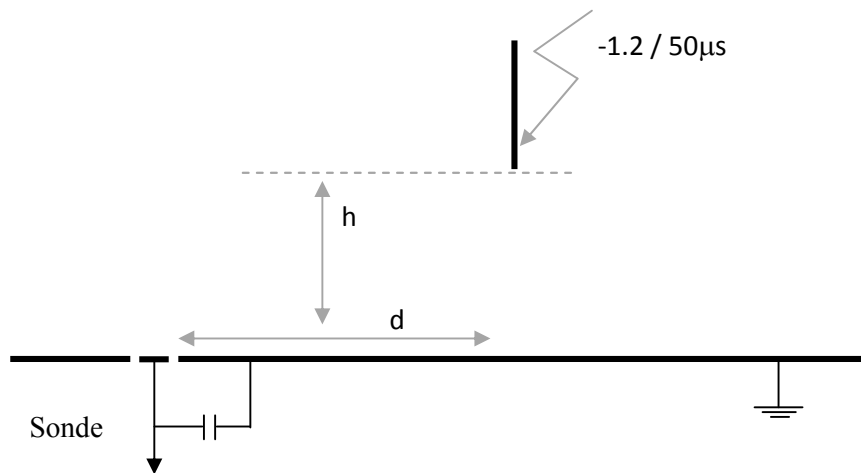


Figure : IV.4 Modèle expérimental avec terre homogène

IV.6.1.1 Détermination de la tension $U_{0\%}$

Nous nous sommes intéressés à la tension $U_{0\%}$ de décharge disruptive afin de déterminer les niveaux de tension $0.3U_{0\%}$ et $0.5U_{0\%}$ pour les mesures du champ électrique évitant les décharges disruptives au niveau de la sonde, à cause de sa sensibilité au fort courant. Les deux niveaux proposés, ont été choisis pour ne pas atteindre le seuil d'apparition l'effet de couronne, qui perturbe la distribution du champ. Cette perturbation empêche l'étude pratique de la distribution du champ au sol discontinue. Les caractéristiques de probabilité de décharge $P = f(u)$ à partir desquelles nous avons déterminé la tension de tenue $U_{0\%}$ pour chaque hauteur (h) choisie.

D'après les mesures, nous constatons que la tension $U_{0\%}$ croît linéairement avec la croissant de longueur de l'intervalle d'air h.

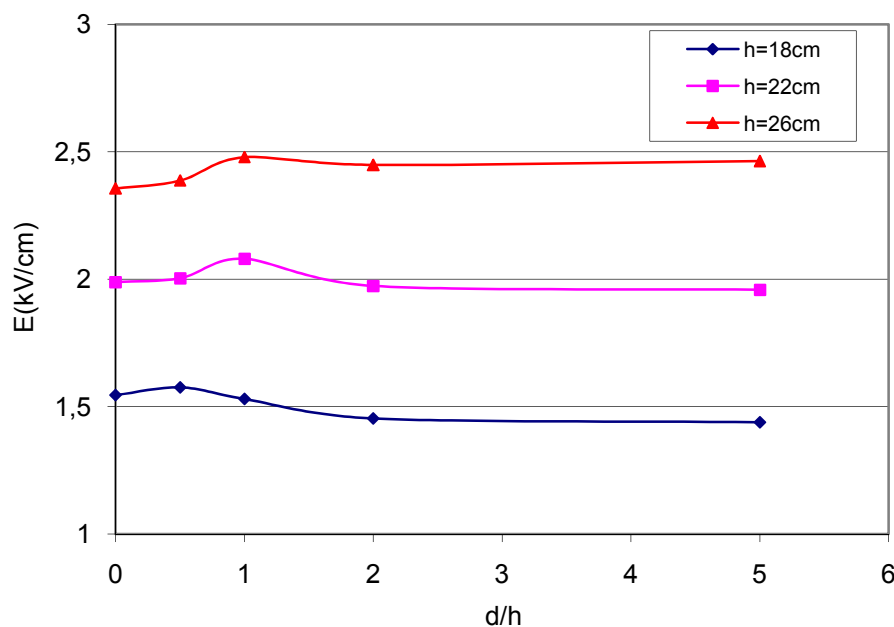
IV.6.1.2 Distribution du champ en fonction de la distance tige-axe de la sonde

Afin d'obtenir une référence pour la comparaison des résultats du système homogène et hétérogène, nous voulons déterminer la distribution du champ dans le cas du système homogène, en fonction de la distance entre l'axe de la sonde (d) et la tige HT (h) du modèle expérimentale, avec l'application des deux niveaux de tension.

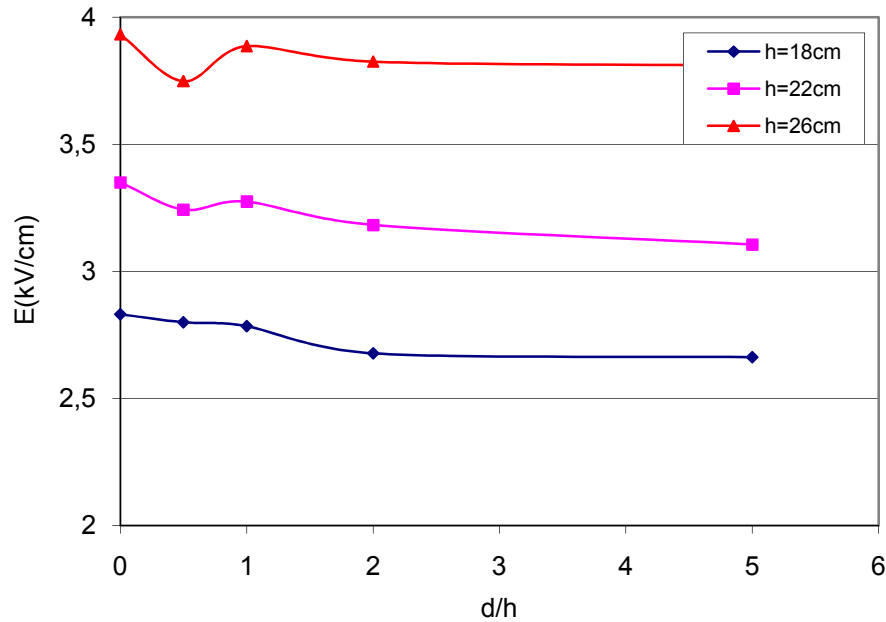
D'après la figure IV.5, avec le niveau de tension $0.3U_{0\%}$. Nous constatons que, l'intensité du champ électrique tend vers une valeur constante, au fur et à mesure que la sonde s'éloigne de la tige sous tension ($d/h > 2$).

Si le rapport entre l'axe de la sonde et l'intervalle d'air tige-plan est inférieur à 2 ($d/h < 2$), l'intensité du champ augmente légèrement et prend la valeur maximale si $d/h=1$, puis diminué au voisinage de la tige HT ($d/h \approx 0$). Ce qui est dû au phénomène de charge d'espace, malgré que cette notion ne soit pas encore maîtrisée par un modèle mathématique qui estime ces charges.

En appliquant le deuxième niveau de tension $0.5U_{0\%}$, Nous observons, qu'il existe une élévation du champ au voisinage de la tige haute tension HT. Alors que l'intensité du champ prend des valeurs constantes si le rapport d/h possède des grandes valeurs.



Niveau de tension $U = 0.3U_{0\%}$



Niveau de tension $U = 0.5U_{0\%}$

Figure IV.5- champ électrique mesuré au sol pour les différents intervalles de h

IV.6.1.3 Distribution du champ en fonction de la longueur de l'intervalle d'air (h)

Les caractéristiques donnant l'intensité du champ électrique en fonction de l'intervalle d'air (h), sont tracées sur la figure IV.6.

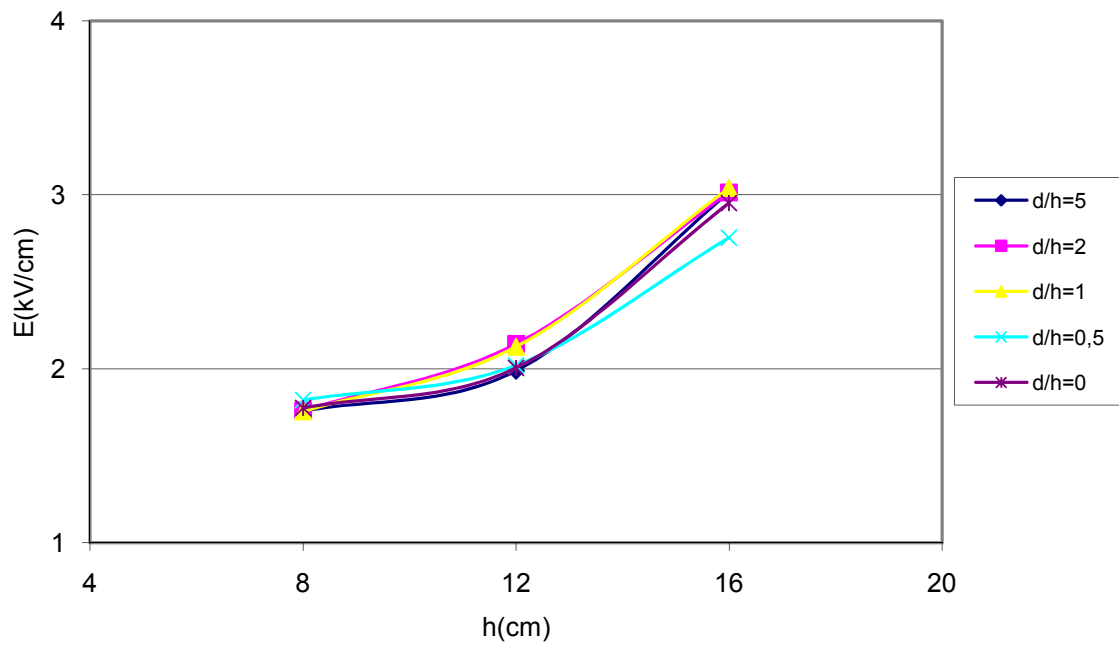
Pour les différentes positions de la sonde (d/h), avec les deux niveaux de tension. Nous remarquons que, l'intervalle d'air (h), a une grande influence sur la valeur du champ au sol, cela si nous augmentons la distance inter-électrodes, l'intensité du champ suit cette augmentation (figure IV.7).

IV.6.1.4 Distribution du champ en fonction de la tension $U_{0\%}$

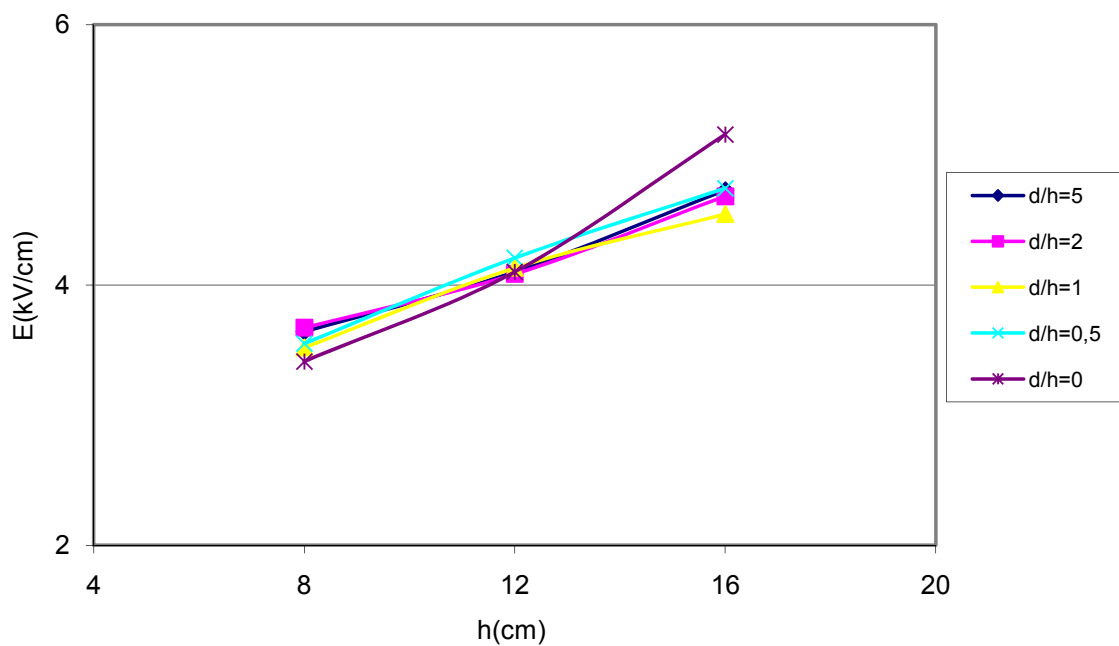
Afin d'illustrer l'influence du niveau de tension appliqué $U_{0\%}$ sur l'intensité du champ électrique mesuré au sol dans le cas terre homogène, nous avons regroupé les valeurs du champ mesurées pour les différentes positions de la sonde (d/h), pour chaque intervalle d'air

D'après les figures IV.7 et IV.8, Nous constatons que, lorsque le niveau de tension appliquée augmente de 0.3 jusqu'à 0.5 de la tension $U_{0\%}$, l'intensité du champ électrique au sol augmente aussi d'une façon linéaire.

Nous proposons les niveaux de 0.3 et 0.5 de la tension $U_{0\%}$, a fin d'éviter tout effet qui perturber la distribution du champ au sol (décharge au sol, effet de couronne).



Niveau de tension $U = 0.3U_{0\%}$



Niveau de tension $U = 0.5U_{0\%}$

Figure IV.6- Influence de l'intervalle d'air (h) sur le champ électrique

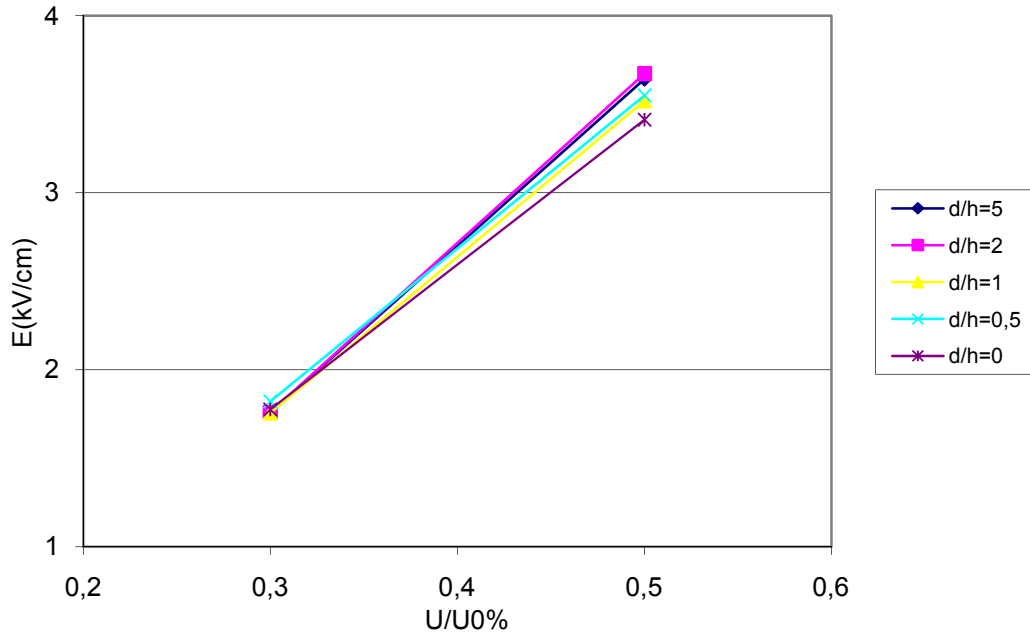


Figure IV.7- Influence de la tension U_{0%} sur le champ électrique au sol h=8cm

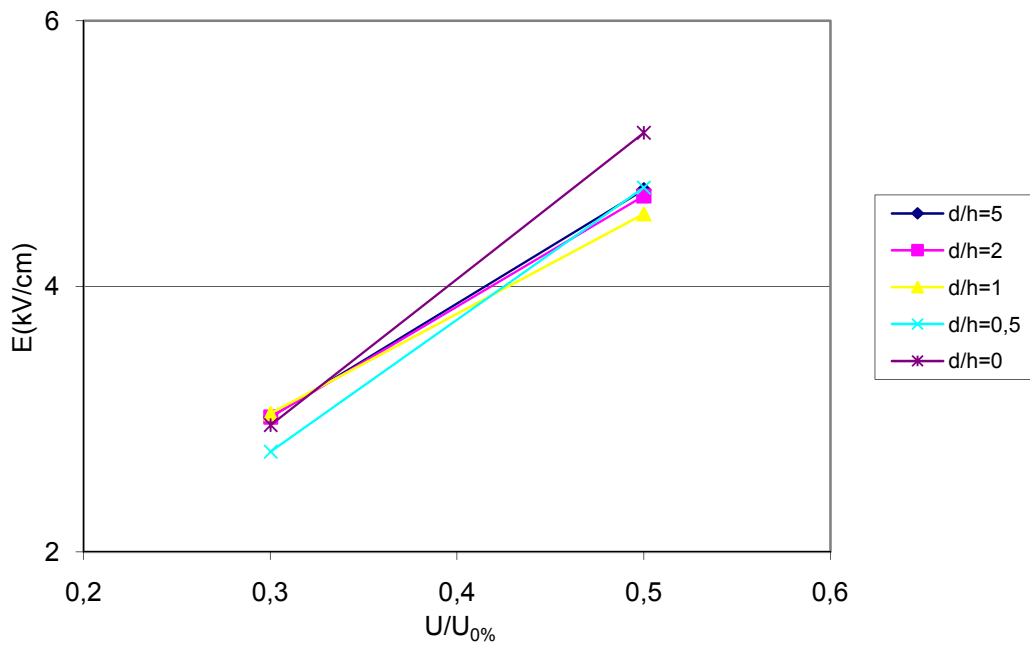


Figure IV.8- Influence de la tension U_{0%} sur le champ électrique au sol h=16cm

IV.6.2 Modèle expérimental avec terre discontinue

La terre discontinue est constituée de deux plaques en aluminium de 4 mm d'épaisseur ayant chacune une surface de 1 x 1 m². La première (la partie haute) présente à l'une de ses extrémités un coude d'un angle de 90° qui simule l'interface. La deuxième (la partie basse) est une simple plaque horizontale. En joignant les deux parties, la terre de type continu aura une surface de 2 x 1 m² et une interface perpendiculaire de profondeur «e»,

La figure IV.9 représente le modèle expérimental.

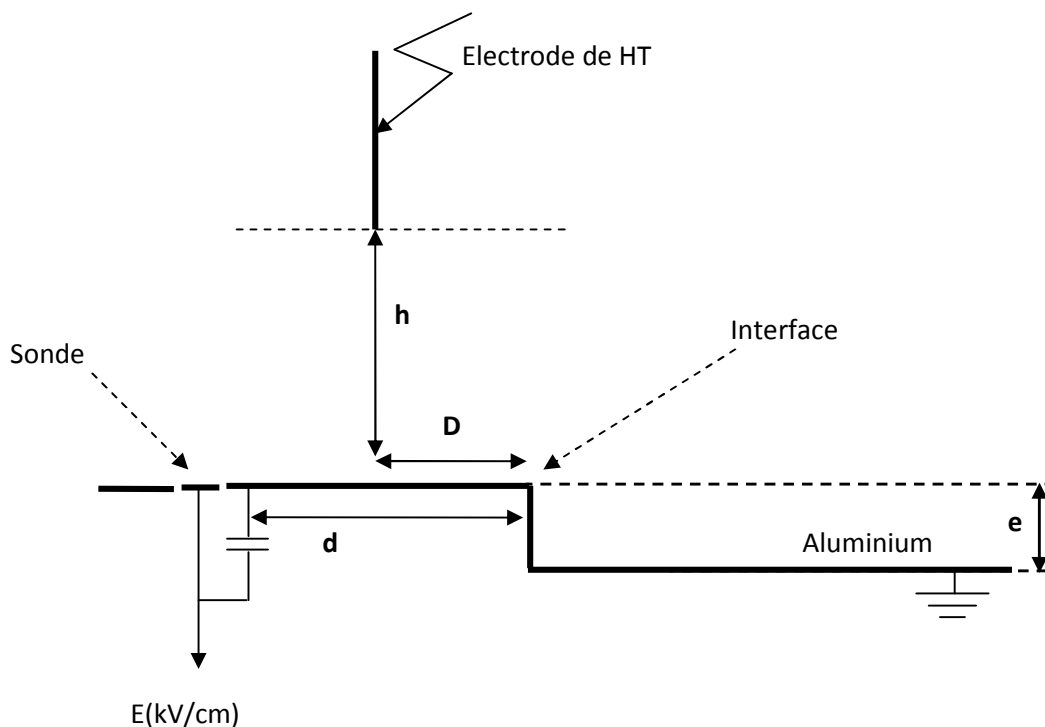


Figure IV.9 - Modèle expérimental de terre discontinue en présence de la sonde à capacité répartie.

Avec :

h : hauteur de l'électrode de haute tension par rapport à la plaque du modèle d'essais,

e : profondeur de l'interface,

d : distance horizontale entre l'interface et la sonde.

D : distance horizontale entre l'interface et l'axe de la tige haute tension.

Les distances h sont les mêmes qu'au système homogène, mais les distances d, D et h sont choisies de telle sorte qu'un rapport avec h soit vérifié.

Dans tous les cas on garde la profondeur de l'interface constant $e = 10$ cm. Les deux niveaux de tension utilisée sont $0.3U_{0\%}$ et $0.5U_{0\%}$ du système tige-plan correspondants.

Après la détermination des tensions $U_{0\%}$ pour les différentes hauteurs h et la mesure du champ électrique du système homogène conductrice, nous procédons à l'étude des différentes configurations de terre discontinue (figure IV.10). A cet effet, nous distinguons, deux types de variation du champ électrique, selon la position de la tige HT (D) et de la sonde (d).

1^{er} cas : La sonde balayée tout le plan

a - Première configuration : la tige HT située au-dessus de la partie haute.

b - Deuxième configuration : la tige HT située au-dessus de la partie basse.

2^{ème} cas : La tige sous tension TH balayé tout le plan

c - Troisième configuration : la sonde située sur la partie haute.

d - Quatrième configuration : la sonde située sur la partie basse.

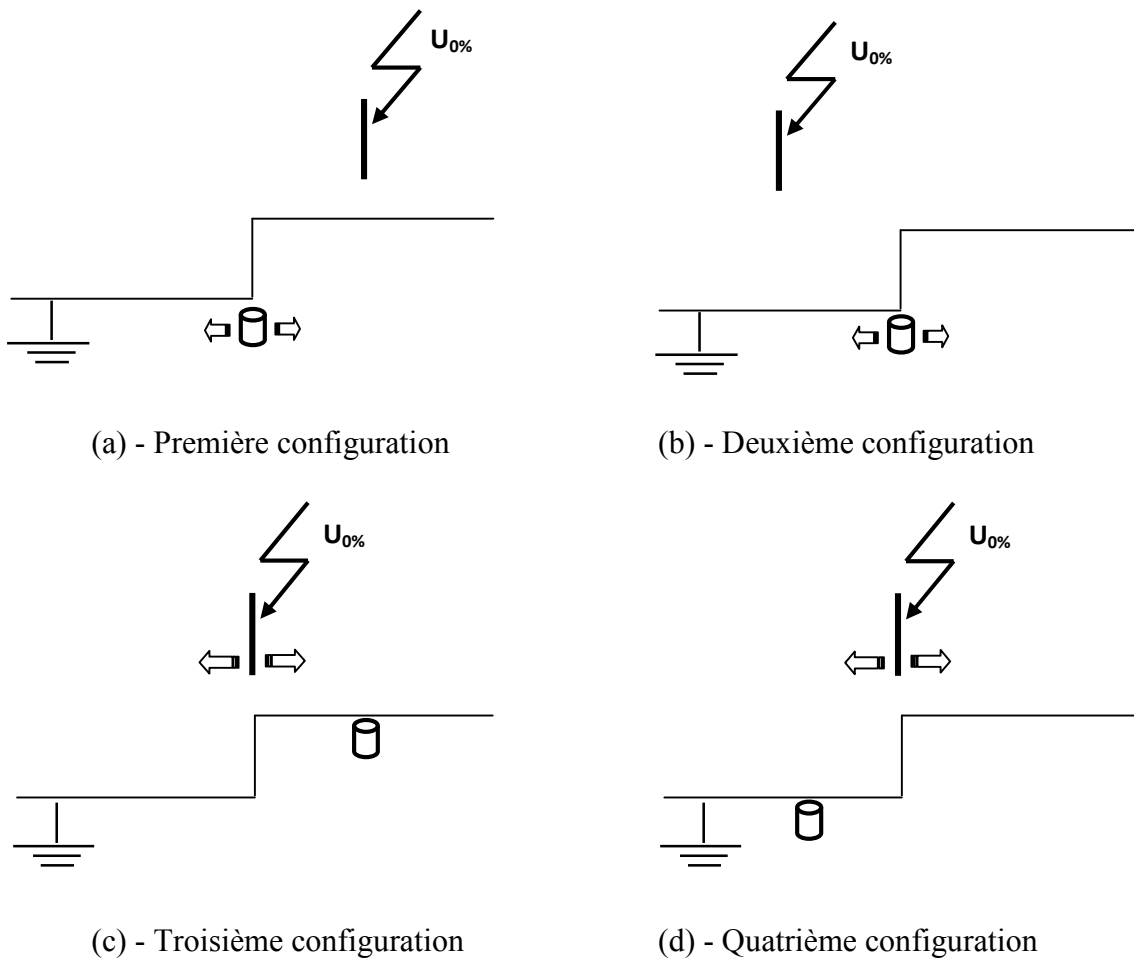


Figure IV.10 Configurations du modèle expérimental dans le cas de terre discontinue.

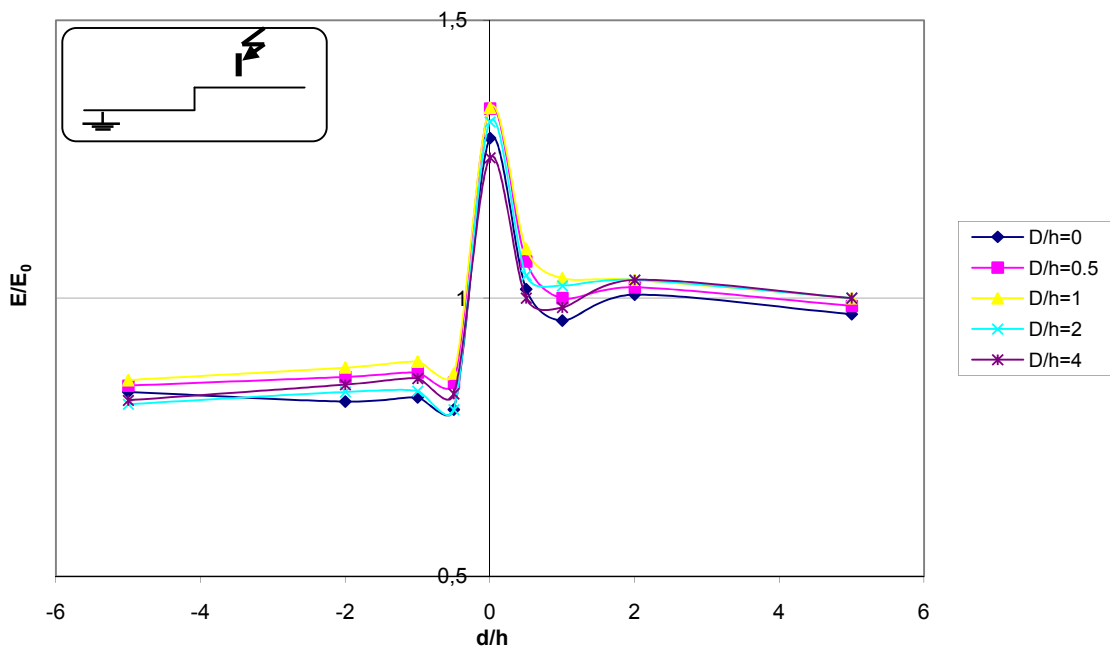
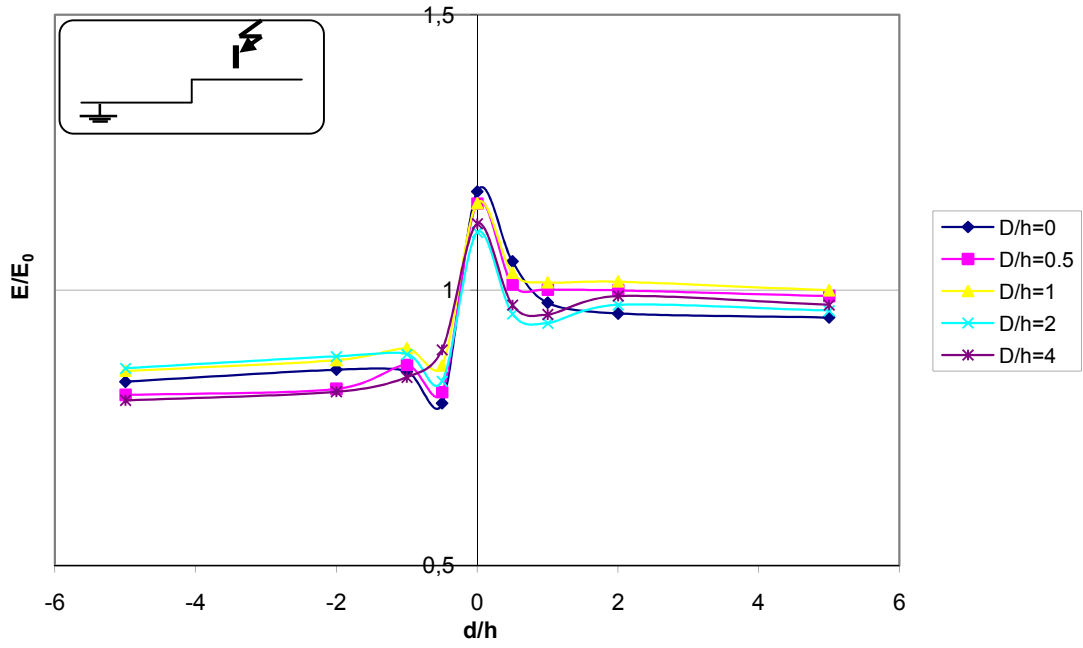


Figure IV.11 Champ électrique en fonction de position de la sonde (d/h)

Avec $h=16\text{cm}$.

Pour le niveau de la tension appliquée $0.3U_{0\%}$, avec les grandes positions de la sonde ($d/h > 2$), la figure IV.11, montre que, l'intensité du champ mesurée sur la partie haute de la terre discontinue est supérieure à celle du système homogène. On compare le rapport entre l'intensité de ces deux systèmes avec l'unité, système homogène (E_0) et système hétérogène (E), avec les mêmes paramètres.

Au voisinage de l'interface ($d/h < 2$), les résultats obtenus, montrent une sorte de discontinuité dans l'évolution du champ électrique, celle-ci devient inférieure à la valeur obtenue dans le cas du sol homogène ($E/E_0 < 1$)

Au niveau de l'interface, le système tige-interface se comporte comme un système tige-tige. Or sous tension négative, celui-ci est moins rigide que le système tige-plan.

A cause de l'intensité de champ plus importante dans l'intervalle tige-tige, le champ s'accroît sur l'interface d'une valeur très élevée par rapport aux autres points du plan discontinu.

Ces résultats, confirment les recherches abordées aux laboratoires de haute tension sur la rigidité des intervalles d'air tige-plan discontinu.

Pour le niveau de tension $0.5U_{0\%}$, et pour la même configuration, nous constatons que l'intensité du champ augmente avec l'augmentation du niveau de tension, cela est visible au niveau de l'interface, qui se comporte comme un système tige-tige, qui est le moins rigide.

En ce qui concerne, le champ sur la partie basse de la terre discontinue, de même configuration (la tige au dessus de la partie haute), les résultats montrent que, l'intensité du champ diminue, et tend vers un niveau inférieur au niveau des valeurs du champ sur la partie haute. Cela dû à l'élévation de distance tige-sonde.

Au voisinage de l'interface située entre la tige HT (partie haute) et la sonde (partie basse), le champ prend la valeur la plus faible, au cours de son évolution sur le plan côté partie basse. Nous constatons que l'interface joue un rôle attractif important sur la distribution des lignes du champ au sol discontinu.

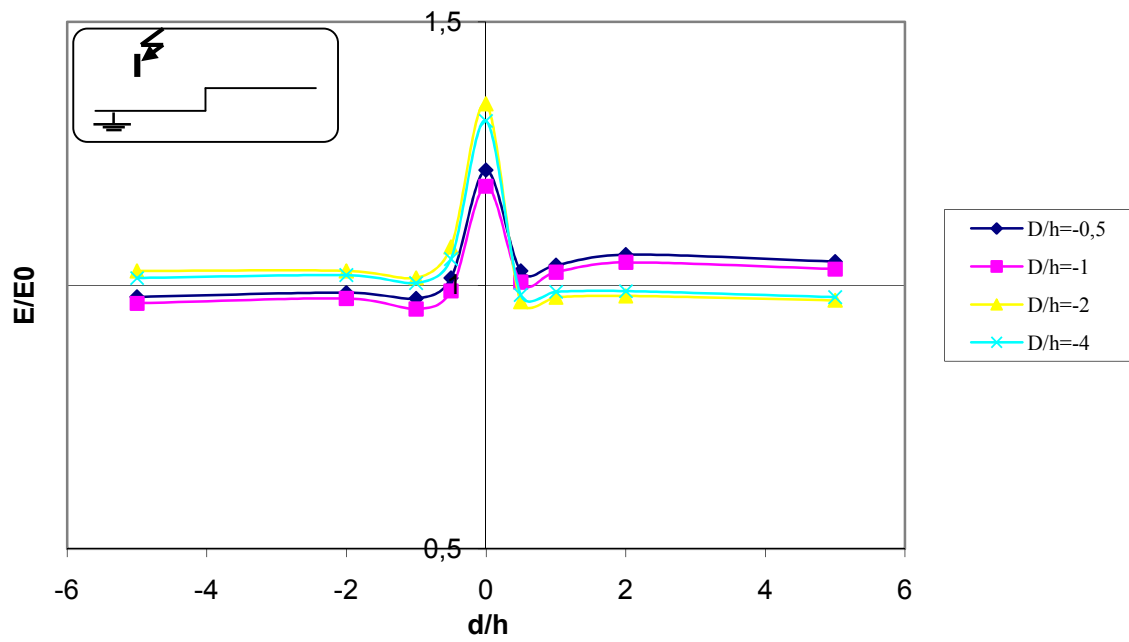
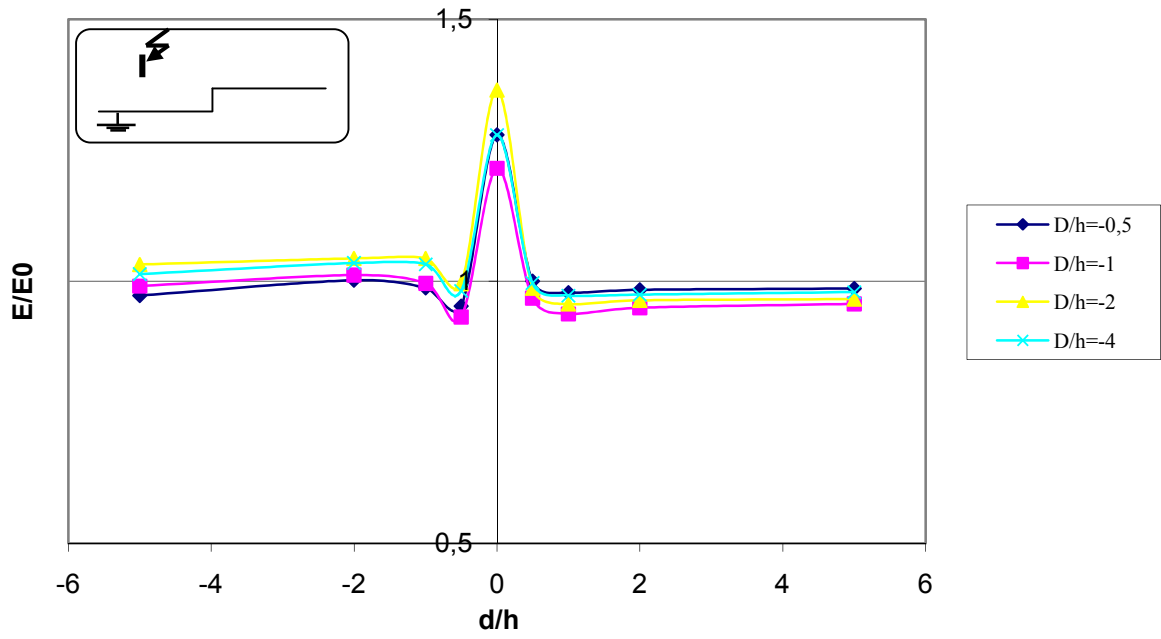


Figure IV.12– Champ électrique en fonction de position de la sonde (d/h)

Avec $h= 16\text{cm}$.

La figure IV.12 montre que, sur la partie basse de la terre discontinue, plus la sonde s'approche de l'interface ($|d/h| < 1$), plus l'intensité du champ devient importante par rapport à celle obtenue pour un sol homogène bon conducteur, Cette constatation a été vérifiée pour un rapport d/h égal à 0.5, 1.

Quand la sonde s'éloigne de l'interface ($|d/h| > 1$), la valeur du champ mesurée devient presque confondue avec celle donnée par le modèle électrogéométrique classique. Nous observons, qu'il n'y a pratiquement aucune influence de l'interface sur la distribution du champ au sol ($d/h = 2$ et 5), ceci est vérifié par le rapport E/E_0 , qui est très proche de l'unité.

La distribution du champ est presque similaire, si nous la comparons sur les deux parties du sol discontinu, à cause de l'élévation de distance tige-plan (partie basse), qui est la superposition de (h) et la profondeur de l'interface (e).

IV.6.3 Modèle expérimental avec terre hétérogène.

IV.6.3.1 Présentation du modèle.

Le modèle expérimental, représentant le phénomène du saut final de la décharge de foudre au sol hétérogène, est composé d'une caisse en bois dont les dimensions sont de 1 m x 1,5 m x 0,15 m. et d'une tige métallique de diamètre de 6 mm, dont l'extrémité a été un hémisphère de même diamètre.

Cette caisse a été remplie de deux matériaux différents ayant une interface bien déterminée, qui ont permis de simuler le sol hétérogène plat, comme indique sur la figure (IV.13). Les deux matériaux étaient l'Aluminium et le sable sec ou humide. L'hétérogénéité du sol sera caractérisée par le rapport des conductivités des deux milieux. Ce rapport définit le degré d'hétérogénéité du sol. Au dessous de ce sol hétérogène il y avait une plaque métallique mise à la terre. La position de la tige est définie par la hauteur h et la distance D . La valeur de crête de l'impulsion appliquée dépendait de cette position.

IV.6.3.2 Essais.

Les essais ont été effectués dans le laboratoire de H.T. Nous avons utilisé un générateur de choc de tension nominale égale à 600 kV et ayant une énergie de 4 kJ.

Afin de simuler la décharge de Foudre descendante négative, nous avons appliqué des impulsions de polarité négative. Comme l'épaisseur du sable a été fixée (10 cm), la hauteur de la tige a été limitée par la tension maximale de sortie du générateur de choc du laboratoire et

par la résistivité du sable. Pour déterminer l'impact probable de la décharge de foudre au sol hétérogène, nous avons appliqué 20 impulsions successives d'une tension $U_{0\%}$, qui entraînant une décharge non disruptive d'intervalle d'air, pour chaque position donnée de la tige. En déplaçant la sonde, nous obtenons une distribution du champ au niveau du sol hétérogène. Cette distribution a été comparée à celle des décharges de foudre de même type sur un sol homogène.

Comme il a été mentionné plus haut, nous avons étudié deux types de sols hétérogènes, de degré d'hétérogénéité différent. Etant donné que l'Aluminium, une des deux composantes du Sol, a été constamment utilisé, le degré d'hétérogénéité du sol a été déterminé par la conductance du sable. Cette dernière a été mesurée à l'aide du circuit présenté à la figure IV.13. Pour différentes positions de l'électrode recouvrant toute la surface du sable. Cette mesure a été faite avant chaque série d'essais correspondant à 20 chocs de foudre négative d'une tension $U_{0\%}$ appliqués au système d'électrodes.

La valeur G de cette conductance a été calculée à l'aide de la loi d'Ohm : $G = I/U$. Etant donné que nos essais ont été effectués durant un long période, la conductance du sable à l'état sec ou humide variait aussi en fonction des conditions atmosphériques du laboratoire. Cette variation était de l'ordre de $\pm 8\%$ pour le sable sec et $\pm 1\%$ pour le sable humide. À partir de cette conductance nous avons déterminé une conductivité égale à :

$$\sigma = G \cdot e \cdot 4/\pi \cdot d^2$$

Où e : épaisseur de la couche de sable, et d : diamètre de l'électrode de mesure.

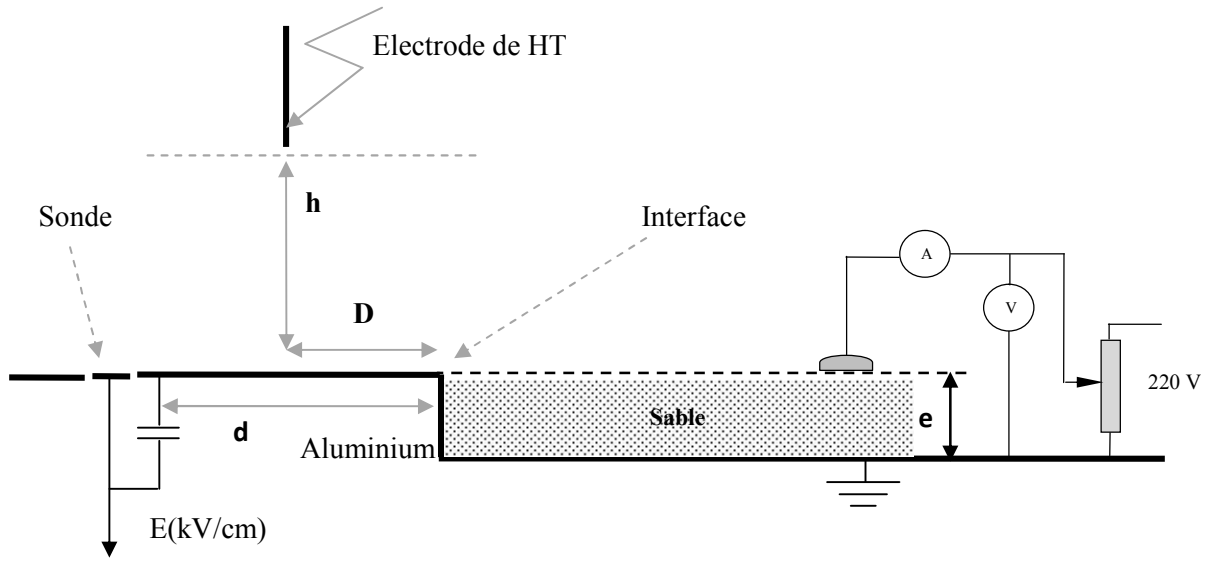


Figure IV.13 Modèle expérimental de terre hétérogène en présence de la sonde à capacité répartie.

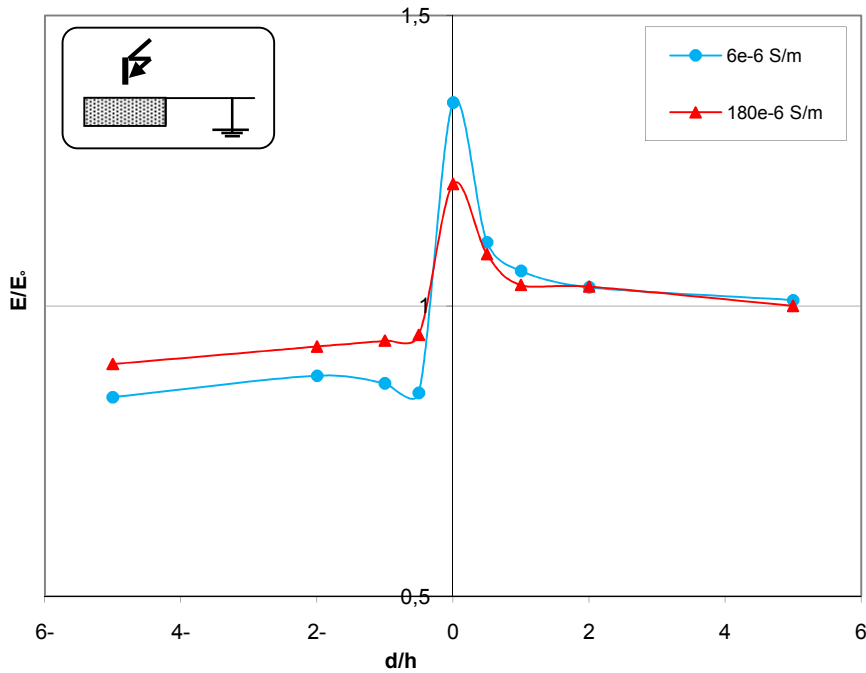


Figure IV.14 Distribution de champ électrique au sol hétérogène

Avec $U = 0.5U_{0\%}$, $E_0 = 4.6 \text{ kV/cm}$, $h/D = 0$

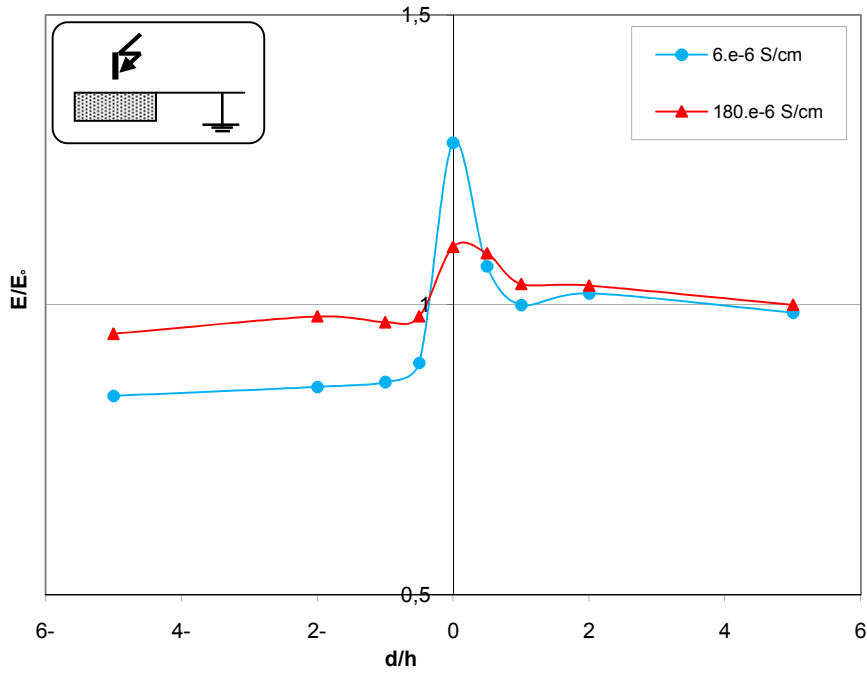


Figure IV.15 Distribution de champ électrique au sol hétérogène

$$U = 0.5U_{0\%}, E_0 = 4.6 \text{ kV/cm}, h/D = 1$$

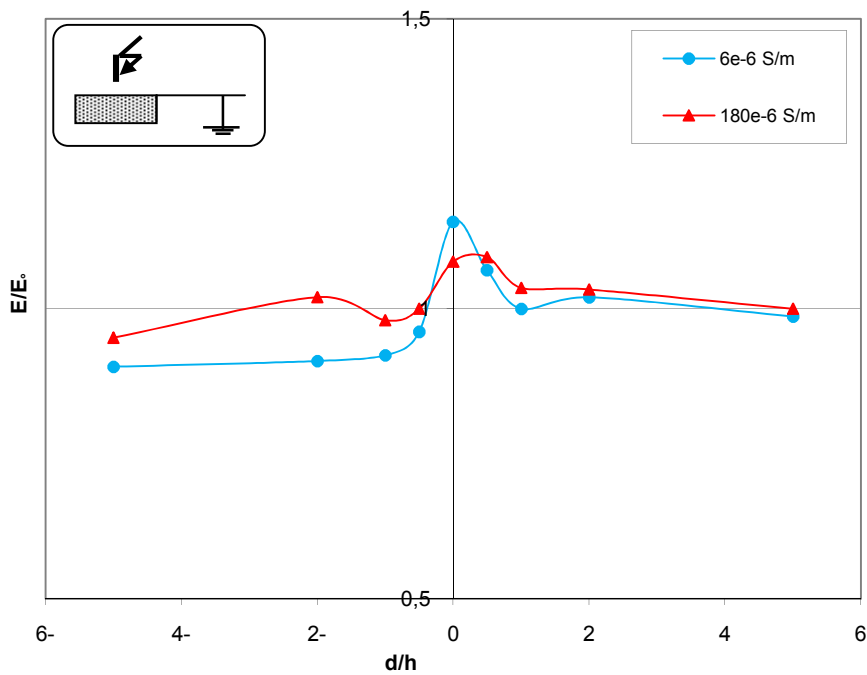


Figure IV.16 Distribution de champ électrique au sol hétérogène

$$U = 0.5U_{0\%}, E_0 = 4.6 \text{ kV/cm}, h/D = 2$$

VI.7 CONCLUSION

Si des progrès importants ont pu être obtenus récemment dans le domaine de la protection contre la foudre, c'est essentiellement grâce aux recherches menées dans les laboratoires de haute tension à travers le monde.

Notre travail nous a permis d'examiner l'influence qu'aurait un sol hétérogène sur la distribution du champ électrique dans un système tige-plan sous tension de choc de foudre négative.

L'étude développée dans ce chapitre a mis en évidence les performances de la sonde à capacité répartie (SCR) pour la mesure de l'intensité du champ électrique au sol. Les divers essais effectués ont permis d'obtenir l'intensité du champ électrique à la surface du sol, en fonction de plusieurs paramètres :

- Intervalle d'air (h) entre la tige HT et le plan.
- Position relative de la sonde (d/h) entre l'axe de la sonde et l'interface.
- Position relative de la tige (D/h) entre l'axe de la tige.

Utilisant cette méthode de mesure, nous avons déterminé la distribution du champ au sol, aussi bien dans le cas d'un plan homogène que dans celui d'un plan hétérogène.

Les résultats d'essais obtenus, nous mènent à faire les constatations suivantes :

Le degré de hétérogénéité du sol, présence un paramètre influençant considérablement sur l'intensité de champ électrique surtout dans les zones proches d'interface séparant les deux composantes du sol. Pour les zones loin de la tige sous tension, l'influence de degré de hétérogénéité est faible.

Plus la hauteur de la tige haute tension est grande plus l'effet attractif de l'interface est significatif.

L'affaiblissement du champ électrique est très grand quand le degré de hétérogénéité du sol augmente

La position de l'axe de la tige haute tension directement sous l'interface est la position préférable pour augmenter énormément le champ électrique au sol.

Chapitre V

Conclusions

Générale

CONCLUSIONS GÉNÉRALES.

Nous avons établi deux modèles représentant le phénomène de la prédécharge de Foudre. Le premier était un modèle mathématique et le deuxième était un modèle expérimental. A l'aide de ces deux modèles nous avons étudié l'influence de l'hétérogénéité du sol sur l'impact probable par la décharge de Foudre.

Le modèle mathématique nous a permis, à l'aide d'un programme numérique, de calculer l'intensité du champ électrique sur la surface du sol hétérogène lors de l'évolution de la prédécharge de foudre. La structure de ce modèle présentait une symétrie cylindrique qui caractérisait le sol hétérogène constitué de deux composantes.

L'intensité du champ électrique à la surface du sol est augmentée au niveau de l'interface de ces deux composantes. Cette augmentation dépend des conductivités des composantes du sol, de la distance h entre la prédécharge et le sol et de la distance D qui sépare l'axe de cette décharge et l'interface.

Pour toutes les configurations étudiées, nous avons obtenu

- une augmentation en exponentielle de l'intensité du champ à l'interface lorsque la prédécharge évaluée c.à.d. s'approche du sol.

- l'intensité du champ à l'interface diminue lorsque la distance a augmente. Cette diminution est beaucoup plus importante lorsque le degré d'hétérogénéité du sol diminue.

A l'aide du modèle expérimental nous avons effectué une étude statistique concernant la fréquence de décharges de foudre négative à l'interface du sol hétérogène.

A partir de ces essais nous avons reçu une répartition à l'interface de décharges de foudre négative qui suit une loi normale en fonction du rapport D/h . La pente et l'écart type de la droite de régression varient en fonction du degré d'hétérogénéité du sol de telle manière que l'influence de l'interface et ainsi son espace d'attraction augmente avec l'augmentation de ce degré.

Ces essais nous ont permis d'observer les différents types de décharges qui peuvent avoir lieu dans des intervalles d'air tige-plan hétérogène.

En utilisant-les caractéristiques électriques des composantes du sol expérimental dans le modèle mathématique nous avons pu trouver une corrélation entre la probabilité d'impact en un point donné du sol et l'intensité du champ électrique en ce point avant le saut final.

Nous avons obtenu une plus grande probabilité de décharge aux points où l'intensité du champ électrique est la plus élevée au moment du saut final.

Publications et Communications

Khechekhouche A, Ben Attous D. Effect of earth discontinued to the electrical field distribution in rod-plane air gaps under lightning impulse. J. Fundam. Appl. Sci., 2016, 8(3), 1054-1065.

Khechekhouche A. Benattous D. Mekhaldi A. Boubakeur A. Electric field measurement in rod- discontinued plane air gaps using distributed capacity probe. J Fundam App Sci. 2014, 6(1), 1-10

A. Rahmani, A. Khechekhouche, A. Mekhaldi, A.Boubakeur. Electrical Strength of Rod-Discontinuous Plane Air Gap Under Lightning Impulse Applied Voltage Using a Distributed Capacity Probe ” IEEE-CEIDP Conference On Electrical Insulation And Dielectric Phenomena October 14-17, 2012, Montréal CANADA, pp. 379-382

Références

BIBLIOGRAPHIE

- [ROY84] **G. Le Roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lacot, C. Dubaton** : « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions », Ed Eyrolles, Paris, 1984, pp : 92-251.
- [GAR89] **C. Gary** : « La foudre et les phénomènes orageux », RGE, N°03, Mars 1989, pp : 3-11.
- [BER75] **K. Berger, R. B. Anderson et H. Kroninger** : « Paramètres des coups de foudre », Electra (F), N°41, 1975, pp : 23 - 37.
- [GOL81] **R. H. Golde** : « Lightning: T2 », Academic Press, 2nd edition, London, 1981.
- [AGU87] **M. Aguet** : « Haute Tension », Vol. XXII, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1987.
- [GAR94] **C. Gary** : « La foudre : Des mythologies antiques à la recherche moderne », Masson, Paris, 1994.
- [KUF84] **E. Kuffel, W. S. Zaengl** : « High voltage engineering », Pergamon Press, G.B; 1^{ère} Ed; 1984. pp: 463-488.
- [NOR95] **Norme Française** : « Protection contre la foudre : Protection des structures et des zones ouvertes contre la foudre par paratonnerre à dispositif d'amorçage. », C17-102, Juillet 1995, pp : 1-48.
- [LEJ97] **D. Le jop** : « protection contre la foudre : cage maillée ou paratonnerre ? », les cahiers techniques du bâtiment, N° 180, Mai 1997.
- [BOU87] **A. Boubakeur, J. Ferras** : « Negative lightning breakdown of rod-plane air gaps with heterogeneous earth », 5^{ème} International Symposium on High Voltage Engineering, 5^{ème} ISH, paper 14-26, Braunschweig ,RFA, 1987.
- [BOU89] **A. Boubakeur, J. Ferras** ; « Negative lightning breakdown of rod-conductor air gaps with heterogeneous earth », MEPCOM'89, Paper EE05-025, Cairo-Assiut, Egypt, 1989.

- [BOU98] **A. Boubakeur, S. A. A. Boumaza, R. Belaïcha, R. Boudissa** : « Influence of earth heterogeneity on negative lightning breakdown of rod-plane air-gaps », 24th ICLP, Birmingham, 1998, pp : 473-477.
- [SAY16] **Sayed A. Ward** “Determination of the optimum size, material and position for dielectric barrier with presence of cone particle contamination in rod-plane gap” Power Systems Conference (MEPCON), 2016_ Eighteenth International Middle East
- [BOU91] **A.Boubakeur** ; « Protection contre la foudre dans le cas d’une terre hétérogène », Séminaire sur la sécurité et la protection des installation et des équipement électriques, ENSEM-LPEE, Casablanca, Maroc, 1991.
- [BOU90] **A. Boubakeur A. Atek, S. Chemlal** ; « Zones d’attraction d’un paratonnerre horizontal dans le cas d’une terre hétérogène », 1^{er} Colloque sur l’Electrotechnique et l’Automatique, Alger, 1990.
- [BOU95] **A. Boubakeur, R. Belaïcha** : « Influence of earth conductivity on the negative lightning breakdown of rod-plane air gaps », 9th International Symposium on High Voltage Engineering, 9th ISH, Graz, Austria, Aug-Sep. 1995, pp. 6711-1/2.
- [BOO95b] **R. Boudissa** : « Simulation des décharges d’interception du précurseur de foudre et influence de leur polarité sur la zone d’attraction d’un paratonnerre », CNHT, Béjaïa, Nov.1995, pp: 41-46
- [CEI60] **C. E. I.60** ; « Techniques d’essais de haute tension », 1973, (60-01/02).
- [ERI75] **A.J. Eriksson** ; « Surtensions de foudre sur les lignes de transport à haute tension », Electra, N°47, 1975. pp : 87-110.
- [ATT99] **P. Atten**, "Mouvement d’un fluide en présence d’un champ électrique", TECHNIQUES DE L’INGENIEUR, D 2 850, (1999).
- [GOS85] **J.-P. Gosse, B. Gosse et A. Denat**, "La Conduction Electrique des Diélectriques Liquides", Rev. Gén. Electr., Vol. 10, (1985), pp. 733-744.
- [FEL63] **N. Felici**, “Recent advances in the analysis of dc ionized electric fields ”, Direct Current, Vol. 8, No 9 et 10(1963).
- [GOL73] **R.H.Golde** "The Lightning Discharge" Lightning Protection 3. E Arnold 1973.LONDON

- [DEL81] **L.Dellera, A.Pigini, E. Garbagnati** " A Lightning Model Based on the Similarity Between Lightning Phenomena and Long Laboratory Sparks" R-2.09 16. Conf. Int. Protc. Contre la Foudre 1981
- [REN72] **Groupes des Renardières** "Recherches aux Renardières sur l'amorçage des grands intervalles d'air" Rapport ELECTRA N 23 juillet 1972.
- [NEC93] **K. Nacereddine, A. Boubakeur** ; « Influence de la permittivité relative du sol sur l'attraction des décharges de foudre », Colloque Maghrébin sur les modèles numériques de l'ingénieur, Alger, 1993.
- [MOR94] **P. W. Morin, J. M. Berges** ; « Ligne d'écoulement de la foudre sur les infrastructures et le sol », Foudre et Montagne, Chamonix, France, 1994.
- [KIN78] **D. Kind** ; « An introduction to hight voltage experimental technique », Text book for Electrical Engineers, Friedr Vieweg & Sohn, 1978.
- [KIN85] **D. Kind , H. Karner** ; « Hight voltage insulation technology», Text book for Electrical Engineers, Friedr Vieweg & Sohn, 1985.
- [ATT99] **P. Atten**, "Mouvement d'un fluide en présence d'un champ électrique", TECHNIQUES DE L'INGENIEUR, D 2 850, (1999).
- [FIL66] **N. Felici**, "Diélectriques", Institut Polytechnique, Grenoble, (1966).
- [MAR17] **Marta Parazzini, Serena Fiocchi**, " A Computational Model of the Electric Field Distribution due to Regional Personalized or Nonpersonalized Electrodes to Select Transcranial Electric Stimulation Target " IEEE Transactions on Biomedical Engineering , Volume: 64, Issue: 1, Jan. 2017, pp 184-195.
- [ATT69] **P. Atten**, "Etude mathématique du problème du champ électrique affecté par un flux permanent d'ions unipolaires et application à la théorie de la sonde froide". Thèse à la faculté des sciences de l'université de Grenoble, (1969).
- [JPG85] **J.-P. Gosse, B. Gosse et A. Denat**, "La Conduction Electrique des Diélectriques Liquides ", Rev. Gén. Electr., Vol. 10, (1985), pp. 733-744.
- [ATT74] **P. Atten**. "Méthode générale de résolution du problème du champ électrique modifié par une charge d'espace unipolaire injectée". Rev. Gén. Electr., Vol. 83, (1974), pp. 143-153.

- [ADA04] **K. Adamiak et P. Atten**, “Simulation of discharge corona in point-plane configuration”, *Journal of Electrostatics* Vol. 61 (2004), pp. 85-98.
- [ANA02] **J. Anagnostopoulos, G. Bergeles**, “Corona discharge simulation in wire-duct electrostatic precipitator”. *Journal of Electrostatics* Vol. 54 (2002), pp. 129-147.
- [PLL90] **P.L. Levin et J.F. Hoburg**, “Donor Cell–Finite Element Description of wire-duct Precipitator Fields, Charges and Efficiencies”, *IEEE Transactions on Industry Application* Vol. IA26 (1990), pp. 662-670.
- [ADA94] **K. Adamiak**, “Simulation of corona in wire-duct electrostatic precipitator by means of boundary element method”. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol. 30, No. 2. MARCH/APRIL (1994), pp.381-386.
- [CRI95] **S. Cristina, G. Dinelli et M. Feliziani**, “Calculation of ionized fields in dc electrostatic precipitators in the presence of dust and electric wind ”, *IEEE Trans. Ind. Appl.* Vol. IA31 No.6 (1995), pp. 1446-1451.
- [ELM87] **A.A. Elmoursi, G.S.P. Castle**, “Modelling of Corona Characteristics in a Wire-Duct Precipitator Using the Charge Simulation Technique”. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol. IA-23, No. 1 (1987), pp.95-102.
- [BOU92] **A. Boubakeur, A. Mekhaldi** ; « Capture zones of a lightning conductor in the case of bad conducting earth », *Middle East Power Systems Conference, MEPCOM'92*, Assiut, Egypt, 1992. pp :122-123.
- [BOU93] **A. Boubakeur, R. Belaicha** ; « Contribution à l'étude d'un modèle électrogéométrique élargi », *JTEA 93*, Hammamet, Fev. 1993.
- [BOU94] **A. Boubakeur, R. Belaicha** ; « Modèle de protection en cas de terre mauvaise conductrice », *Congrès International, Foudre et Montagne, SEE, Chamonix, France*, 1994. pp : 100-103.
- [BOU95a] **A. Boubakeur, R. Belaicha** ; « Modèle de protection contre la foudre dans le cas d'une terre mauvaise conductrice », *Proceeding du 2^{ème} CEA*, Vol. 1, Alger, 1995.
- [BOU95b] **A. Boubakeur, R. Belaicha** ; « Influence of earth conductivity on the negative lightning breakdown of rod-plane air gaps », *9th ISH'*, Vol. 96, Paper 6711, Graz, Austria,1995.

- [BOU95c] **A. Boubakeur, R. Belaïcha, A. Rahmani, R. Boudissa** ; « Influence du rayon de courbure sur les zones d'attraction d'un paratonnerre horizontal », CNHT, Béjaïa, Nov. 95.
- [BOU96] **A. Boubakeur, R. Belaïcha, A. Rahmani, R. Boudissa** ; « Influence of earth conductivity on the capture zones of an horizontal lightning conductor, 23rd International Conference of Lightning Protection (ICLP'1996), Vol.1, Firenze, Italy, 1996. pp : 453-456.
- [BOU97] **A. Boubakeur** ; « Influence of earth electrogeological properties on lightning protection modélisation », Journal of the IEEEA, Vol.1, N°1, Dec. 1997.
- [BOU98b] **A. Boubakeur, S. A. A. Boumaza, R. Belaïcha, R. Boudissa** ; « Influence of earth heterogeneity on negative lightning breakdown of rod-plane air-gaps », Proceeding of 24th ICLP, Birmingham, 1998. pp : 473-477.
- [BOU00] **A. Boubakeur, A. Chouchou, S. A. A. Boumaza** ; « Influence of earth discontinuity on the capture zones of a vertical lightning conductor », 25th ICLP, Rhodes, Greece, 2000. (submitted).
- [BOW65] **A. H. Bowker, G. J. Lieberman** ; « Méthodes statistiques de l'ingénieur », Dunod, Paris, 1965.
- [GAR75] **C. Gary, A. Cimador, R. Fieux** ; « La foudre : Etude du phénomène - Application à la protection des lignes de transport », RGE, Tome 84, N°1, Janvier 1975. pp : 24-32
- [LER84] **G. Le Roy, C. Gary, B. Hutzler, J. Lacot, C. Dubaton** ; « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions (la foudre) », Ed Eyrolles, 1984, Paris. pp : 92-251.
- [NAC91] **K. Nacereddine, A. Boubakeur** ; « Simulation numérique de la foudre : Le programme PROC2D », Colloque Maghrébin sur les modèles numériques de l'ingénieur, Tunis, Oct. 91.
- [NOR87] **Norme Française**; « Protection contre la foudre : Installation de paratonnerres », C17-100, Février, 1987. pp : 1-19.
- [PHI94] **E. Philippe Krider** ; « Physics of lightning today », Foudre et Montagne, Chamonix, France, 1994.

- [ROU94] **A. Rousseau, C. Gary, G. Berger** ; « Foudre et protection des bâtiments », Techniques de l'Ingénieur, Fascicule C.3307, Janvier1994.
- [SAB99] **A. Sabot, J. Michaud** ; « Lignes et postes. Choix et coordination des isolement », Techniques de l'ingénieur », D4750. 1999.
- [SCH97] **A. Schmitt, T.Deflandre** ; « Les surtensions et les transitoires rapides de tension, en milieu industriel et tertiaire », Ed. Eyrolles, Paris 1997.
- [SOU94] **S. Soula, S. Prieur** ; « Détection et observation des orages à l'observatoire du pic du midi », Foudre et Montagne, Chamonix, France, 1994.
- [XEM94] **A. Xemard, A. Sabot, P. Lalande, M. Nguyen** ; « Modèles électro géométriques utilisés en électrotechnique : Comparaison et utilisation par EDF.», Foudre et Montagne, Chamonix, France, 1994.
- [RAT93] **S.Rataoin** : « contribution à la caractéristique du rayonnement électro magnétique de foudre et à sa modélisation en vue couplage sur les câble » N 93-41 1993.pp : 94-115
- [GEO99] **G. E. Georghiou, R. Morrow et A. C. Metaxas** “The theory of short-gap breakdown of needle point-plane gaps in air using finite-difference and finite-element methods”. Journal Physic D: Appl. Phys. Vol. 32 (1999), pp. 1370-1385.
- [STE79] **H. Steinbigler** “Combined application of finite element method and charge simulation method for the computation of electric fields”. Third International Symposium on high voltage Engineering, Milan-Italy August 1979, pp. 1-4.
- [ABD83] **M. Abdel-Salam, M. Farghally, et S. Abdel-Sattar.** “ Finite element solution of monopolar corona equation ”. IEEE Trans. Elec. Ins., Vol. 18, No.2 (1983), pp. 110-119.
- [HOB86] **J. F. Hoburg et J.L. Davis.** “Finite element method of characteristics computations of self-consistent charge density –electric field structure”. Computational Electromagnetic (1986), pp. 217-228.
- [BAI94] **Bai-Lin Qin et Patrick D. Pedrow,** “Particle-in-cell Simulation of Bipolar dc Corona”, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 1, No. 6, (1994), pp. 1104-1117.

- [CHA91] **J-S. Chang, Phil A. Lawless et Toshiaki Yamamoto**, “ Corona Discharge Processes”. IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 19, No 6. December (1991), pp.1152-1166.
- [ABD91] **S. Abdel – Satar et H. Singer**, “ Electrical conditions in wire-duct electrostatic precipitators” Journal of Electrostatics Vol. 26 (1991), pp. 1-20.
- [MOR97] **R. Morrow et J. Lowke** “The theory of positive glow corona”. Journal Physic D: Appl. Phys. Vol. 30 (1997), pp. 3099-3114.
- [GEO00] **G. E. Georghiou, R. Morrow et A. C. Metaxas** “Two-dimensional, finite-element, flux-corrected transport algorithm for the solution of gas discharge problems”. Journal Physic D: Appl. Phys. Vol. 33 (2000), pp. 2453-2466.
- [PON96] **F. Pontiga, C. Soria et A. Castellanos**, “Spatial Distribution of Electrons and Ions in a Negative Corona Discharge”. IEEE Annual Report-Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, San Francisco, October 20-23, 1996, pp. 671-674.
- [SAB86] **Jean-Claude Sabonnadière, Jean-Louis Coulomb** “LA METHODE DES ELEMENTS FINIS, du modèle... à la CAO”, Hermes Publishing 1986.
- [ZIE77] **O.C.Zienkiawicz**, The Finite Elements Method in the Engeneering Science, Mc Graw-Hill, London 3rd ed 1977.
- [SIL71] **P.Silverster**, “Finite-element solution of 2-dimensional exterior field problems”. Proc. IEEE, Vol.118, N 12, dec 1971; p 1743-1747
- [CHU 17] **Chuanyang Li**, “Surface charge migration and dc surface flashover of surface-modified epoxy-based insulators” , Journal of Physics D: Applied Physics, Volume 50, Number 6, 11 January 2017,