REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE

FACULTE D'ELECTRONIQUE ET INFORMATIQUE

Présenté pour l'obtention de diplôme de Magister
EN : ELECTRONIQUE
Spécialité : systèmes Electroénergétique

par : KACI Sofiane

THEME

Répartition du champ électrique dans un environnement protégé par un paratonnerre vertical

Soutenu le 29/06/ 2009, devant le jury composé :

BOUBAKEUR A.	**Professeur**	**Président**
BOUAZABIA S.	**Maître de Conférences**	**Rapporteur**
OUAZIR Y.	**Maître de Conférences**	**Examinateur**
MOULAI H.	**Maître de Conférences**	**Examinateur**
KHELIL D.	**Chargée de Cours**	**Invitée**

Sommaire 1

Introduction générale 4

Chapitre I : Généralités sur la foudre et technique de mesure du champ électrique

Partie I : Généralités sur la foudre

I-1) Introduction 7
I-2) Phénomènes électriques atmosphériques 7
I-2-1) Champ électrique terrestre 7
I-2-2) Champ électrique au sol 8
I-2-3) Formation et électrisation d'un nuage orageux 9
I-2-4) Processus de séparation de charges électriques 10
I-2-5) Champ électrique au sol en présence d'un nuage orageux 11
I-2-6) Influence des objets pointus sur la répartition du champ électrique 11
I-3) Classification et description des coups de foudre 13
I-3-1) Phénomène de la foudre 13
I-3-1-1) Niveau kéraunique et la densité de foudroiement 14
I-3-1-2) Statistiques de foudroiement 15
I-3-2) Principaux types de coups de foudre 17
I-3-3) Déroulement d'un coup de foudre descendant négatif 18
I-4) Les effets de la foudre 19
I-4-1) Effets thermiques 19
I-4-2) Effets dynamiques 20
I-4-3) Effets électromagnétiques 20
I-4-4) Effets acoustique (tonnerre) 20
I-4-5) Effets Chimiques 21
I-4-6) Effets rayonnements (éclair) 21
I-4-7) Elévation de potentiel au voisinage du point d'impact 22
I-5) Protection 22
I-5-1) Protection extérieure contre la foudre (primaire) 23
I-5-1-1) Paratonnerre 23
I-5-1-2) Cage maillée 23
I-5-2) Protection contre les effets indirects de la foudre 24
I-5-2-1) Eclateur 24
I-5-2-2) Varistance 26
I-5-2-3) Diode d'écrêtage Transil 26
I-6) Modèle électrogéométrique et son application .....
I-6-1) Modèle électrogéométrique .....
I-6-2) Application du modèle électrogéométrique (Méthode de la sphère fictive) .....
I-6-2-1) Zone de capture d'une tige verticale .....

Partie II : Technique de mesure du champ électrique

I-7) Introduction 30
I-8) Machine à champ 30
I-8-1) Moulin à champ 30
I-8-2) Fluxmètre électrostatique 31
I-9) Sondes à champ statiques 31

I-9-1) Sondes capacitives 32
I-9-2) Sondes polarisées 34
I-9-2-1) Sonde polarisée circulaire 34
I-9-2-2) Sonde polarisée linéaire 38

I-10) Sondes à effet pockels 39
I-11) Conclusion 41

Chapitre II : Champ précurseur de la foudre

II-1) Introduction 42
II-2) présentation du système étudie 42
II-3) Zone protégée par le paratonnerre 44
II-4) Répartition du champ électrique 45
II-4-1) Méthode des éléments finis 46
II-4-1-1) Formulation du potentiel 48
II-4-1-2) Résolution de Laplacien 49
II-4-2) Présentation du FEMM 50
II-5) Résultats et interprétations 51
II-5-1) Champ électrique sans paratonnerre 51
II-5-2) Champ électrique obtenu avec la formule de Wouber 53
II-5-3) Champ électrique avec paratonnerre 56
II-5-4) Champ au milieu du plan 71
II-5-5) Champ à la pointe du paratonnerre et au milieu du plan 92
II-6) Conclusion 97

Chapitre III : Champ précurseur lors de l'évolution de décharge de foudre

Partie I : Mécanismes fondamentaux de la disruption dans les gaz

III-1) Introduction 98
III-2) Mécanismes fondamentaux d'ionisation de gaz 98
III-2-1) Ionisation par simple collision 98
III-2-2) Excitation 98
III-2-3) Photo ionisation 99
III-2-4) Processus de désexcitation 99
III-2-5) Attachement d'électrons 99
III-2-6) Ionisation thermique 100
III-3) Décharge dans les gaz 100
III-3-1) Avalanche électronique (décharge de Townsend) 100
III-3-1-1) Modélisation de l'avalanche 101
III-3-2) Théorie du Streamer 104
III-3-2-1) Influence de champ non uniforme 106
III-4) Type de décharges 106
III-4-1) Décharges pointe-pointe 106
III-4-2) Décharges pointe-plan 107
III-4-3) Décharges plan-plan 107

Partie II : Répartition du champ électrique lors de l'évolution de la décharge

III-5) Modélisation 108
III-6) Hypothèses simplificatrices 108
III-7) Progression de la décharge 109
III-8) Organigramme de simulation 110
III-9) Résultats et interprétation 111
III-9-1) Influence de la décharge sur la distribution du champ électrique 111
III-9-2) Influence de la hauteur du paratonnerre, en présence de la décharge sur la distribution du champ électrique sur le sol 117
III-9-3) Influence d'évolution la décharge sur le champ électrique à la pointe du paratonnerre 120
III-9-3-1) Influence de la tension appliquée 120
III-9-3-2) Zone de protection du paratonnerre 121
III-9-4) Correction des valeurs expérimentales 122
III-9-4-1) Longueur de la décharge en fonction de la hauteur du paratonnerre 123
III-9-4-2) Longueur de la décharge en fonction de la position du paratonnerre 124
III-9-4-3) Influence de la tension appliquée sur la longueur de la décharge 126
III-10) Conclusion 127
Conclusion générale 129
Bibliographie 131

La foudre est un phénomène fréquent, encore souvent ressenti comme mythologique, et dont les conséquences seraient fatales. Elle va encore frapper! Certaines régions sont privilégiées, aucune n'est à l'abri.

Il s'agit d'un phénomène naturel insidieux parce que ses effets peuvent se faire sentir même si on se trouve à plusieurs kilomètres du point d'impact. Il cause chaque année de nombreux dégâts matériels et tue de nombreuses personnes.

La foudre est une décharge électrique très brève (un millionième de seconde) mais qui peut s'étendre sur plusieurs kilomètres de long. Sa tension s'élève à plusieurs centaines de millions de volts et son intensité à plusieurs milliers ou centaines de milliers d'ampères [1]. En fait, si elle reste et restera sans doute longtemps inévitable, nous savons désormais en limiter les conséquences de façon efficace et à un coût acceptable.

En effet, les cibles privilégiées de la foudre sont les points les plus élevés au-dessus du sol et les plus proches du nuage orageux. Par conséquent, elle cherche la voie la plus courte et la moins résistante pour atteindre la terre.

L'idée d'intercepter la foudre n'est pas neuve, le physicien Benjamin FRANKLIN (1706-1790) est connu dans le monde scientifique grâce à ses travaux sur l'électricité. Il proposa, en 1752, une série d'expériences qui prouvèrent que la foudre est une décharge électrique. Supposant que les éclairs sont des arcs électriques à grande échelle, il observe que les étincelles relient plus facilement des tiges conductrices et pointues : Franklin utilise l'effet de pointe. Il pense alors que s'il oppose une pointe à un ciel orageux, la foudre s'y précipitera [2, 3].

Pour cela, il imagina une longue et fine tige métallique, fixée en haut d'un toit et raccordée à un fil plongeant dans le sol hors du bâtiment, qui conduirait le courant électrique de la foudre en toute sécurité dans le sol. Cette invention présentée au public en 1753 est le paratonnerre, devenu un équipement standard aujourd'hui, permettant de limiter les désastres causés par la foudre [3].

Le dimensionnement du paratonnerre est basé sur le modèle électrogéométrique (MEG), universellement adopté dans le cas de foudre négatif. Toutefois, la relation entre les paramètres

du paratonnerre et le champ électrique reste peu connue. Ce qui constitue un sujet intéressant dans la compréhension du phénomène de foudre.

L'introduction d'un paratonnerre, dans les limites physiques définies par le MEG, modifie la répartition du champ électrique imposant à la décharge de foudre une trajectoire passant par la tête du paratonnerre et s'écoulant vers la terre par l'intermédiaire des colonnes de descentes.

Des travaux antérieurs [4] ont mesuré la répartition du champ électrique dans un environnement protégé par un paratonnerre vertical. Malheureusement, ces mesures se sont limitées à la répartition du champ au sol à cause de l'influence des sondes. Or la connaissance du champ dans tout le domaine permettrait de mieux apprécier la relation entre la zone de protection et le phénomène de foudre.

Afin d'estimer le champ électrique dans tout le domaine, nous nous proposons d'exploiter les résultats expérimentaux de Mezai [4] pour étudier la répartition du champ électrique.

Pour ce faire, nous calculons numériquement à l'aide d'un code de calcul basé sur la méthode des éléments finis, la répartition du champ électrique pour deux phases :

1) Champ précurseur de la foudre. Il s'agit d'examiner les conditions qui peuvent déclencher la foudre.
2) Répartition du champ électrique lors de l'évolution de la décharge de foudre descendante supposée conducteur pur.

Le document que nous présentons est structuré en trois chapitres :

Dans la première partie du premier chapitre, nous présentons le phénomène de foudre, ses effets directs et indirects sur l'environnement et les moyens de protection à mettre en œuvre contre un coup de foudre.

Dans la deuxième partie, nous décrivons les différentes méthodes pratiques de mesure du champ électrique.

Le deuxième chapitre concerne la répartition du champ électrique précurseur.

Après modélisation, nous présentons les outils utilisés ainsi que les résultats obtenus.

Une comparaison détaillée, de nos résultats avec ceux rapportés par Mezai [4], sera exposée.

Le troisième chapitre concerne la répartition du champ électrique en fonction de l'évolution de la décharge. Deux parties seront proposées :

Dans la première, nous présentons les mécanismes fondamentaux d'ionisation de gaz et les phénomènes d'avalanches et streamer.

Dans la deuxième partie, nous exposons les résultats du champ électrique obtenus en fonction de l'évolution de la décharge.

Nous terminons notre mémoire par une conclusion générale, en proposant de perspectives de recherches.

I-1) Introduction

La foudre est un transfert de charges électriques, positives ou négatives d'une région d'un nuage à une autre, ou entre le nuage et la Terre. Pour que ce transfert ait lieu, il faut que le nuage soit électrisé, c'est-à-dire que les charges positives et négatives soient séparées.

Dans la première partie de ce chapitre nous présentons des généralités sur le phénomène de la foudre, processus de déroulement d'un coup de foudre ainsi que les moyens de protection contre ses effets directs et indirects. La deuxième partie est consacrée aux techniques de mesure du champ électrique.

Partie I : Généralités sur la foudre

I-2) Phénomènes électriques atmosphériques

I-2-1) Champ électrique terrestre

La terre peut être considérée comme un gigantesque condensateur, dont l'une de ses armatures est la couche conductrice de l'atmosphère (chargée positivement), l'autre est le globe terrestre lui-même de charges négatives. Ces armatures constituent un dipôle électrique. En effet un champ électrique permanent dirigé de haut vers le bas est créé, son amplitude est d'ordre de 100 à 150 V/m [4].

L'air est un diélectrique qui règne entre les armatures du condensateur terrestre. Celui-ci n'est jamais parfait à cause de la présence d'ions positifs et négatifs qui proviennent de la radioactivité naturelle des sols ou des radiations cosmiques [5].

Les ions positifs vont vers le haut (électrosphère), les particules négatives vers le bas. Le déplacement de ces ions crée des courants électriques atmosphériques, qui ont pour effet de décharger le condensateur terrestre [5]. A ce champ de 100 V/m [6] correspond une densité de charge superficielle moyenne à la surface du sol de [6] :

$$\sigma = E\ \varepsilon_0 \qquad \text{(I.1)}$$

Avec :

σ : Densité superficielle de charge en Coulombs par mettre carré (C/m^2)
E : Champ électrique en Volts par mètre (V/m)
ε_0 : Permittivité diélectrique du vide ≈ 8.854 pF/m

L'air étant légèrement conducteur, des charges positives vont être apportées à la terre.

La densité de courant est égale à [6] :

$$J = \gamma\ E \qquad \text{(I.2)}$$

Avec :
J : Densité de courant en Ampères par mètre carré (A/m^2).
γ : Conductivité de l'air ($3\ 10^{-14}\ S/m$).

On en déduit que la densité superficielle de la charge à la surface de la terre est d'environ $8.85\ 10^{-10}$ (C/m^2) et que la densité de courant qui circule est de $3\ 10^{-12}$ (A/m^2). La surface de la terre étant d'environ $5\ 10^{14}\ m^2$, un courant permanent de 1500 A circule et le condensateur devrait donc se décharger en 300 s [6]. Or le champ électrique terrestre est permanent. Seules quelques légères variations sont observables en cours de journée.

Un bilan global permet de comprendre ce paradoxe apparent. Un nuage orageux est chargé positivement en partie haute et négativement en partie basse. Les échanges électriques sous le nuage s'effectuent suivant deux mécanismes [6] :

- 90% des éclairs apportent une charge négative à la terre.
- Pluie.

Le bilan global est de l'ordre de 1A par orage. Le nombre d'orages simultanément présents autour du globe est compris entre 1500 et 2000, ce qui correspond au courant de beau temps calculé ci-dessus. Le schéma électrique global peut être représenté de cette manière [6] :

- Les charges positives d'un orage sont transférées vers l'électrosphère et sont redistribuées pour fournir le courant de beau temps.
- Les charges négatives sont apportées au niveau du sol par les éclairs et le phénomène orageux.

  La foudre participe à l'équilibre électrique de notre planète.

I-2-2) Champ électrique au sol

Le nuage de la foudre se comporte comme une "machine électrostatique" dont la partie basse (environ 3 km) jusqu'à l'altitude de congélation (environ 5 km), se charge de particules lourdes négatives alors que la partie haute accumule des particules positives plus légères. La charge électrique totale dissociée est de l'ordre d'une centaine de coulombs [7].

La figure (I.1), représente la structure générale d'un nuage orageux:

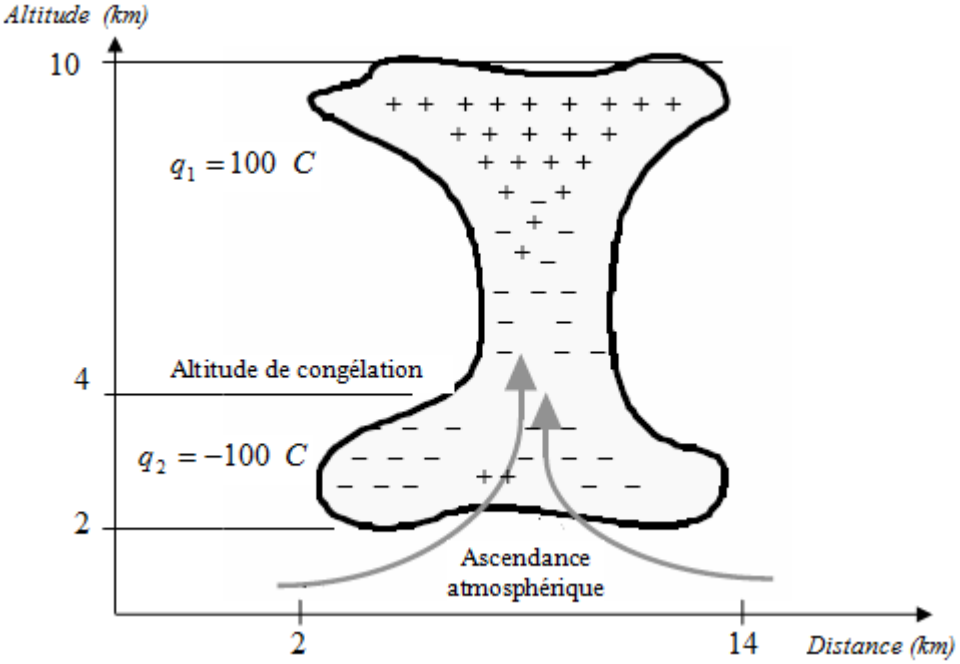


Figure (I.1) : Structure générale d'un nuage orageux [7].

Le champ électrostatique en plaine, juste avant une décharge, varie de 10 à 20 kV/m. Il est supérieur en montagne à cause du renforcement du champ électrique par effet de pointe. Des effluves au bout de pointes conductrices sont une conséquence visible et inoffensive du champ électrique intense. La hauteur moyenne d'un éclair est de 5 km. La tension entre le nuage et le sol est de l'ordre de 100 MV [7].

I-2-3) Formation et électrisation d'un nuage orageux

Un nuage orageux, en générale de type cumulo-nimbus, s'étend sur plusieurs kilomètres carrés et se développe en hauteur jusqu'à des altitudes de 15 kilomètres. La formation de ce type de nuage est généralement liée à une grande instabilité atmosphérique, caractérisée par des différences de températures importantes entre les masses d'air au niveau du sol et les masses d'air en altitude [8].

Les nuages orageux sont d'énormes masses d'eau ou de cristaux de glaces, en suspension dans l'atmosphère, reconnaissable à leur partie supérieure blanche et leur base sombre. Ils sont en général instables, dans lesquels l'air chaud s'élève rapidement et génère de violentes pluies de courtes durées, accompagnées souvent d'éclairs et de coups de foudre.

Les nuages d'orage, au cours de leur formation, sont le siège de précipitations et de violents courants convectifs. Ces phénomènes sont à l'origine de l'électrisation du nuage : les particules de grésil et les gouttes d'eau qui forment le nuage orageux, étant soumises à la précipitation et à ces violents courants convectifs, s'arrachent des électrons en s'entrechoquant [9 et 10].

I-2-4) Processus de séparation de charges électriques

Le cumulonimbus est une machine électrostatique démesurée, génératrice de décharges électriques considérables. Les mécanismes relatifs à l'électrisation et à la séparation des charges sont encore mal connus. Au sein d'un cumulonimbus en cours de développement, les violents courants d'air ascendants provoquent la collision des différents hydrométéores (eau surfondue, cristaux de glace, neige, grêlons…). Le frottement entre ces hydrométéores engendre une électrisation suivie d'une séparation de charges variant avec la taille des gouttes et des cristaux de glace. Les particules les plus légères porteuses de charges positives sont attirées vers le haut par les courants ascendants, alors que les noyaux les plus lourds et chargés négativement sont déposés à la base du nuage par effet gravitationnel [9].

La figure (I.2), élucide le processus de séparation de charges négatives et positives, durant la formation du nuage orageux.

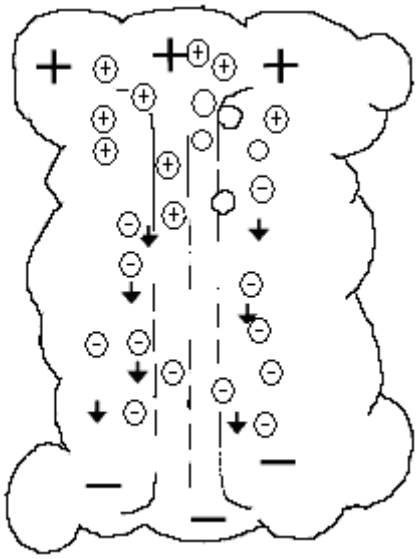


Figure (I.2) : Séparation de charges au sein de nuage orageux [9].

I-2-5) Champ électrique au sol en présence d'un nuage orageux

Les zones de la terre qui se trouvent au dessous du nuage orageux, sont soumises à un champ électrique qui varie selon la charge portée par le nuage et sa distance par rapport au sol.
La figure (I.3) représente la variation du champ électrique au sol en présence d'un nuage orageux, dans le cas où la terre est supposée plane et ne présente aucune aspérité [8].

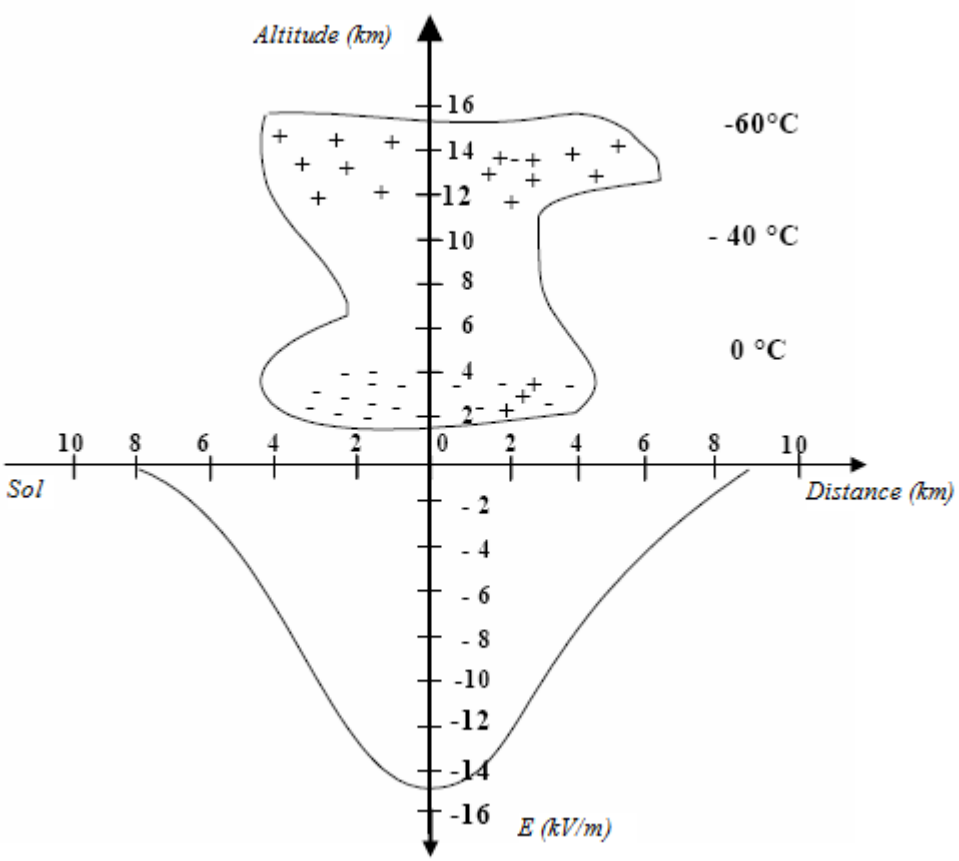


Figure (I.3) : Champ électrique au sol créé par un nuage orageux [4,8].

A partir de la figure (I.3), on remarque que les zones les plus sollicitées se situent à la verticale, qui passe par le milieu du nuage. A cet endroit le champ électrique atteint la valeur de 15 à 20 kV/m [8], une décharge au sol devient imminente.

I-2-6) Influence des objets pointus sur la répartition du champ électrique

Les valeurs du champ électrique au sol indiquées dans figure (I.3), suppose que le sol est horizontal, or la présence d'objets pointus ou sommet d'aspérités changent considérablement la répartition du champ électrique [4].

Les lignes de forces sont des limites imaginaires figure (I.4). Lorsque les lignes de champ électrique sont des droites parallèles, le champ électrique est homogène, sa valeur est constante dans la zone.

Un objet modifie la courbure des lignes de forces figure (I.4). Le champ électrique est alors modifié en direction et en intensité. Au sommet de l'objet le champ est localement plus important [2,11].

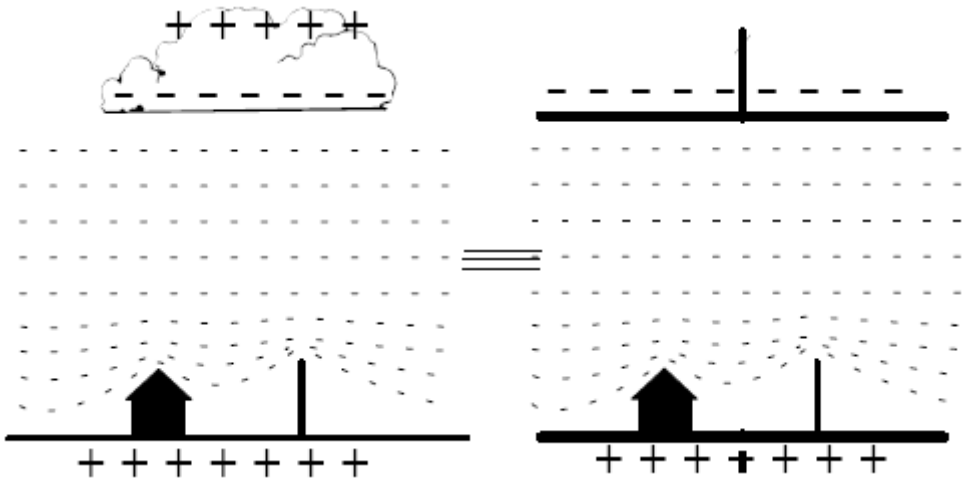


Figure (I.4) : Influence des structures au sol sur le champ électrique local [2].

Pour mieux voir l'effet de la présence d'aspérités, on prend à titre d'exemple un hémisphère et un ellipsoïde pointu, ceux-ci sont soumis aux mêmes charges.

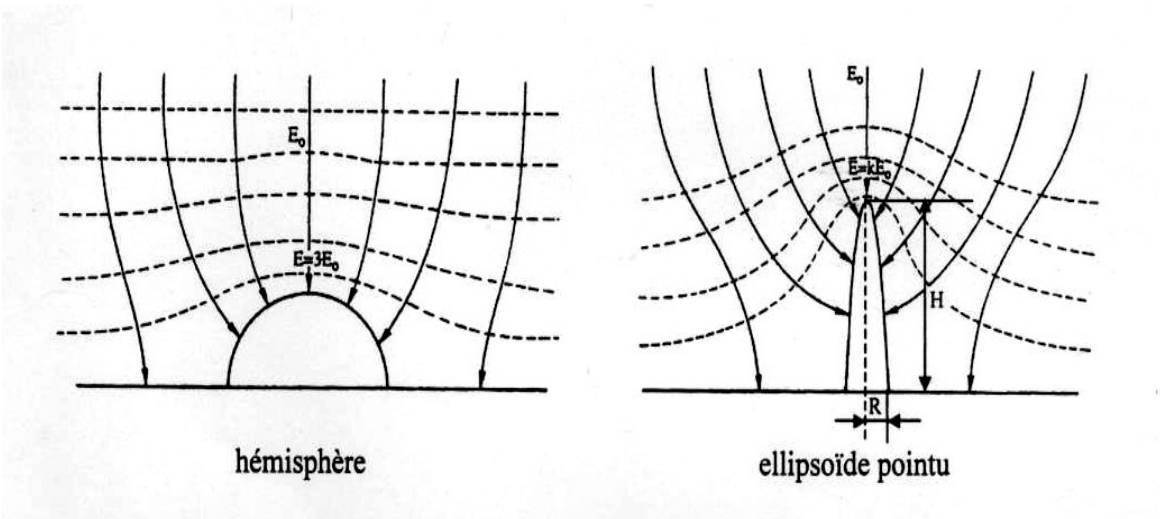


Figure (I.5) : Amplification du champ électrique au sommet d'une aspérité [4].

On constate à partir de la figure (I.5), que les lignes de champ sont plus intenses dans le cas d'ellipsoïde pointu. Le champ électrique est plus important au voisinage des objets pointus, celui-ci favorise la naissance de pré-décharge ascendante juste avant le coup de foudre. En effet, la présence d'objets pointus au sol renforce localement ce champ électrique. Il peut alors atteindre localement des valeurs de quelques milliers de *kV/m* [7] suffisantes pour initier l'avalanche. Le champ électrique au niveau de la pointe est donc plus élevé, il s'agit de l'effet de pointe [2,11]. Donc les objets pointus ont plus de chance d'attirer ou de déclencher la foudre.

I-3) Classification et description des coups de foudre

I-3-1) Phénomène de la foudre

Le phénomène foudre, étudié depuis un peu plus d'un siècle, est désormais bien connu. Pendant la formation d'un nuage, de grandes quantités de charges électriques de polarités opposées sont produites. Ces charges créent des différences de potentiels électriques très importantes qui, à partir d'un certain niveau, provoquent un arc électrique à l'intérieur des nuages ou entre les nuages et la terre.

I-3-1-1) Niveau kéraunique et la densité de foudroiement

Le niveau kéraunique est le nombre moyen de jours annuels au cours desquels le tonnerre est entendu. Ce comptage fut longtemps le seul moyen d'évaluer l'occurrence de la foudre [7].

Le nombre de coups au sol n'est pas un paramètre simple à maîtriser. Diverses études ont été menées et la CIGRE (Conseil internationale des grands réseaux électriques) propose la formule suivant [7] :

$$N_S = 0.04 \ NK^{1.25} \qquad \text{(I.3)}$$

Avec :

N_S : Nombre de coups au sol par km^2 et par an.

NK : Niveau kéraunique.

La figure (I.6) représente le nombre annuel de coups au sol par kilomètre carré, en fonction de niveau kéraunique pour trois références (CIGRE, Anderson & Erikson et Pierce) [7]:

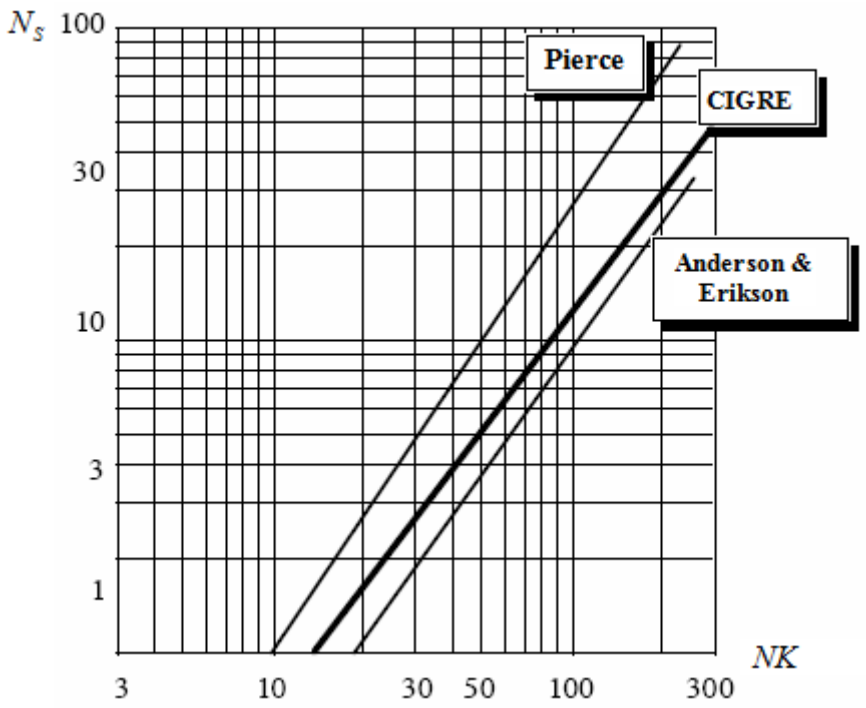


Figure (I.6) : Nombre annuel de coups au sol N_s par km^2 en fonction de niveau kéraunique NK [7].

I-3-1-2) Statistiques de foudroiement :

Le risque d'un foudroiement direct sur une structure est un cas relativement rare. La norme NFC 17100 permet de calculer le risque de foudroiement d'une structure N_d [7].

$$N_d = N_{s\max} A_e \; C_1 \; 10^{-6} / an \qquad \text{(I.4)}$$

Avec :

N_s : Densité moyen de foudroiement dans la région donnée par l'expression (I.3).

A_e : Surface équivalente de capture donnée par l'expression suivante :

$$A_e = 9 \; \pi \; h^2 \qquad \text{(I.5)}$$

h : Hauteur de la structure à protéger.

C_1 : Coefficient environnemental.

Exemple [7]:

Dans la région Grenobloise (France), $NK = 30$ jours d'orage/an, donc $N_{s\max} = 2.8$. L'antenne est placée sur un poteau de 1,70 m de hauteur et de 40 cm de diamètre.

L'aire de capture équivalente peut être calculée par la formule (I.5):

$A_e = 81 \; m^2$.

Le coefficient environnemental prend en compte les structures avoisinantes. Il est égal à 2 lorsque la structure est isolée au sommet d'une colline.

La densité de foudroiement direct de la station est donc de :

$N_d = 0.45.10^{-3}$ coup/an.

Soit un coup tous les 2222 ans.

Ce calcul semble toutefois un peu optimiste. Compte tenu de l'implantation géographique du système, on peut s'attendre à une fréquence de foudroiement plus importante. Dans le même temps, dans un rayon de 1 *km* autour de l'installation, la densité de foudroiement sera environ de 9 coups par an. On voit à travers cet exemple que la probabilité d'un coup de foudre indirect est bien plus importante.

I-3-2) Principaux types de coups de foudre :

Lorsque, le champ électrique au sol ou dans le nuage atteint des valeurs seuils de claquage, une décharge aura lieu. Suivant le sens d'évolution de la décharge on distingue trois classes (figure I.7) [12, 13, 14] :

- Décharge à l'intérieur du nuage (Figure (I.7.A)).
- Décharge entre nuages (Figure (I.7.B)).
- Décharge entre nuage et sol (Figure (I.7.C)).

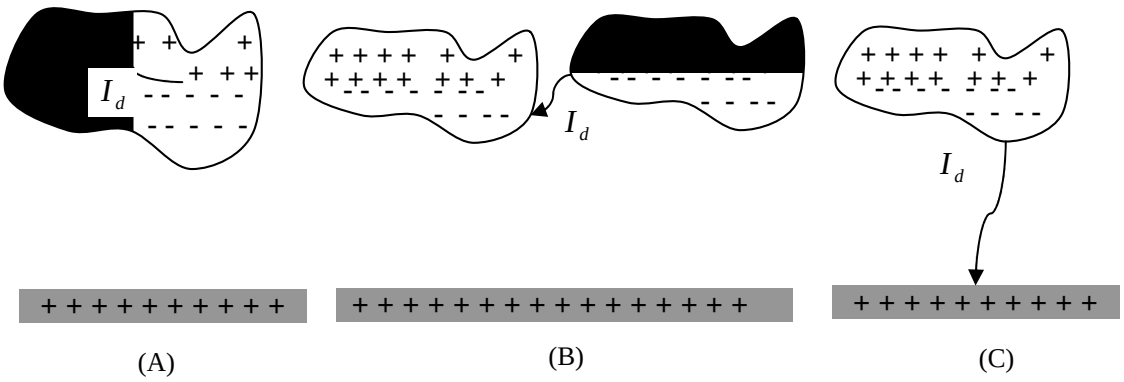


Figure (I.7) : Différents types de décharges [12].

Dans tous les types d'éclairs, seul le coup de foudre nuage sol peut présenter un réel danger pour l'homme ou l'équipement industriel. Il est souvent responsable des accidents attribués aux éclairs. C'est principalement ce type que nous détaillons.

Suivant le sens de développement du traceur, on distingue quatre types caractéristiques de coups de foudre, selon qu'ils soient négatifs ou positifs et descendants ou ascendants [12], (figure I.8) :

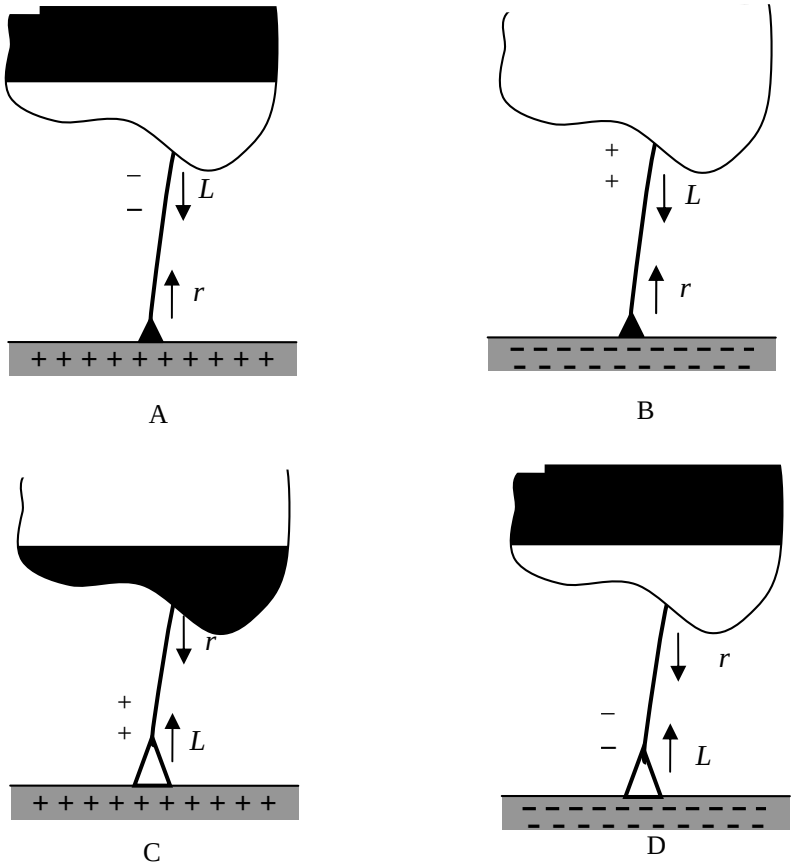


Figure (I.8) : Représentation schématique des différents types de coups de foudre [12].

- Coup de foudre du type descendant négatif (Figure (I.8.A)).

Le coup de foudre descendant négatif, qui est le plus courant, est initié par un traceur négatif se propageant depuis la charge négative principale du nuage vers le sol. En fin de parcours, le traceur provoque l'apparition d'un arc en retour positif vers le nuage et d'un transfert de charges négatives vers le sol.

- Coup de foudre du type descendant positif (Figure (I.8.B)).

Le coup de foudre descendant positif est initié par un traceur positif se propageant généralement depuis la charge positive du nuage (ou un îlot de charge positive à la base du nuage) vers le sol. L'arc en retour qui s'ensuit, présente une polarité négative et un transfert de charges positives du nuage vers le sol, souvent très important [9, 10].

- Coup de foudre du type ascendant négatif (Figure (I.8.C)).

Le coup de foudre ascendant négatif est initié par la propagation d'un traceur positif se développant depuis le sol vers le nuage négatif. Il est suivi d'un arc en retour positif et d'un transfert de charges négatives du nuage vers le sol. Ce coup de foudre est assez répandu en montagne.

- Coup de foudre du type ascendant positif (Figure (I.8.D)).

Le coup de foudre ascendant positif est initié par la propagation d'un traceur négatif se développant depuis le sol vers le nuage positif. Il est suivi d'un arc en retour négatif et d'un transfert de charges positives généralement très important. Ce coup de foudre est également assez rare [9, 10].

La plupart des coups de foudre au sol sont négatifs 80% à 90% [8, 9] dans les régions tempérées, c'est à dire que la partie du nuage qui se décharge est négative par rapport au sol (configurations (A) et (C)). Les décharges positives sont rares, en moyenne, 10% à 20% [8, 9] des coups sont positifs (configurations (B) et (D)). L'intensité du courant de coup de foudre positif est plus élevée, écoulant ainsi des charges plus énergétiques que les décharges négatives [8, 9].

I-3-3) Déroulement d'un coup de foudre descendant négatif

La décharge habituelle se propage dans le sens du nuage vers le sol (figure I.9). Elle débute par un précurseur descendant avec un faible courant électrique qui progresse à partir du nuage par bonds de quelques dizaines de mètres en créant un canal ionisé peu lumineux. Quand ce précurseur s'approche à quelques dizaines de mètres du sol, le champ électrique local augmente beaucoup et crée des effluves ionisés. Un premier arc en retour ascendant jaillit, établissant le contact avec le précurseur descendant et écoulant brutalement au sol les charges électriques du canal ionisé. C'est la première impulsion de foudre [7].

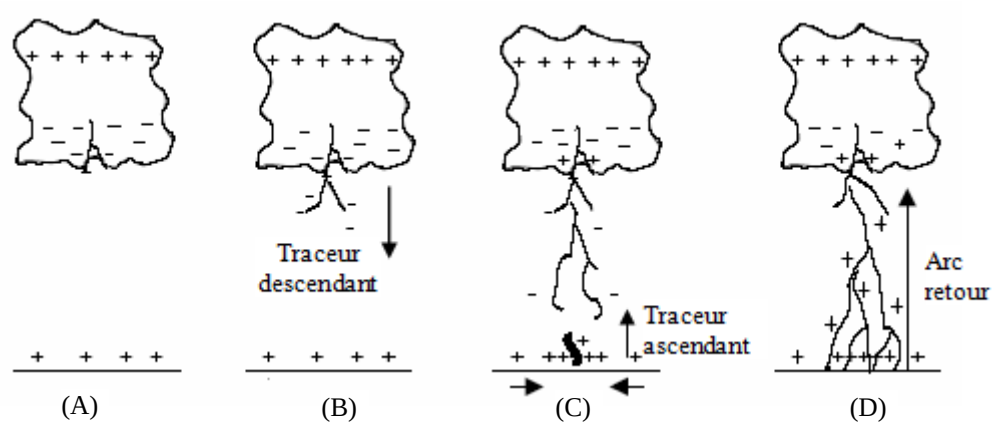


Figure (I.9) : Représentation schématique d'un coup de foudre négatif descendant [7].

Le bas du cumulo-nimbus étant chargé négativement, le sol positivement (A). Un traceur chargé négativement se propage par bonds successifs du nuage vers le sol (B). Lorsque ce traceur s'approche du sol, le champ électrique est amplifié (les particules de charges opposées s'attirent) et un traceur positif apparaît, se dirigeant du sol vers le nuage (C). Lors de la rencontre de ces deux traceurs, un canal conducteur est crée entre le sol et le nuage(D). Ce canal permet le passage d'un courant électrique de forte intensité, c'est l'arc en retour ou coup de foudre.

Après le premier éclair ainsi généré, d'autres coups de foudre peuvent se produire utilisant le même canal conducteur jusqu'à la décharge complète du nuage. Signalons qu'une phase de courant persistant fait suite au premier arc de retour. Ce courant est souvent à l'origine des effets thermiques les plus importants [8].

La figure (I.10) montre l'évolution temporelle d'un coup de foudre descendant négatif.

I-4) Les effets de la foudre

Les effets perceptibles de la foudre sont multiples et souvent spectaculaires ; visuel (éclair), acoustique (tonnerre), électrodynamique (arrachements des structures...), Thermique (fusion, éclatements des matériaux..).

Les effets de la foudre sont liés aux caractéristiques du courant de foudre et sont de type [6, 12] :

- Thermiques.
- Dynamiques.
- Electromagnétiques.

- Acoustiques.
- Chimiques
- Rayonnements.

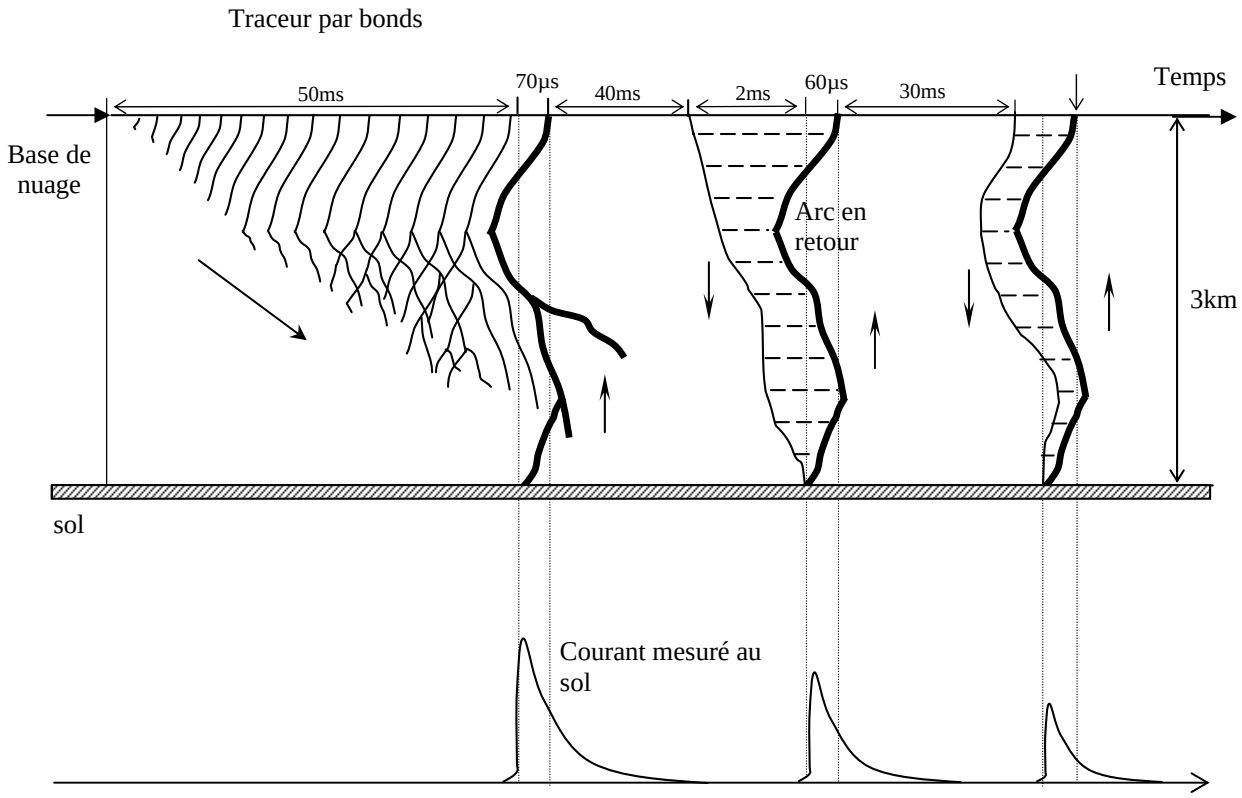


Figure (I.10) : Evolution spatio-temporel d'un coup de foudre descendant et courant mesuré à la surface de la terre [15].

I-4-1) Effets thermiques:

Ces effets se manifestent sous forme d'un dégagement de chaleur par effet Joule dans le canal ionisé. L'expression (I.6) permet de calculer l'énergie libérée par une charge située au point de chute de la foudre, si l'on connait sa résistance équivalente *R* [12] :

$$W = R \int_{t_i}^{t_f} i^2 \, dt \qquad \text{(I.6)}$$

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

I-4-2) Effets dynamiques

Les effets dynamiques résultants des coups de foudre sont dus aux efforts électrodynamiques importants crées par le passage d'un courant de foudre élevé.

I-4-3) Effets électromagnétiques

La foudre génère des ondes électromagnétiques à large spectre de fréquence (kHz à MHz) provoquant des perturbation radiophoniques.

I-4-4) Effets acoustique (tonnerre)

Ces effets se manifestent par la génération d'une onde sonore cylindrique dont l'axe est le canal de la foudre.

I-4-5) Effets Chimiques

Relativement mineurs, ces effets se traduisent par une décomposition électrolytique.

I-4-6) Effets rayonnements (éclair)

L'éclair est une violente manifestation lumineuse, qui se produit lorsqu'un courant électrique porte les gaz de l'air à une très haute température et les rend incandescents.

I-4-7) Elévation de potentiel au voisinage du point d'impact

En plus des effets directs cités précédemment, la foudre peut engendrer des effets indirects dit "coup au but" qui se manifestent par une élévation de potentiel au voisinage du point d'impact.

La tension entre le voisinage d'un impact de foudre et un point éloigné est considérable.

Un hémisphère conducteur de rayon r dans un sol de résistivité ρ a une résistance $R = \rho / 2\pi\ r$ par rapport à l'infini. Si l'on néglige l'effet pelliculaire, les lignes de courant d'un choc de foudre se diluent dans un sol de résistivité homogène selon les rayons d'un hémisphère (figure I.11). Avec ces hypothèses la montée en potentiel d'un sol homogène par rapport à l'infini suit une loi hyperbolique [7].

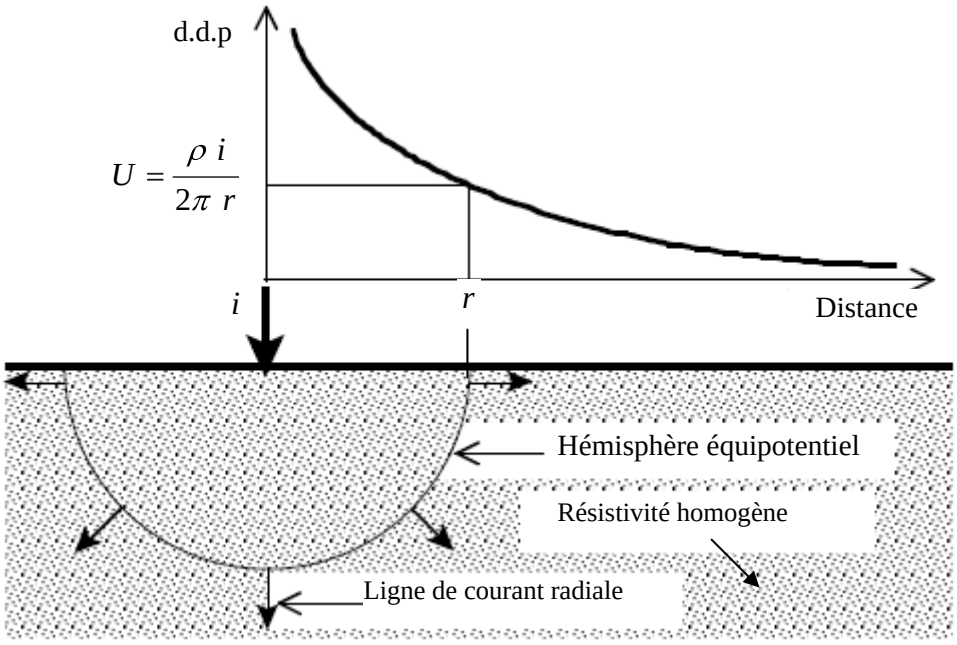


Figure (I.11) : Différence de potentiel entre le point d'impact de foudre et un point éloigné [7].

La différence de potentiels par rapport à l'infini d'un point au voisinage de l'impact d'un choc de foudre est donnée par la formule suivante [7] :

$$U = \frac{\rho\, i}{2\pi\, r} \tag{I.7}$$

I-5) Protection

Pour protéger les personnes qui se trouvent à l'intérieur d'un bâtiment, le bâtiment lui même et les appareils électriques contre les impacts de la foudre, plusieurs mesures de prévention doivent être adoptées. Une solution globale se compose généralement d'une protection extérieure contre la foudre, d'une protection intérieure et d'une protection des appareils terminaux. Il est important que ces trois composantes soient bien coordonnées pour assurer une protection suffisante contre les impacts de la foudre.

I-5-1) Protection extérieure contre la foudre (primaire)

Le but d'une protection extérieure est de protéger l'objet en cas d'impact direct de la foudre. Cette protection se compose d'un dispositif de capture, d'un conducteur de descente et d'un dispositif de mise à la terre. La foudre est interceptée par le dispositif de capture, et le courant est dirigé vers la terre suivant un parcours ordonné passant par le conducteur de descente. En règle générale, le dispositif de capture est formé de tiges métalliques.

Les dispositifs de protection contre les coups de foudre sont conçus pour recevoir la foudre. Leur efficacité repose sur leur capacité à [11] :

- Attirer la foudre (lorsque le dispositif de protection est en un point précis).
- Supporter les impacts (effets thermique et mécanique).
- Canaliser la plus grande part possible d'énergie (limitation de la propagation du courant vers la zone protégée).
- Diffuser le courant dans le sol (limitation de la propagation horizontale du courant au sol).

Différents dispositifs sont utilisés pour atteindre le but recherché (cage maillée, fils tendus, paratonnerre).

I-5-1-1) Paratonnerre :

Le paratonnerre est une tige conductrice reliée au sol qui permet de protéger les habitations contre la foudre. Le fonctionnement du paratonnerre est basé sur l'effet de pointe qui est la capacité d'un corps comportant des pointes à se charger ou à se décharger par celles-ci.

Ils existent sous forme de fils tendus (fil de garde sur les lignes aériennes haute tension), tige simple dite de Franklin ou d'autres équipées d'un dispositif électronique générant l'avance à l'amorçage (PDA).

I-5-1-2) Cage maillée :

Elle est constituée d'un réseau de conducteurs disposés à l'extérieur du bâtiment ou de l'objet à protéger. Celui-ci est équipé de tiges captatrices.

Le principe de la cage maillée consiste à favoriser la répartition et l'écoulement vers la terre du courant de foudre par un ensemble de conducteurs et prises de terre. Une installation par cage maillée impose un nombre de descentes important et constitue de ce fait une solution intéressante lorsque le matériel situé à l'intérieur du bâtiment est sensible aux perturbations électromagnétiques [6].

En effet, le courant de foudre est divisé par le nombre des descentes et la faible valeur du courant circulant dans les mailles crée peu de perturbations dans le site à protéger.

I-5-2) Protection contre les effets indirects de la foudre

Lorsque la foudre frappe des câbles ou des liaisons de transmission, une surtension se propage alors et se transmet éventuellement jusqu'aux appareils situés en amont ou en aval. Cette surtension peut également être générée par induction due au rayonnement électromagnétique de l'éclair [6].

La protection intérieure contre la foudre inclut toutes les mesures permettant d'éviter les conséquences de ces surtensions sur les personnes, les installations des bâtiments, les dispositifs électriques et les appareils électroniques [6,16].

Parmi les dispositifs de protection existants, on distingue :

I-5-2-1) Eclateur :

Un éclateur est composé de deux électrodes placées dans un milieu qui peut être, l'air ambiant (éclateur à air), l'air en milieu clos (éclateur à air encapsulé) ou le gaz (éclateurs à gaz).

Au-delà d'une certaine tension entre les électrodes, un amorçage se produit et le courant passe en formant un arc électrique [16].

La tension d'amorçage de l'éclateur est réglée en agissant sur la distance dans l'air entre les électrodes, de façon à obtenir une marge entre la tenue au choc du matériel à protéger et la tension d'amorçage au choc de l'éclateur.

I-5-2-2) Varistance :

Les varistances sont des composants électriques ou électroniques. Au-delà d'une certaine tension, l'impédance de la varistance chute pour permettre l'évacuation du courant. Quand la tension revient à son niveau normal l'impédance de la varistance reprend sa valeur à l'état de veille.

Les varistances sont composées d'oxydes métalliques (oxydes de zinc ZnO pour les dernières générations, le carbure de silicium (SiC) ayant été utilisé antérieurement). Les poudres d'oxyde métallique sont assemblées par frittage sous la forme de bloc de céramique, le plus souvent sous forme de cylindre ou de disque. On assemble ces blocs dans une enveloppe isolante (céramique ou polymère) pour former un parafoudre [16].

I-5-2-3) Diode d'écrêtage Transil

Une diode Transil est un composant de protection de type parasurtenseur. Il s'agit d'une diode qui utilise le même effet d'avalanche que la diode Zener, mais dans un but exclusif de protection des circuits.

Elle est capable de laisser passer des courants pouvant aller jusqu'à quelques centaines d'ampères crête, selon la taille de la puce et la forme d'onde appliquée. Son mode de défaillance préférentiel est le court-circuit, ce qui assure une protection maximale des personnes au prix d'une défaillance fonctionnelle [16].

I-6) Modèle électrogéométrique et son application

I-6-1) Modèle électrogéométrique

Le modèle électrogéométrique est un modèle de prédiction physico-mathématique. Son but est de déterminer les points d'impact les plus probables de la foudre, afin de prévoir les dispositifs de protection les plus appropriés (paratonnerres, cages de Faraday, fils tendus) et de minimiser éventuellement les dégâts sur les équipements industriels ou le personnel.

Le modèle électrogéométrique n'est valable que pour les coups de foudre descendants négatifs, mais ceux-ci sont de loin les plus fréquents (90% des coups de foudre) [8].

Il définit essentiellement une distance *d*, appelée distance d'amorçage en fonction de la valeur crête du courant de foudre et s'exprime selon withehead par [12] :

$$d = 10\ I^{2/3} \qquad \text{(I.8)}$$

Avec :

d : Distance entre traceur et l'objet au sol (en mètres)

I : Valeur de crête du courant de foudre (en kilo-ampères)

La distance d'amorçage est la distance entre l'extrémité de la structure d'où est issue la décharge ascendante et le point de jonction de celle-ci avec le traceur par bonds descendants.

La figure (I.12) représente, la variation de la distance d'amorçage en fonction du courant de foudre présumé, selon le modèle de Whitehead.

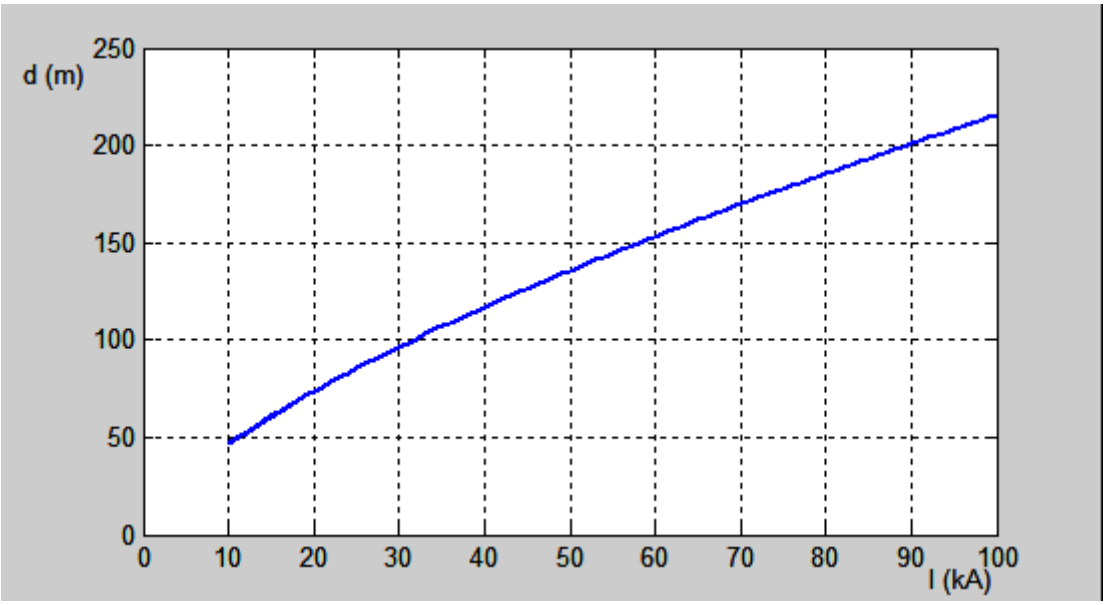


Figure (I.12) : Distance d'amorçage *d* en fonction du courant de foudre *I*
(Selon le modèle de Whitehead-équation (I.8)).

La figure (I.13), présente la dépendance de la distance d'amorçage en fonction du courant de crête de foudre pour les deux polarités [12].

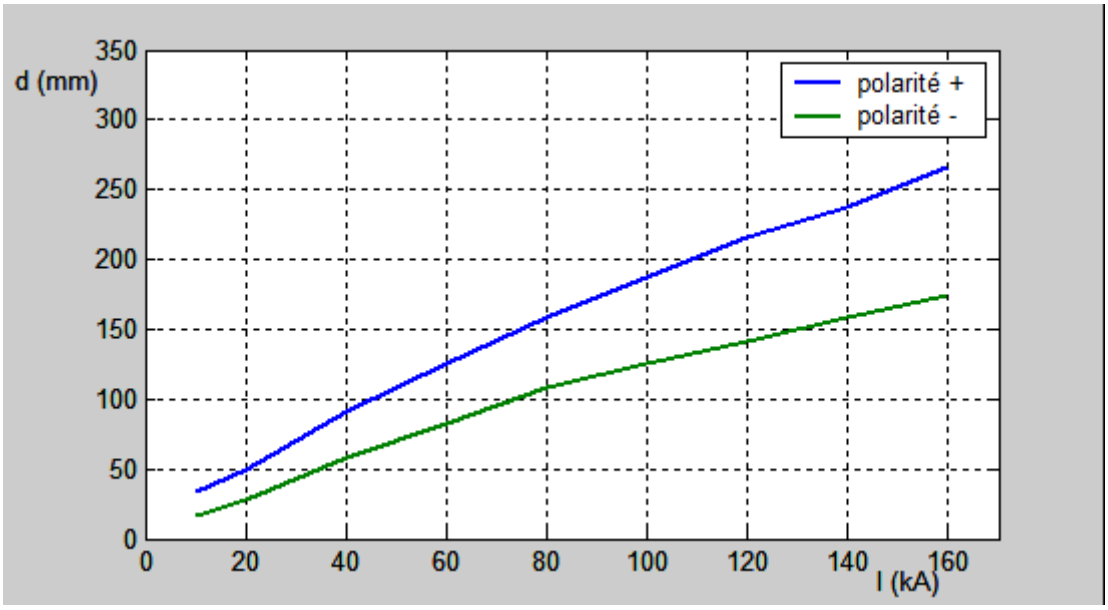


Figure (I.13) : Distance d'amorçage en fonction du courant de foudre
Pour les deux polarités [12].

On constate pour un même courant de foudre présumé, la distance d'amorçage est plus grande dans le cas de la polarité positive.

I-6-2) Application du modèle électrogéométrique (Méthode de la sphère fictive)

Le modèle électrogéométrique permet de déterminer la zone à protéger par la méthode de la sphère fictive.

Le point d'impact de la foudre est déterminé par l'objet au sol le plus proche de la distance d'amorçage *d* du traceur. Tout se passe comme si le traceur était entouré d'une sphère fictive de rayon *d* se déplaçant avec lui. Pour une bonne protection, il faut que la sphère fictive roulant sur le sol atteigne le paratonnerre sans toucher les objets à protéger [4, 19].

La figure (I.14), montre la zone protégée par un paratonnerre de hauteur *h* contre un coup de foudre de courant *I*. Il s'agit de l'aire hachurée. L'objet qui se trouve à l'intérieur de cette zone, sera ainsi protégé contre des courants plus élevés.

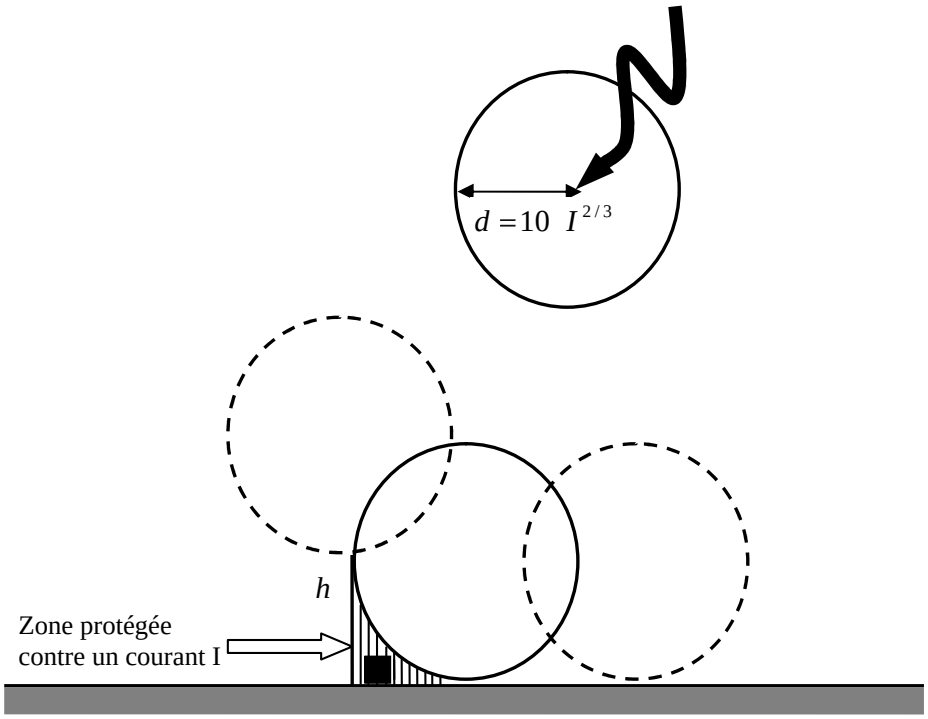


Figure (I.14) : Méthode de la sphère fictive appliquée à une tige verticale de hauteur h [4,5].

I-6-2-1) 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 (figure (I.15)) [4,5].

- 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)*.

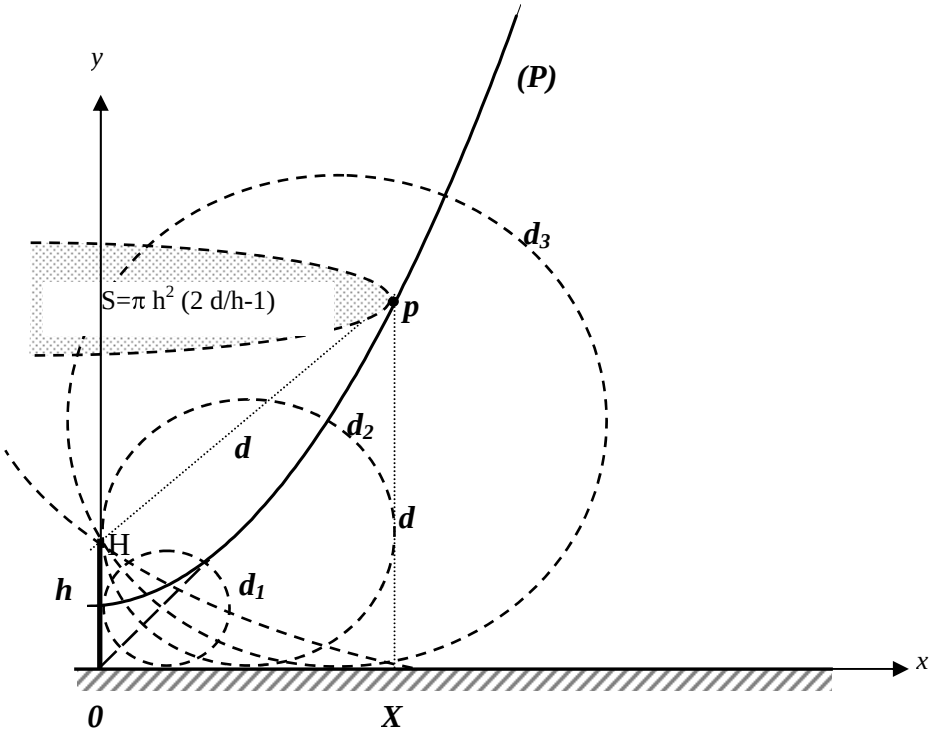


Figure (I.15) : Zone de capture et de protection d'une tige verticale [4,5].

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 (figure I.16).

La zone de capture d'un paratonnerre est constituée par l'ensemble des points équidistants de la terre et du paratonnerre [5,17]. Dans un plan perpendiculaire à la terre qui contient l'axe du paratonnerre, la limite est une parabole qui a comme équation :

$$h^2 - 2hy + x^2 = 0 \qquad \text{(I.9)}$$

D'après la définition de la zone de capture du paratonnerre, tout traceur qui se trouve à la droite de la parabole (P) d'équation (I.9) ne sera pas capté par la pointe du paratonnerre. Si au contraire le traceur se présente dans la zone II, comprise entre l'axe oy et la parabole (P), il sera capté par la pointe dés que la distance HT devient inférieure ou égale à la distance d'amorçage d du coup de foudre considéré.

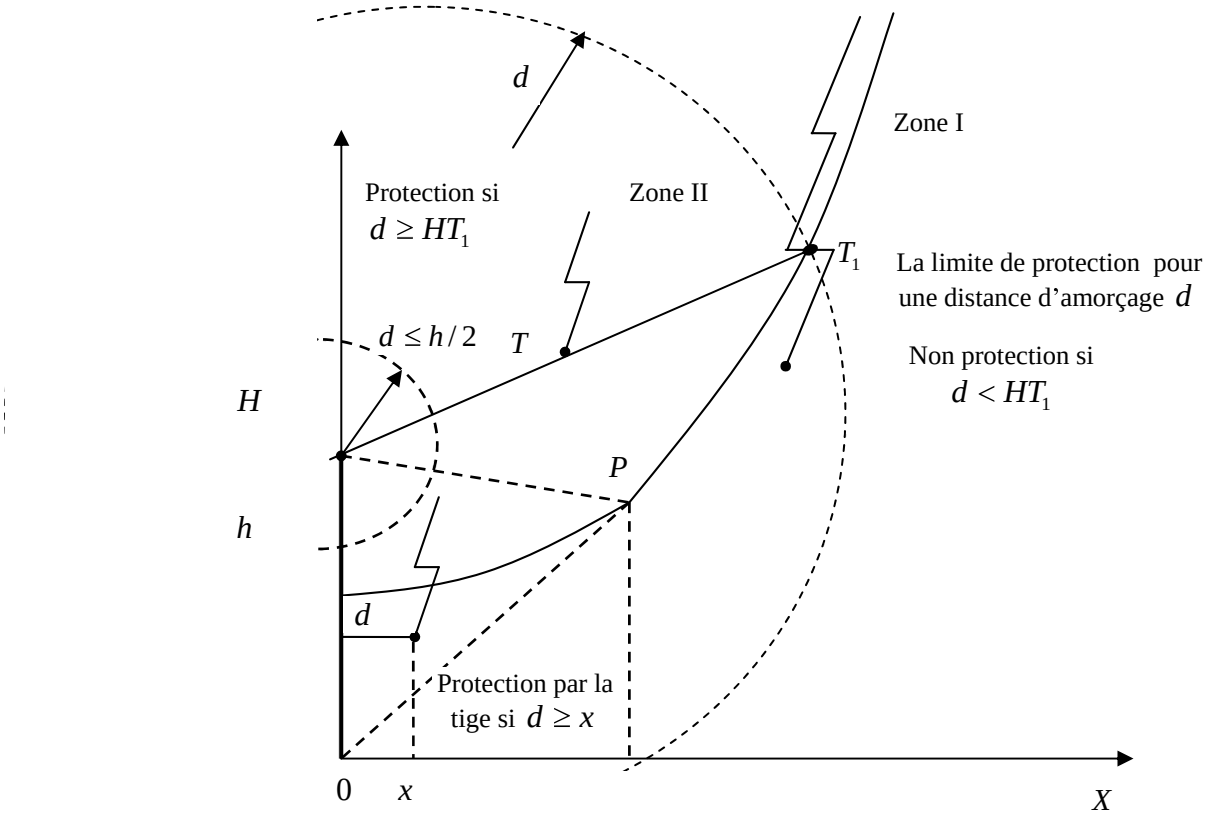


Figure (I.16) : Zone de capture d'une tige verticale [10].

A la limite, si le traceur passe de la zone II vers la zone I, sans être capté par la tête du paratonnerre, cela signifie que la distance $HT_1 > d$.

La condition limite de capture de la pointe H est donc que, tout au long de la parabole, la relation $HT_1 \leq d$ doit être satisfaite [18].

Par définition de la parabole (P), l'ordonnée du point T_1 est $y = HT_1$.

On remplace y par d dans l'expression (I.9), on aura :

$$h^2 - 2hd + x^2 = 0 \qquad \text{(I.10)}$$

A partir de l'expression (I.10), on tire le rayon de capture de la tige, pour un coup de foudre caractérisé par une distance d'amorçage *d* donnée [4, 12] :

$$x \leq h\sqrt{\frac{2d}{h} - 1} \qquad \text{(I.11)}$$

Pour des distances $d < h/2$, l'équation (I.11) n'admet pas de solution. En effet, la pointe du paratonnerre ne capte pas des coups de foudres caractérisés par un courant de faible intensité.

Le modèle électrogéométrique, basé sur la distance d'amorçage du traceur principal montre que pour des courants de foudre élevés et moyens, la protection est très bonne. Pour des courant de faible intensité, la protection est moins bonne car le dernier trajet du traceur principal est très court [12].

Nous avons vu dans ce qui précède, que la naissance et la progression de la décharge de foudre ainsi que son point d'impact sont intimement liés au champ qui y règne dans l'environnement. En effet, lorsque le traceur descendant approche d'un objet (arbre, tour, paratonnerre), le champ électrique à cet endroit augmente pour atteindre des valeurs élevées, au point de développer des effluves à partir des aspérités.

Donc la connaissance de la valeur du champ électrique dans un système pointe (qui simule la tête du traceur) plan, présente un grand intérêt de point de vu protection.

Nous consacrons la deuxième partie de ce chapitre à la présentation des différentes techniques utilisées, pour la mesure expérimentales du champ électrique.

Partie II : Technique de mesure du champ électrique

I-7) Introduction

Il est bien connu que le champ électrique est un paramètre important dans une décharge, particulièrement en géométrie d'électrodes à champ divergent [20]. Par conséquent, il est nécessaire de mesurer très précisément l'intensité du champ électrique pour obtenir plus d'efficacité et de fiabilité des opérations sur les systèmes à haute tension [20, 21, 22].

En 1923, Langmuir conçoit son propre système de mesure [23]. La technique des sondes métalliques actives lui permet de mesurer directement la distribution du potentiel dans une décharge de gaz. Cependant, cette technique est difficilement utilisable pour la mesure précise de l'intensité du champ électrique dans un long intervalle, puisque la sonde métallique perturbe la distribution du champ. D'autres techniques ont été avancées pour la mesure directe du champ ; Meek a conçu une minuscule sonde électrostatique en système pointe plan et Selim et Waters ont développé la sonde polarisée circulaire [24,25]. Cependant, ces dernières restent limitées pour la mesure du champ électrique à la surface ou à proximité d'électrodes.

Le développement de nouvelle technologie comme la microélectronique et l'optique intégrée a conduit à l'avènement des capteurs optiques de champ électrique (sonde électro optique). Cet intérêt pour ce type de capteur découle des propriétés qu'ils offrent (faible taille, isolation galvanique, passivité chimique et de leur environnement d'utilisation qui peut être humide, corrosif et réactif) [20].

I-8) Machine à champ

Les machines à champ sont les premiers dispositifs utilisés pour mesurer les champs électriques. Ces machines existent sous plusieurs formes, elles sont conçues pour la mesure continue du champ électrique en utilisant des capteurs mécaniques mobiles.

Le principe de mesure de cette machine est basé sur la mesure de la charge induite à la surface conductrice des capteurs, alternativement masquée et exposée au champ électrique à mesurer. Les machines à champ les plus connues sont le moulin à champ et le fluxmètre électrostatique [20, 22].

I-8-1) Moulin à champ

La mesure du champ électrique E à la surface du sol est basée sur la mesure du courant $i(t)$, qui résulte de la variation de la capacité dC/dt entre un rotor tournant à la vitesse $n(tr/s)$ et un stator fixe (Figure I.17) [26, 27].

Le champ électrique est calculé par la formule suivante :

$$E = \frac{2.\mathrm{Im}}{\pi.\varepsilon_0.n.R_a{}^2} \qquad \text{(I.12)}$$

Avec :

Im : Valeur moyenne du courant de mesure $i(t)$;

R_a : Rayon du rotor ;

n : Vitesse du rotor.

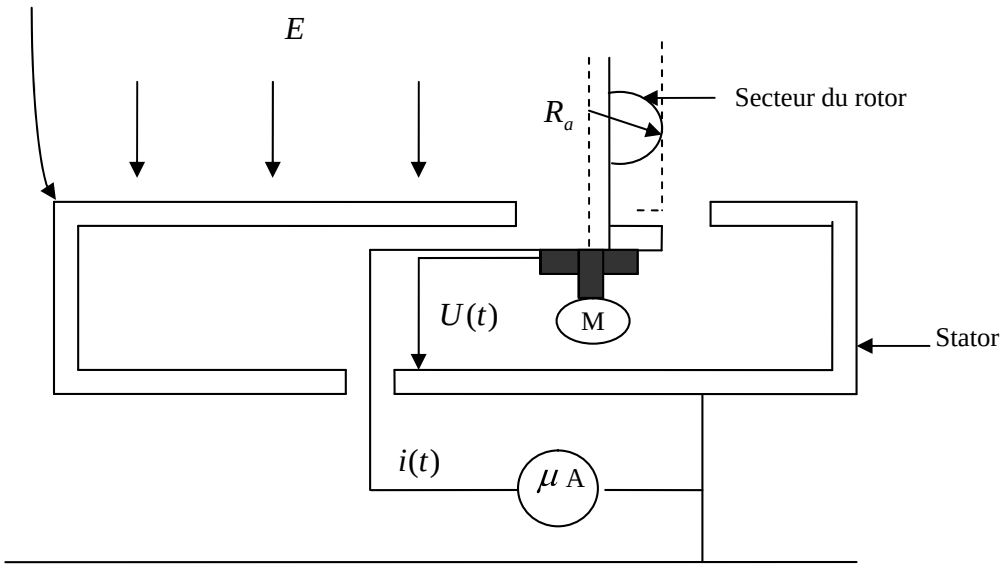


Figure (I.17) : Schéma d'un moulin à champ [20].

I-8-2) Fluxmètre électrostatique

Le fluxmètre électrostatique est à l'origine un moulin à champ, mais avec la partie supérieure fixe et la partie inférieure (capteurs) tournante. Si cet appareil présente un avantage au niveau de la perturbation dans la charge d'espace à proximité, il présente également un inconvénient majeur du fait que la collecte du signal a lieu sur sa partie mobile [26].

I-9) Sondes à champ statiques

Les sondes à champ statiques sont des capteurs de faibles dimensions. Elles sont incorporées dans un même niveau de surface sur une électrode où l'on désire mesurer le champ électrique.

Les sondes à champ statiques sont des moyens de mesure simple et peu coûteux. On distingue les sondes capacitives et les sondes polarisées.

I-9-1) Sondes capacitives

La sonde capacitive a été introduite par Collins et Meek [24]. C'est un capteur circulaire incorporé dans un même niveau de surface dans une électrode isolée d'elle, à la surface de laquelle on veut mesurer le champ électrique (figure I.18).

La charge induite à la surface de la sonde de géométrie connue donne un signal proportionnel à l'intensité du champ [28].

La figure I.18 représente un exemple de la sonde à capacité utilisé dans un système pointe plan avec barrière pour mesurer le champ électrique.

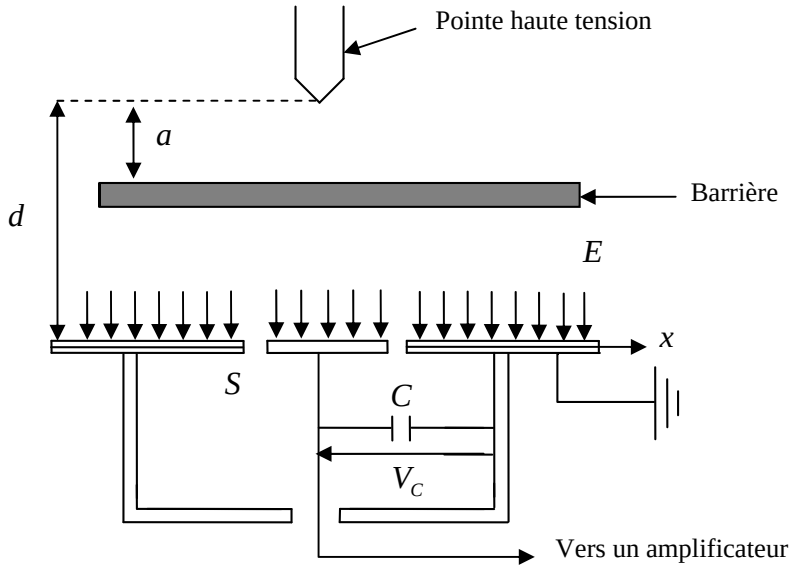


Figure (I.18) : schéma simplifié du système pointe-barrière- plan
Avec une sonde capacitive [20].

Avec :
E : Champ électrique ;
d : Distance inter électrodes pointe plan ;
a : Distance pointe barrière ;
S : Surface de sonde ;
V_C : Tension aux bornes de la capacité C.

Le principe de fonctionnement de cette sonde se base sur le fait que le champ E est proportionnel à la densité du flux électrique ϕ :

$$D = \varepsilon_0 E = \frac{\phi}{S} \tag{I.13}$$

Avec :

D : Induction électrique.

$$\phi = \int i(t)\ dt \tag{I.14}$$

Où $i(t)$ est le courant de déplacement traversant la sonde.

De l'équation (I.13 et I.14), on tire l'expression du champ E suivante :

$$E = \frac{\int i(t)\ dt}{\varepsilon_0\ S} \tag{I.15}$$

En considérant l'équation (I.15), le champ peut être déterminé en utilisant l'oscillogramme du courant $i(t)$ à travers un amplificateur et en intégrant à travers une capacité C. L'oscillogramme de la tension V_C à travers la capacité permet de calculer le champ électrique à partir de l'équation suivante :

$$E = \frac{C\ V_C}{\varepsilon_0\ S} \tag{I.16}$$

La sonde capacitive ne peut pas mesurer le champ électrique en présence d'une charge d'espace conduite. Cependant, elle est bien adaptée à la mesure des champs rapidement variables tel qu'en impulsionnel ou en alternatif [20].

I-9-2) Sondes polarisées

La sonde polarisée a été introduite par Tassicker [29]. Elle est de construction similaire à celle de la sonde capacitive mais se diffère de celle-ci par le principe de mesure. Le signal de la sonde capacitive est généré par induction, par contre celui de la sonde polarisée, dérive du courant de conduction qui la traverse.

La sonde polarisée est utilisée pour la mesure des champs électriques statiques. Sa réalisation nécessite une grande attention et se prête à la miniaturisation à l'inverse des machines à champ. En l'occurrence, avec ses dimensions réduites, cette sonde offre une meilleure résolution spatiale. On trouve une configuration linéaire de la sonde polarisée qui est mieux adaptée à l'étude des systèmes d'électrodes fil-plan et fil-cylindre [20].

I-9-2-1) Sonde polarisée circulaire

Tassicker a développé un modèle théorique sur la sonde polarisée circulaire [30]. Il considère un plan circulaire (S) de rayon r_s, centré au milieu d'une électrode (E) de rayon interne et externe respectivement r_e et R_e, (figure I.19). Les surfaces des deux parties de la sonde sont au même niveau et forme un intervalle d'air annulaire de largeur $g = r_e - r_s$.

Le principe de fonctionnement de la sonde consiste à mesurer le courant collecté par l'élément de surface de la sonde (S) pour déduire la densité du courant. La connaissance de la densité de courant *J* permet de calculer la valeur du champ électrique au voisinage immédiat de la surface de la sonde avec la formule suivante :

$$J = \sigma\ E \qquad \text{(I.17)}$$

Avec :
σ : Conductivité à proximité de la sonde.

La figure I.19, représente le schéma simplifié de la sonde circulaire.

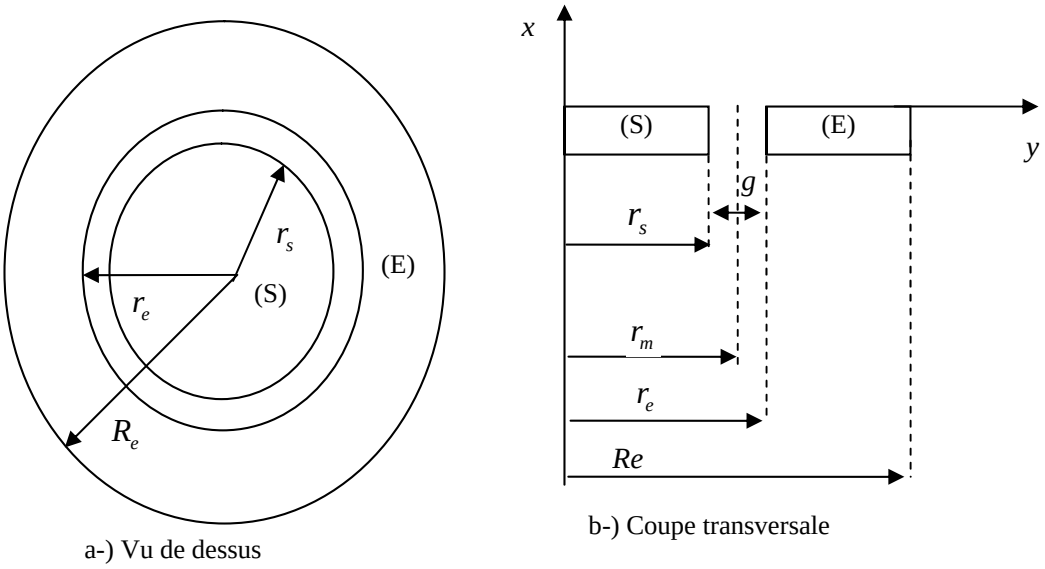


Figure (I.19) : schéma de la sonde circulaire [20, 30].

Les figures I.20 et I.21, représentent les lignes de champs électriques respectivement en présence et en absence de la décharge [20]:

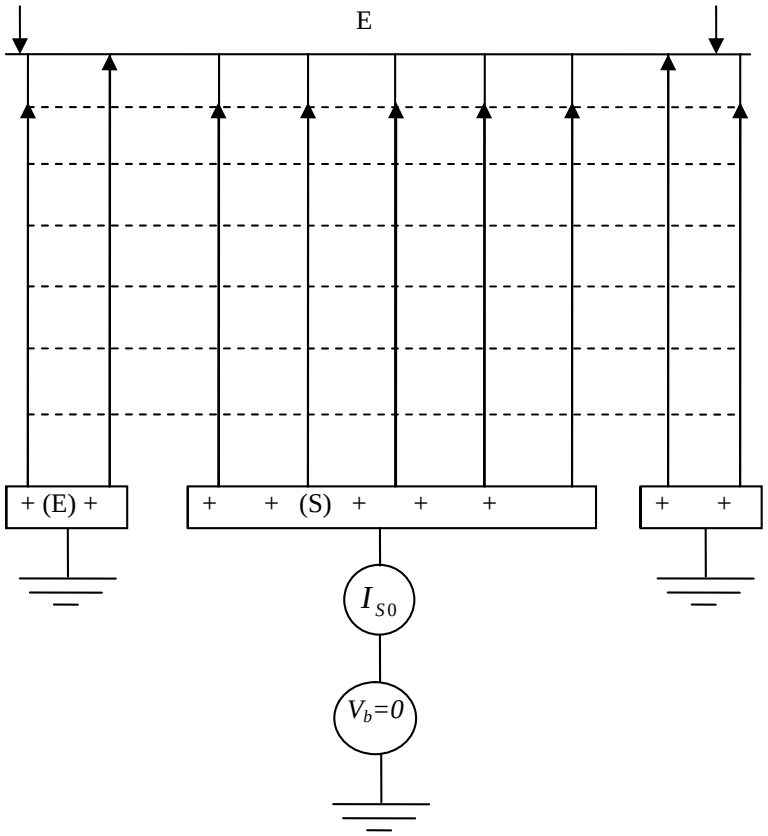


Figure (I.20) : Lignes de champ et équipotentielles en présence de la décharge [20].

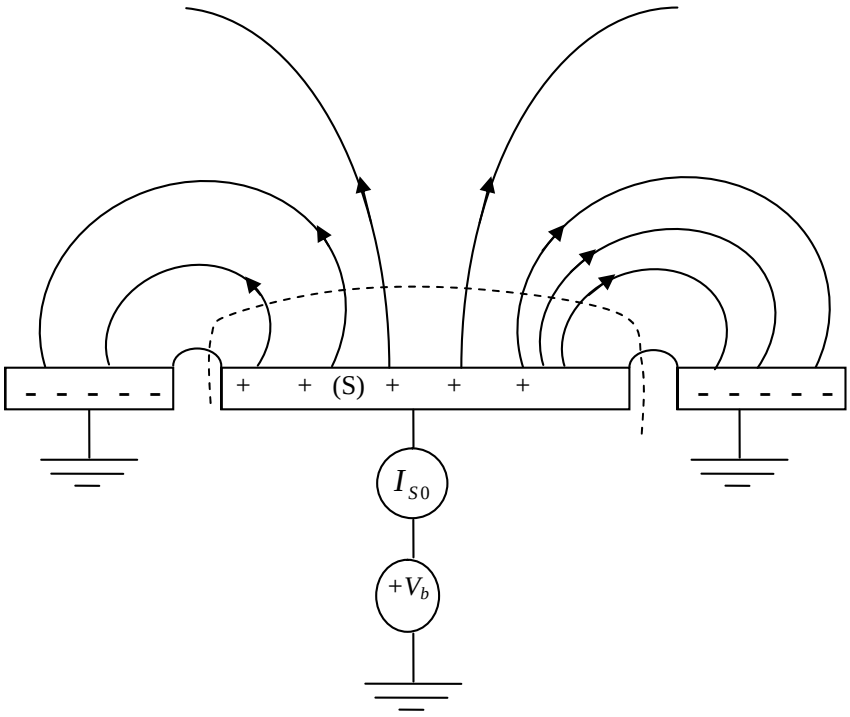


Figure (I.21) : Lignes de champ et équipotentielles en absence de la décharge et sonde polarisée [20].

La figure I.22, représente les lignes de champ et équipotentielles en présence de la décharge et de la polarisation [20].

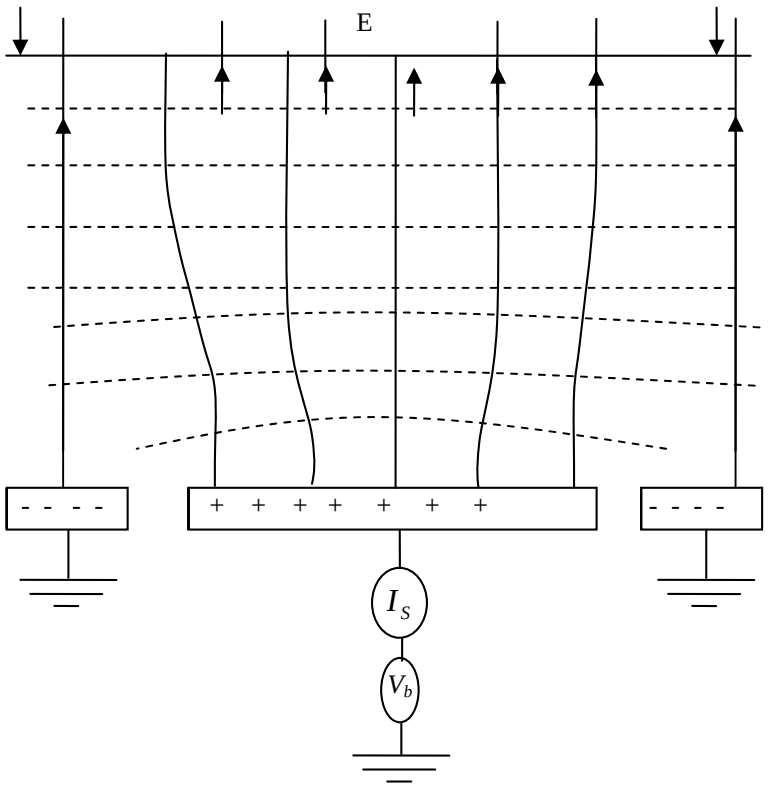


Figure (I.22) : Lignes de champ et équipotentielles en présence de la décharge et de la polarisation [20].

La figure I.20, présente les lignes de champ dans le cas la sonde n'est pas polarisée et la décharge a lieu. Nous remarquons que les lignes de champ sont des droites parallèles, traduisant un champ uniforme à la proximité de la sonde.

La figure I.21, illustre les lignes de champ dans le cas où la sonde est polarisée en absence de décharge. La figure I.22, présente les deux phénomènes simultanément (la sonde polarisée en présence d'une décharge). Dans ce cas nous remarquons une légère déformation des lignes de champ électrique.

Calcul du champ électrique

Soit *Is* le courant collecté par la surface de la sonde, nous avons alors [20] :

$$Is = J\ S = \overline{\mu}\ \rho \frac{D\ S}{\varepsilon_0} = \overline{\mu}\ \rho \frac{\phi_S}{\varepsilon_0} \tag{I.18}$$

Avec :

$\overline{\mu}$: Mobilité moyenne des porteurs de charges [$m.V^{-1}.S^{-1}$] ;

ρ : Densité des porteurs de charges [C/ m^3] ;

D : Induction électrique [C/ m^2] ;

ϕ_S : Flux du vecteur D [C].

Lorsque la sonde est polarisée, nous avons deux contributions du flux ϕ_S. L'une provenant du champ *E* à mesurer ϕ_{S0}, l'autre de la tension de polarisation V_b qui est ϕ_{S1}.

Donc :

$$\phi_S = \phi_{S0} + \phi_{S1} \tag{I.19}$$

Avec :

$$\phi_{S0} = S_m.E.\varepsilon_0 \tag{I.20}$$

$S_m = \pi.r_m{}^2$, qui est la surface effective de la sonde, r_m étant son rayon effectif (figure I.3).

$$\phi_{S1} = C_0.V_b \tag{I.21}$$

C_0 est la capacité du condensateur formée par les deux surfaces (E) et (S). Pour le calcul de la valeur C_0, Tassicker utilise la formule analytique avancée par Spence [13, 30] :

$$C_0 = 4.r_s.\varepsilon_0\left[1.07944 + 0.5.\ln(1 + \frac{r_s}{2.g})\right] \tag{I.22}$$

On suppose qu'un champ électrique E existe à la surface d'électrode (E) dans la région de la sonde. En appliquant une tension de polarisation V_b entre (S) et (E), une distribution du flux apparaît au voisinage de la sonde dépendant de la polarité V_b. La théorie indique que le rapport des courants de la sonde I_S et I_{S0} respectivement à $V_b \neq 0$ et à $V_b = 0$, obéit à la relation suivante [13, 30] :

$$\frac{I_S}{I_{S0}} = \frac{\phi_S}{\phi_{s0}} = 1 + \frac{C_0}{\pi.\varepsilon_0.r_m{}^2} \frac{V_b}{E} \qquad \text{(I.23)}$$

Les flux ϕ_S et ϕ_{S0} à travers la sonde associés respectivement aux potentiels $Vb \neq 0$ et à $Vb = 0$.

La relation (I.23) donne une courbe linéaire $I_S / I_{S0} = f(Vb)$. En mesurant les valeurs de deux courants I_S et I_{S0}, on tire la valeur du champ E de l'expression (I.23). Cependant, aux fortes valeurs de V_b, il se produit une déviation de la caractéristique de la ligne droite. Dans ce cas, la valeur du champ électrique près de la sonde ne peut plus être considérée constante [30].

I-9-2-2) Sonde polarisée linéaire

La sonde polarisée linéaire est constituée principalement de deux plaques de polarisation rectangulaire (B), entre lesquelles loge une lame rectangulaire appelée collecteur (A) [31]. Ce dernier forme ainsi, avec les plaques de polarisation, un intervalle d'air de largeur *g*. La sonde est incorporée dans un même niveau de surface entre quatre plans de gardes (C) et (D).

La figure. I.23, présente le schéma simplifié d'une sonde polarisée linéaire.

Le principe de fonctionnement de cette sonde est basé sur la mesure du courant de conduction traversant le collecteur (A). Ce courant est contrôlé par le champ électrique crée par la polarisation de la sonde. Le champ de mesure *E* se superpose avec le champ de polarisation *Eb*. Par conséquent, pour chaque valeur de la tension de polarisation *Vb* correspond une valeur du courant *Is*. La polarité de la tension fait que le champ local *Eb* crée, renforcera la valeur du courant collecté si ($V_b > 0$) et réduira sa valeur si ($V_b < 0$).

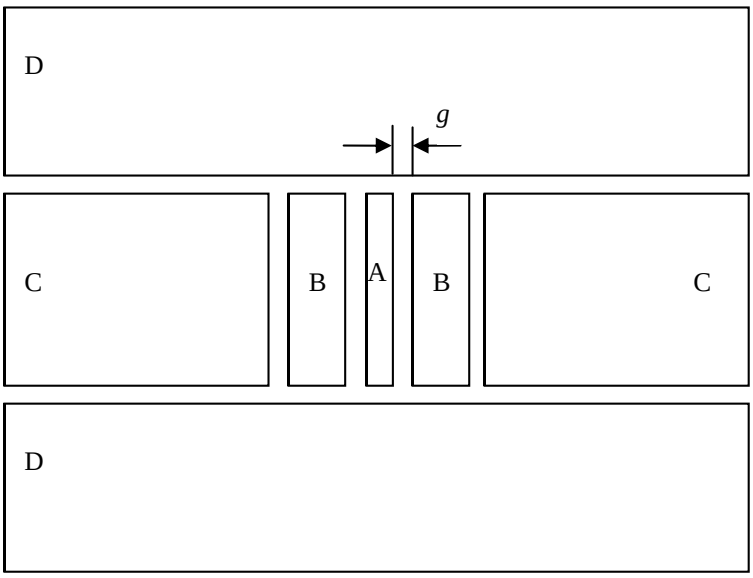


Figure (I.23) : Schéma simplifié de la sonde polarisée linéaire [20].

La connaissance du rapport I_S / I_{S0}, permet d'évaluer le champ extérieur *E* à la surface du plan, en utilisant soit des courbes d'étalonnage soit un programme informatique de calcul numérique [32]

I-10) Sondes à effet pockels

Les appareils de mesure de champ électrique de type électro optique sont basés sur l'effet pockels dans un cristal électrique. Le phénomène d'effet pockels est dû à l'apparition d'une biréfringence dans un milieu crée par un champ électrique statique ou variable. La biréfringence, qui apparait, est proportionnelle au champ électrique (figure I.24).

Les sondes à effet de pockels sont généralement utilisées pour les mesures sur site. La sonde diélectrique et le détecteur sont reliés à l'aide de fibres optiques dans lesquelles la lumière ayant sa source dans le détecteur est transmise à la sonde (figure I.25) [33]. Celle-ci peut être introduite dans le champ à mesurer à l'aide d'une perche isolante. Compte tenu de ces faibles dimensions qui sont d'environ 2 cm, la probabilité de perturber les distributions du champ est minime [34, 35].

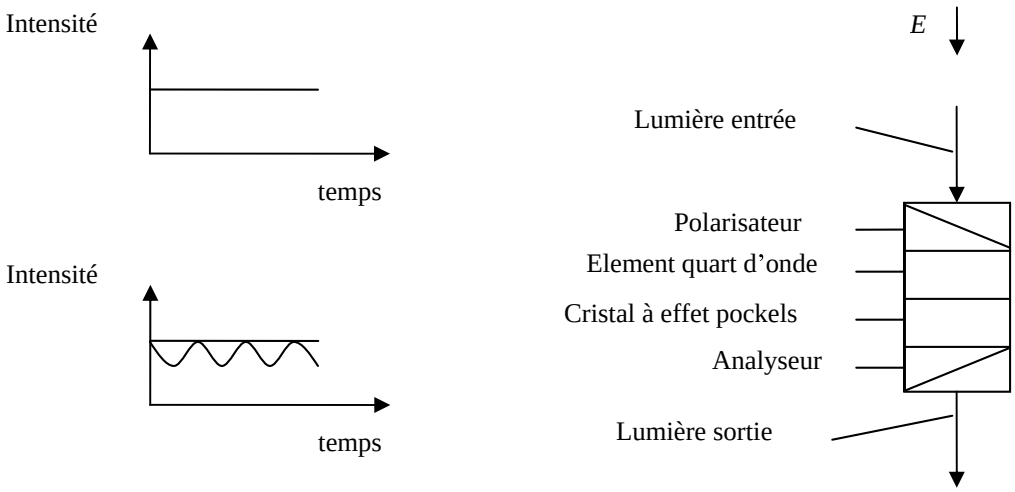


Figure (I.24) : Schéma de principe de la sonde électro optique.

L'état de polarisation de l'onde optique en sortie de la sonde, dépend principalement du champ électrique à mesurer, de la longueur *L* de la sonde ainsi que de la biréfringencetion d'état de polarisation [33].

La figure I.24, représente le principe de fonctionnement de la sonde électro optique de Pockels :

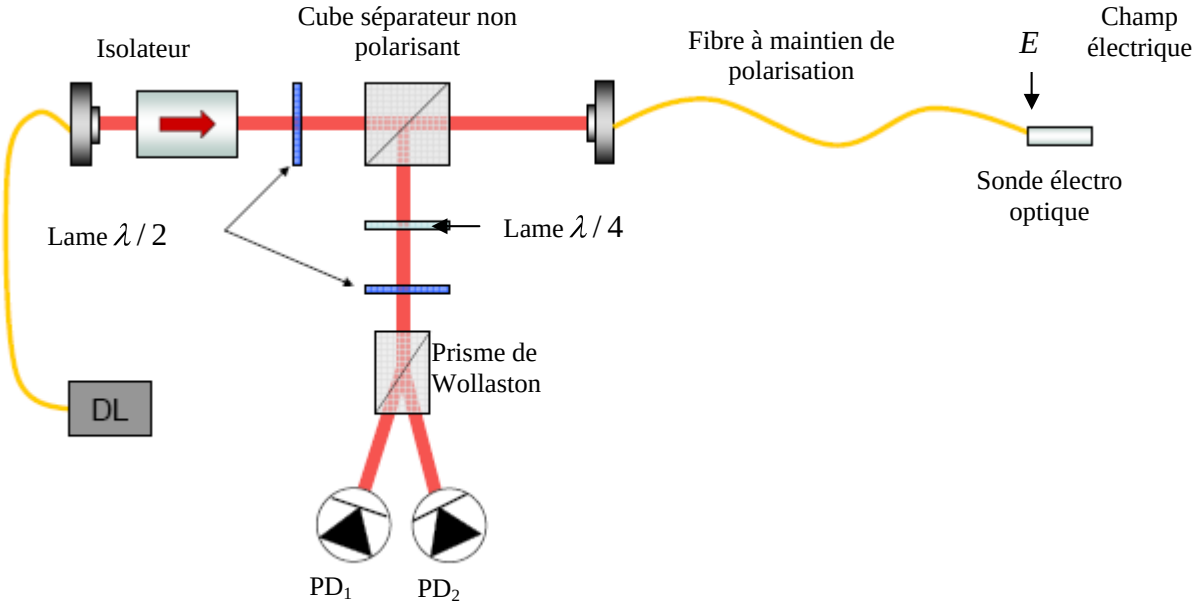


Figure (I.25) : Principe de fonctionnement de la sonde électro optique [33].

Le champ électrique induit une biréfringence optique dans un cristal diélectrique convenablement orienté ; l'amplitude de celle-ci est proportionnelle à l'intensité du champ à mesurer.

L'intensité de la lumière polarisée passant à travers le cristal, est modulée par la biréfringence induite. Le rapport entre la lumière transmise *It* et lumière incidente *Ii* est donné par la formule suivante [20].

$$\frac{It}{Ii} = \frac{1+\sin M}{2} \tag{I.24}$$

Où :

$$M = E / F_0 \tag{I.25}$$

$$F_0 = \frac{\lambda}{2.\pi.n^3.l.c} \tag{I.26}$$

Avec :

E : Intensité du champ électrique à l'intérieur du cristal ;
λ : Longueur d'onde de la lumière ;
n : Indice de réfraction du cristal ;
l : Epaisseur du cristal ;
c : Coefficient électro-optique.

I-11) Conclusion

Après avoir présenté la foudre et les effets qu'elle engendre, ainsi que les moyens de protections utilisés pour éliminer ou minimiser les dégâts qu'elle produit, nous pouvons constater que la connaissance du champ électrique s'avère un paramètre important à prendre en considération. Dès lors, des moyens de mesure expérimentaux ont été développés (moulin à champ, sondes à champ statiques, sondes électro optique) afin de connaître précisément la valeur du champ. Toutefois et malgré les performances qu'ils offrent et quelque soient les dimensions des sondes à utiliser, leur implémentation sur des lieux particuliers perturbent la mesure du champ et ne permettent pas de les installer sur n'importe quel point de l'intervalle.

Dans les travaux antérieurs, Mezai [4] a mesuré dans un système pointe plan avec un paratonnerre vertical la distribution du champ électrique sur plan mais ne pouvait pas accéder à d'autres endroits, telle que la pointe du paratonnerre. Afin d'y remédier, on se propose dans la suite de ce travail d'exploiter les résultats expérimentaux de Mezai, et d'utiliser un code de calcul basé sur la méthode des éléments finis afin d'évaluer le champ électrique en tout point de l'environnement et cela pour deux cas :

- Champ précurseur de la foudre (en chapitre II)
- Champ de progression de la foudre (chapitre III).

II-1) Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au calcul de la répartition du champ électrique au sol dans un système tête de traceur de foudre-terre protégé par un paratonnerre vertical.

Nous présentons, en premier lieu, les résultats concernant un système pointe-plan sans paratonnerre, suivi de l'étude de l'influence de la hauteur et de la position du paratonnerre sur la répartition du champ électrique.

Les résultats obtenus numériquement sont comparés à ceux mesurés expérimentalement par Mezai [4].

II-2) Présentation du système étudié

Le système étudié (figure II.1) est constitué d'une électrode pointe représentant la tête du traceur de foudre, située à une hauteur « d » et au centre d'une électrode plane de longueur « L », représentant le sol.

Un paratonnerre de hauteur « h » est placé sur le plan à une distance horizontale « D » de l'axe vertical passant par l'électrode pointe.

Le système plan-paratonnerre est relié à la terre tandis que l'électrode pointe est portée au potentiel U .

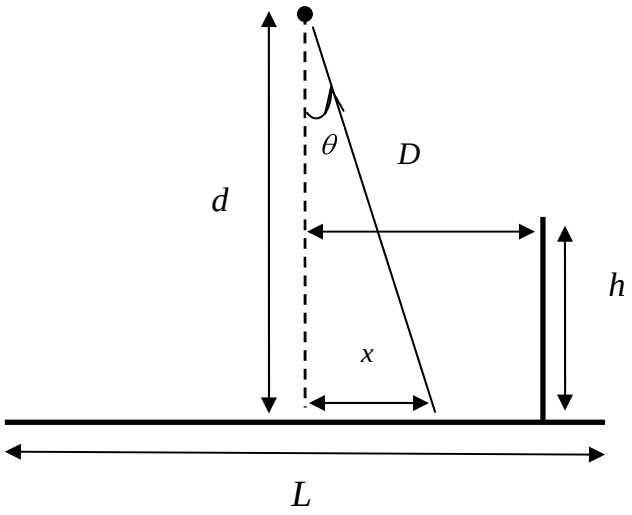


Figure (II.1) : Modèle de simulation.

Nous définissons par « x » l'abscisse du point par rapport au centre du plan où l'on calcule le champ. Il est considéré positif dans le demi-plan contenant le paratonnerre, et négatif dans l'autre.

Pour une comparaison de nos résultats de simulation avec ceux obtenus par Mezai [4], nous adoptons les mêmes configurations (d, h, D, x et U identiques) [4].

Distance inter électrodes *d* :

d= [8, 12, 16] *cm*

Hauteur du paratonnerre *h :*

h= [2, 3, 4, 6, 8, 12, 16] *cm*

Position du paratonnerre *D:*

D= [0, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 16, 24, 32, 36, 48] *cm*

Position de la sonde :

x= [-48, -36, -32, -24, -16, -12, -8, 0, 4, 6, 8, 12, 16, 24, 32, 36, 48] *cm*

Tension $U_{0\%}$ **:**

$d = 8cm \Rightarrow U_{0\%} = 128\ kV$

$d = 12cm \Rightarrow U_{0\%} = 200\ kV$

$d = 16cm \Rightarrow U_{0\%} = 280\ kV$

Tension 20% $U_{0\%}$ **:**

$d = 8cm \Rightarrow 0.2U_{0\%} = 25.6\ kV$

$d = 12cm \Rightarrow 0.2U_{0\%} = 40\ kV$

$d = 16cm \Rightarrow 0.2U_{0\%} = 56\ kV$

Tension 40 % $U_{0\%}$ **:**

$d = 8cm \Rightarrow 0.4U_{0\%} = 51.2\ kV$

$d = 12cm \Rightarrow 0.4U_{0\%} = 80\ kV$

$d = 16cm \Rightarrow 0.4U_{0\%} = 112\ kV$

La distance horizontale du paratonnerre « D » est déterminée en respectant le rapport D/h pour différentes hauteur du paratonnerre.

Pour une distance inter électrodes « d » donnée, on applique deux niveaux de tension $0.2\ U_{0\%}$ et $0.4\ U_{0\%}$ pour différentes positions et hauteurs du paratonnerre.

Le choix des paramètres du paratonnerre (h et D) s'effectue de la façon suivante :

On choisit la valeur de h, en respectant les rapports suivants :

$d = 8\ cm \Rightarrow d/h = 1,\ 4/3,\ 2,\ 4.$

$d = 12\ cm \Rightarrow d/h = 1,\ 1.5,\ 2,\ 4.$

$d = 16\ cm \Rightarrow d/h = 1,\ 4/3,\ 2,\ 4.$

Le choix de « D » s'effectue comme suit :

$D/h = 0,\ 0.5,\ 1,\ 2,\ 4.$

Les différentes configurations utilisées sont données dans le tableau II.1 :

d cm	8	8	8	8
h cm	8	6	4	2
D cm	4, 8, 16, 32	3, 6, 12, 24	0, 2, 4, 8, 16	0, 2, 4, 8

a) $d = 8\ cm$

d cm	12	12	12	12
h cm	12	8	6	3
D cm	6, 12, 24, 48	4, 8, 16, 32	0, 3, 6, 12, 24	0, 3, 6, 12

b) $d = 12\ cm$

d cm	16	16	16	16
h cm	16	12	8	4
D cm	8, 16, 32, 48	6, 12, 24,36	0, 4, 8, 16, 24	0, 2, 4, 8, 12

c) $d = 16\ cm$

Tableau II.1 : Configurations considérées.

II-3) Zone protégée par le paratonnerre

Afin d'examiner la situation du paratonnerre pour toutes les configurations (citées au tableau II.1) que nous exploitons, nous évaluons la distance maximale de protection du paratonnerre à l'aide du modèle électrogéométrique.

Selon le modèle électrogéométrique, la limite de capture d'une tige verticale de hauteur h, pour un coup de foudre caractérisé par une distance d'amorçage d est donné par [4, 12, 36] :

$$x \le h\sqrt{\frac{2\ d}{h} - 1} \qquad \text{(II.1)}$$

Les résultats sont regroupés dans le tableau II.2 :

d cm	8				8				8					8			
h cm	8				6				4					2			
x cm	8				7.7460				6.9282					5.2915			
D cm	4	8	16	32	3	6	12	24	0	2	4	8	16	0	2	4	8
protection	P	P	N	N	P	P	N	N	P	P	P	N	N	P	P	P	N

a) $d = 8\ cm$

d cm	12				12				12					12			
h cm	12				8				6					3			
x cm	12				11.3137				10.3923					7.9373			
D cm	6	12	24	48	4	8	16	32	0	3	6	12	24	0	3	6	12
protection	P	P	N	N	P	P	N	N	P	P	P	N	N	P	P	P	N

b) $d = 12\ cm$

d cm	16				16				16					16				
h cm	16				12				8					6				
x cm	16				15.4919				13.8564					10.5830				
D cm	8	16	32	48	6	12	24	36	0	4	8	16	24	0	2	4	8	12
protection	P	P	N	N	P	P	N	N	P	P	P	N	N	P	P	P	P	N

c) $d = 16\ cm$

P : Paratonnerre protège.
N : Paratonnerre ne protège pas

Tableau II.2 : Zones de protection pour les différentes configurations étudiées.

II-4) Répartition du champ électrique

Les problèmes électrostatiques, dont fait partie notre travail, étudient le comportement de l'intensité du champ électrique « E » et de la densité du flux électrique (induction électrique) « D ». Il y a deux conditions que ces quantités doivent satisfaire. La première est la forme locale du théorème de Gauss, qui indique que le flux sortant de n'importe quel volume fermé est égal à la charge contenue dans ce volume [6] :

$$\mathbf{div}\ \vec{D} = \rho \qquad \text{(II.2)}$$

ρ Représente la densité de charges volumique.

La deuxième condition est la forme locale de la loi d'Ampère en boucle, en régime statique :

$$\overrightarrow{\mathbf{rot}}\ \vec{E} = \vec{0} \qquad \text{(II.3)}$$

L'induction et le champ sont également liés par l'intermédiaire du rapport constitutif :

$$\vec{D} = \varepsilon.\vec{E} \tag{II.4}$$

ε : est la permittivité diélectrique.

En utilisant le potentiel scalaire électrique V, défini par la relation, le liant avec $\vec{E}$ comme tel:

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\mathbf{grad}}V \tag{II.5}$$

Nous pouvons tirer la répartition du potentiel, décrite par la loi de poisson :

$$\Delta V = \frac{\rho}{\varepsilon} \tag{II.6}$$

En négligeant la charge d'espace, et en considérant l'évolution de la décharge dans un plan (x, y), l'équation aux dérivées partielles à résoudre est :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial V}{\partial y}\right) = 0 \tag{II.7}$$

Le calcul du champ électrique en analytique, dans le cas de géométries complexes ne présentant pas de symétrie, étant impossible, on a recours aux méthodes de résolution numérique. C'est le cas de la configuration que nous proposons d'étudier. Parmi les méthodes les plus connues, nous optons pour la méthode des éléments finis, qui était initialement conçue pour le calcul des structures, est appliquée aujourd'hui avec succès à tous les domaines des sciences. Elle est devenue une méthode incontournable pour l'Ingénieur dans un grand nombre de spécialités [37].

II-4-1) Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis fait partie des outils de mathématiques appliquées. Il s'agit de mettre en place, à l'aide des principes hérités de la formulation variationnelle, un algorithme discret mathématique permettant de rechercher une solution approchée d'une équation aux dérivées partielles sur un domaine compact avec conditions aux bornes et/ou dans l'intérieur du compact. On parle couramment de conditions de type Dirichlet (valeurs aux bornes) ou Neumann (gradients aux bornes) [38].

Il s'agit donc avant tout de résoudre un problème discrétisé, où grâce à la formulation variationnelle, les solutions du problème vérifient des conditions d'existence plus faibles que celles des solutions du problème de départ.

La résolution par la méthode des éléments finis est basée sur les étapes suivantes :

Formulation intégrale

Le système d'équations différentielles est substitué par une formulation, qui peut être résolue par la méthode variationnelle, où on remplace le système d'équations à résoudre par une fonctionnelle.

La méthode variationnelle substitue la recherche du minimum d'une fonctionnelle à la résolution directe de l'équation aux dérivées partielles. La méthode s'applique essentiellement aux problèmes pour lesquels on connait la fonctionnelle, ce sont les problèmes stationnaires tels que l'équation de poisson :

$$\nabla (\varepsilon \nabla V) = -\rho \qquad \text{(II.8)}$$

V : Fonction recherchée
ε, ρ : Paramètres physiques du milieu

En effet, pour les équations décrivant les phénomènes stationnaires, la fonctionnelle à minimiser est l'énergie [39].

Conditions aux limites

Elles concernent tous les points qui sont sur le bord du maillage (la frontière du domaine). Il y a deux types de conditions aux limites [40] :
Type DIRICHLET : la valeur de la fonction est connue.
Type NEUMANN homogène : la dérivée normale de la fonction est nulle.

Maillage

La première étape d'une résolution en éléments finis consiste à discrétiser le domaine d'étude concerné à l'aide de triangles, de quadrangles, de tétraèdres et autres de telle façon à former un maillage

Le maillage doit contenir toutes les informations utiles lors du traitement de toutes les étapes de calcul. La présentation du maillage doit contenir pour chaque élément les informations suivantes [40] :
- La topologie de l'élément (coordonnées des sommets),
- Le numéro de l'élément,

- La nature physique de sous-domaine que l'élément renferme.
- Les potentiels aux nœuds tout en tenant compte des conditions aux limites et des valeurs imposées.
- Les numéros des nœuds.

II-4-1-1) Approximation du potentiel

Considérons un élément fini triangulaire (e) dont les trois sommets sont indiqués par les chiffres 1, 2, 3. Le potentiel approximé sur cet élément sous une forme bilinéaire est $V^{(e)}$:

$$V^{(e)}(x, y) = a^{(e)} + b^{(e)}x + c^{(e)}y \quad \text{(II.9)}$$

Où les coefficients $a^{(e)}, b^{(e)}, c^{(e)}$ peuvent être calculés en fonction des valeurs du potentiel aux sommets (1, 2, 3) du triangle soient V_1 , V_2, V_3.

$$\begin{aligned} V_1 &= a^{(e)} + b^{(e)}x_1 + c^{(e)}y_1 \\ V_2 &= a^{(e)} + b^{(e)}x_2 + c^{(e)}y_2 \\ V_3 &= a^{(e)} + b^{(e)}x_3 + c^{(e)}y_3 \end{aligned} \quad \text{(II.10)}$$

Le système d'équations (II.10) est un système de trois équations à trois inconnus dont la résolution donne les solutions suivantes :

$$\begin{aligned} a^{(e)} &= \frac{1}{\det}[(x_2y_3 - x_3y_2)V_1 + (x_1y_3 - x_3y_1)V_2 + (x_1y_2 - x_2y_1)V_3] \\ b^{(e)} &= \frac{1}{\det}[(y_2 - y_3)V_1 + (y_3 - y_1)V_2 + (y_1 - y_2)V_3] \\ c^{(e)} &= \frac{1}{\det}[(x_3 - x_2)V_1 + (x_1 - x_3)V_2 + (x_2 - x_1)V_3] \end{aligned} \quad \text{(II.11)}$$

Avec det déterminant du système II.10 :

$$\det = \det\begin{vmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{vmatrix} = (x_2y_3 - x_3y_2) - (x_1y_3 - x_3y_1) + (x_1y_2 - x_2y_1) \quad \text{(II.12)}$$

On remplace les coefficients $a^{(e)}, b^{(e)}, c^{(e)}$ dans la relation (II.9) et en mettant chacun des potentiels V_1 , V_2, V_3 en facteur, on aura :

$$V^{(e)}(x,y) = \phi_1^{(e)}(x,y)\,V_1 + \phi_2^{(e)}(x,y)\,V_2 + \phi_3^{(e)}(x,y)\,V_3 \quad \text{(II.13)}$$

Avec :

$$\begin{aligned}\phi_1^{(e)}(x,y) &= [(x_2y_3 - x_3y_2) + (y_2 - y_3)x + (x_3 - x_2)y]/\det \\ \phi_2^{(e)}(x,y) &= [(x_3y_1 - x_1y_3) + (y_3 - y_1)x + (x_1 - x_3)y]/\det \\ \phi_3^{(e)}(x,y) &= [(x_1y_2 - x_2y_1) + (y_1 - y_2)x + (x_2 - x_1)y]/\det\end{aligned} \quad \text{(II.14)}$$

$\phi_1^{(e)}, \phi_2^{(e)} et\ \phi_3^{(e)}$ Sont appelées fonction bilinéaire en x et y. on note :

$$V(x,y) = [\phi][V] \quad \text{(II.15)}$$

Avec :

$$[V] = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix}$$

II-4-1-2) Résolution de Laplacien

La résolution du Laplacien revient à résoudre la formulation variationnelle.

D'après la relation (II.15) la formulation variationnelle s'écrit sous la forme suivante :

$$F = \frac{1}{2}[V]^T[M][V] \quad \text{(II.16)}$$

Afin de minimiser l'énergie, la dérivée de la formulation variationnelle par rapport au potentiel V doit être nulle :

$$\frac{\partial F}{\partial V} = 0 \quad \text{(II.17)}$$

$$[M][V] = 0 \quad \text{(II.18)}$$

Avec [M] qui intervient sous la forme d'une somme intégrale appliquée à chacun des éléments de découpage. Pour les éléments auxquels n'appartiennent pas les nœuds i et j cette intégrale est nulle.

Dans le cadre de notre travail, nous exploitons un logiciel de calcul, basé sur la méthode des éléments finis, FEMM (Finite Element Method Magnetics) [41].

II-4-2) Présentation du FEMM

L'étude de la répartition du champ électrique dans notre système est réalisée en développant un programme basé sur l'association du logiciel FEMM [41] sous Matlab et du programme LUA script [42]. Grâce à ce dernier outil, nous intégrons toutes les étapes pour simuler la distribution du champ dans un seul programme. Le logiciel FEMM se compose de trois parties :

Partie Pré-processeur :

Dans cette partie, nous introduisons, à l'aide de commandes du LUA script, la géométrie du système étudié, les propriétés des matériaux et les conditions aux limites.

Partie Processeur :

Une commande de LUA s'exécutant sous FEMM (analyse), permet de résoudre les équations de Maxwell appropriées pour obtenir des valeurs du champ désiré dans tout le domaine de solution.

Partie post-processeur :

Dans cette partie du programme nous exploitons les résultats du champ obtenus dans la partie processeur (calcul du champ) et ainsi l'ensemble de données tirées du Post processeur de FEMM.

Lors de la discrétisation du domaine d'étude, nous avons opté pour deux zones avec des éléments de dimensions différentes (figure II.2): triangles très petits proches du système à étudier et plus grands en dehors. Ce choix de maillage nous permet d'obtenir des valeurs de champs plus précises et de réduire le temps d'exécution du programme.

A la frontière du système d'études, nous considérons une condition aux limites du type Neumann ($\frac{\partial V}{\partial n} = 0$). Cette condition permet d'isoler le système que nous supposons sans charges d'espace.

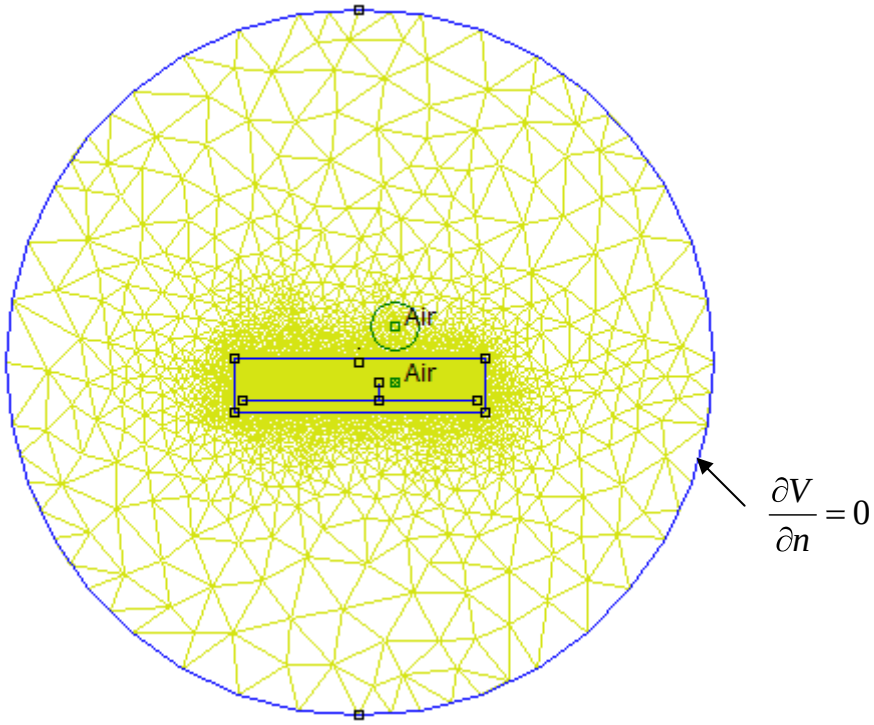


Figure (II.2): Maillage obtenu avec Femm.

II-5) Résultats et interprétations

II-5-1) Champ électrique sans paratonnerre

Nous remarquons que la densité du champ est plus importante au voisinage de la pointe haute tension (figure II.3), l'axe passant par cette dernière constitue l'axe de symétrie du système étudié.

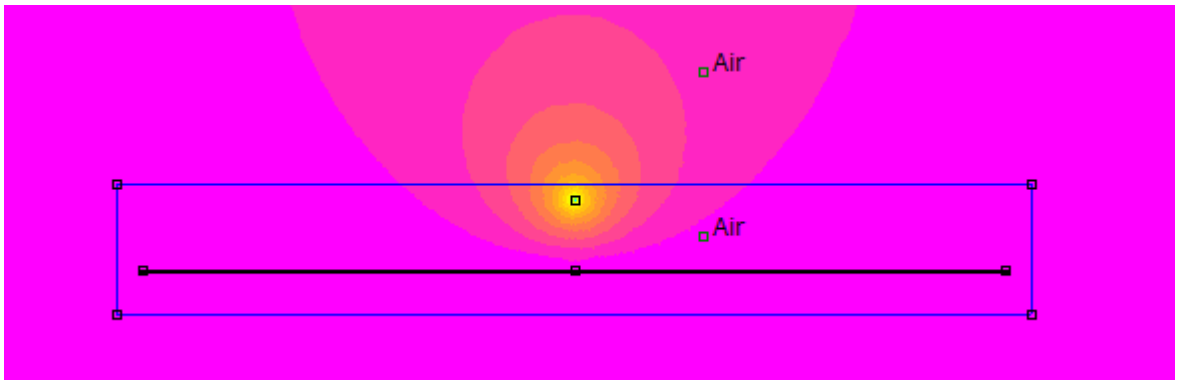


Figure (II.3): Densité des lignes du champ électrique sans paratonnerre.

Nous présentons dans les figures II.4 et II.5, les courbes du champ électrique trouvées par simulation pour un système sans paratonnerre avec celles obtenues expérimentalement, pour les deux niveaux de tensions [4].

Remarque :
Dans toutes les figures, les allures marquées par un asterisk représentent le champ électrique mesuré expérimentalement par Mezai. Em : Valeur du champ mesurée par Mezai. E : Valeur du champ obtenue par simulation.

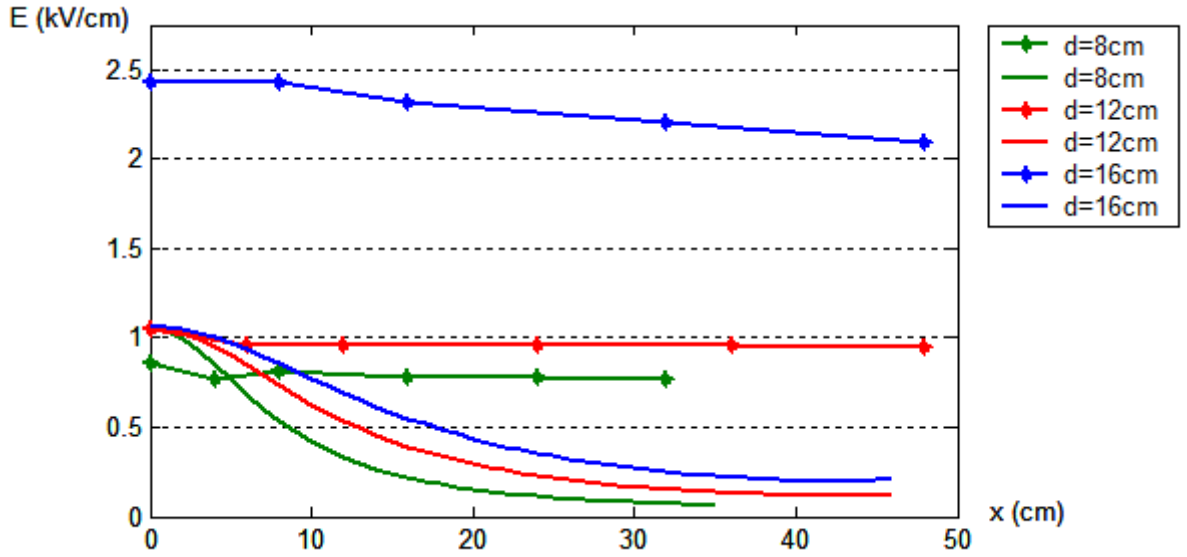


Figure (II.4): Champ électrique au sol pour différentes distances d ,$U = 0.2\ U_{0\%}$.

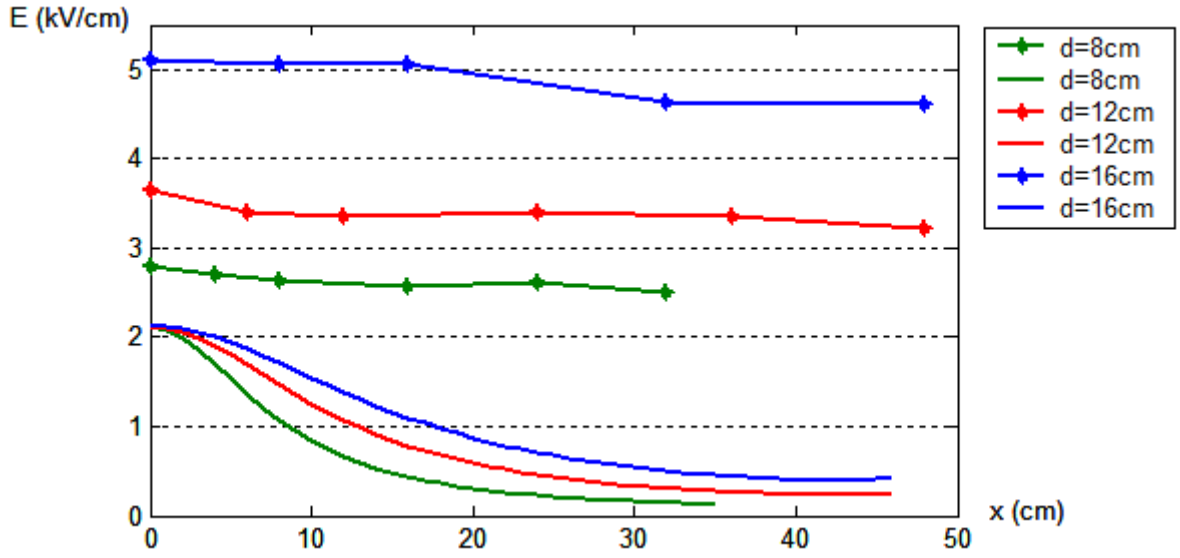


Figure (II.5): Champ électrique au sol pour différentes distances d $U = 0.4\ U_{0\%}$.

Nous remarquons (figures II.4 et II.5), que le champ électrique relevé par simulation est toujours inférieur à celui mesuré expérimentalement et cela quelles que soient la distance inter-électrodes ou la tension appliquée. En s'éloignant de centre du plan, nous constatons une très légère variation du champ mesuré, contrairement au champ électrique obtenu par le calcul numérique, où nous enregistrons une diminution importante.

L'écart entre les deux champs trouvés expérimentalement et par simulation, est beaucoup plus important lorsque la distance inter électrode est grande. Pour la même distance x=24 cm, d=8 cm (figure II.4), l'écart est égale Em-E=0.6670 kV/cm ; pour d=12 cm l'écart passe à la valeur Em-E=0.7265 kV/cm. Cette différence devient plus importante pour d=16 cm (Em-E=1.9057 kV/cm). Nous voyons clairement que l'écart croit lorsque la distance inter électrodes augmente. Cette remarque reste valable pour les deux niveaux de tension appliqués.

Pour une distance inter électrodes donnée, l'écart entre les deux champs trouvés expérimentalement et par simulation, est plus étendu en s'éloignant de centre du plan. Par exemple dans la figure II.5, pour une distance inter électrodes d=16 cm, pour x=0 cm l'écart est égale à Em-E=2.9851 kV/cm, cet écart est égal à Em-E=4.1427 kV/cm pour x=32 cm.

D'après les figures II.4 et II.5, nous constatons que l'intensité du champ électrique croit avec l'augmentation de la tension appliquée. Toutefois, cette augmentation est plus importante en expérimental qu'en simulation. En effet, pour une distance d=12, la position x=12 et une tension de 40 kV, la valeur du champ expérimental est : Em=0.9591 kV/cm (figure II.4). Cette valeur est triplée pour une tension de 80 kV (Em=3.3571 kV/cm) (figure II.5). Pour les mêmes conditions, le champ électrique simulé est doublé (figure II.5).

En général, nous remarquons que le rapport entre les champs et les tenions appliquées dans le cas de la simulation sont toujours les mêmes. Expérimentalement, ce rapport dépend de la géométrie du système (d et x).

Le rapport reste constant dans la simulation car la présence de charges d'espace ou de décharges électriques n'est pas considérée. Cette éventualité pourrait être à l'origine de la variation du rapport entre la tension appliquée et le champ mesuré.

II-5-2) Champ électrique obtenu avec la formule de Wouber

Afin de confronter les allures des courbes que nous avons obtenues avec celles mesurées par Mezai, nous exploitons l'expression analytique de Wouber [20], donnée par l'équation:

$$E(x) = E(0)\ \cos^{p}(\theta) \qquad \text{(II.19)}$$

Avec p : Constante appropriée (dans le cas de notre système, elle est égale à 2,25) et *E(0)* : Le champ électrique pour θ=0 (champ au centre du plan).

$$\cos(\theta) = \frac{d}{\sqrt{x^2 + d^2}} \qquad \text{(II.20)}$$

Cette expression permet, à l'aide de la connaissance du champ au dessous de la pointe de déduire l'allure de la répartition du champ sur tout le plan.

Les figures (II.6 à II.8) et (II.9-II.10), représentent respectivement les allures des champs sans (Em, E) et avec (Ewm, Ew) correction de Wouber et le rapport entre les champs corrigés sur les champs non corrigés.

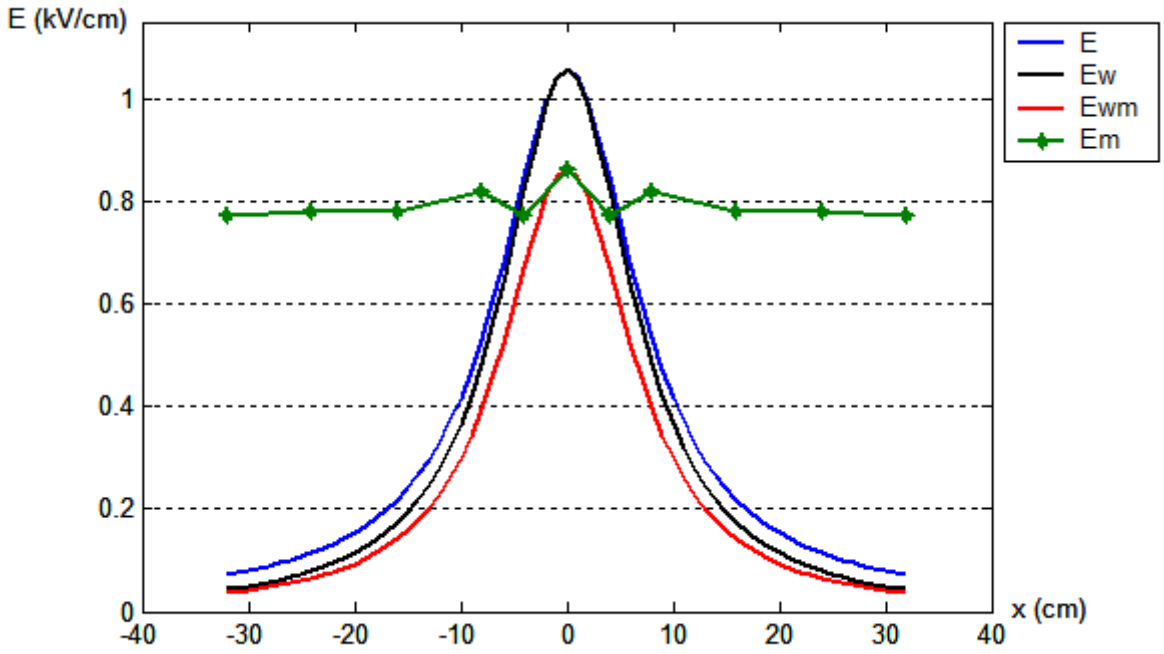


Figure (II.6) : Champ électrique au sol en fonction de la position x.
d=8 cm et U=25.6 kV.

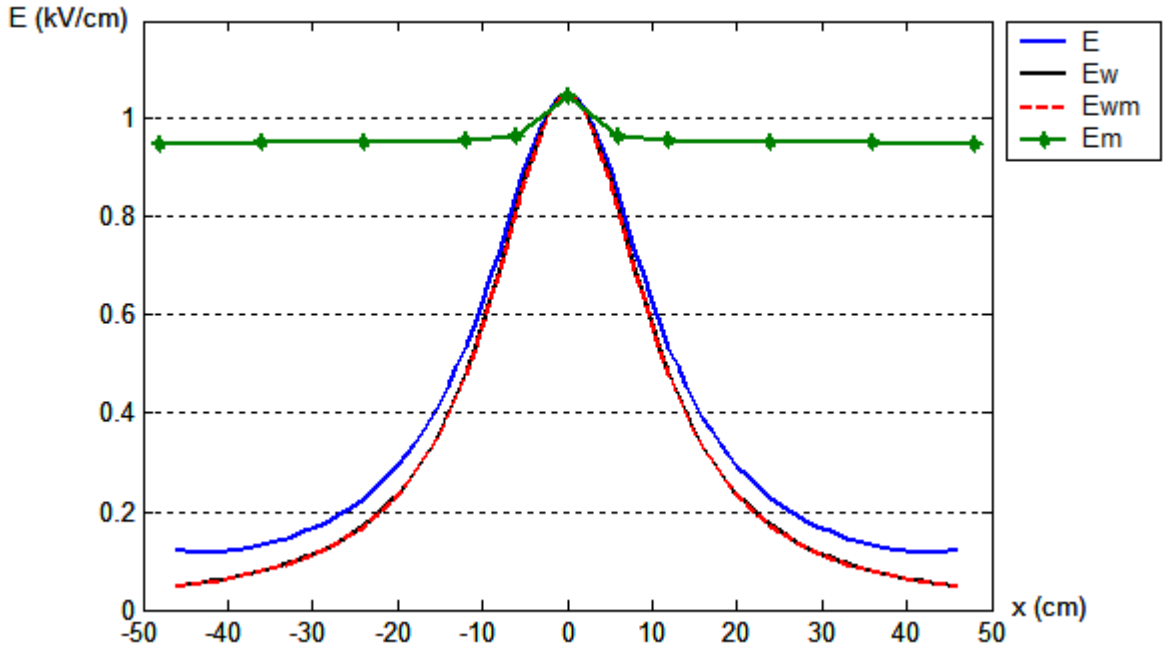


Figure (II.7) : Champ électrique au sol en fonction de la position x.
d=12 cm et U=40 kV.

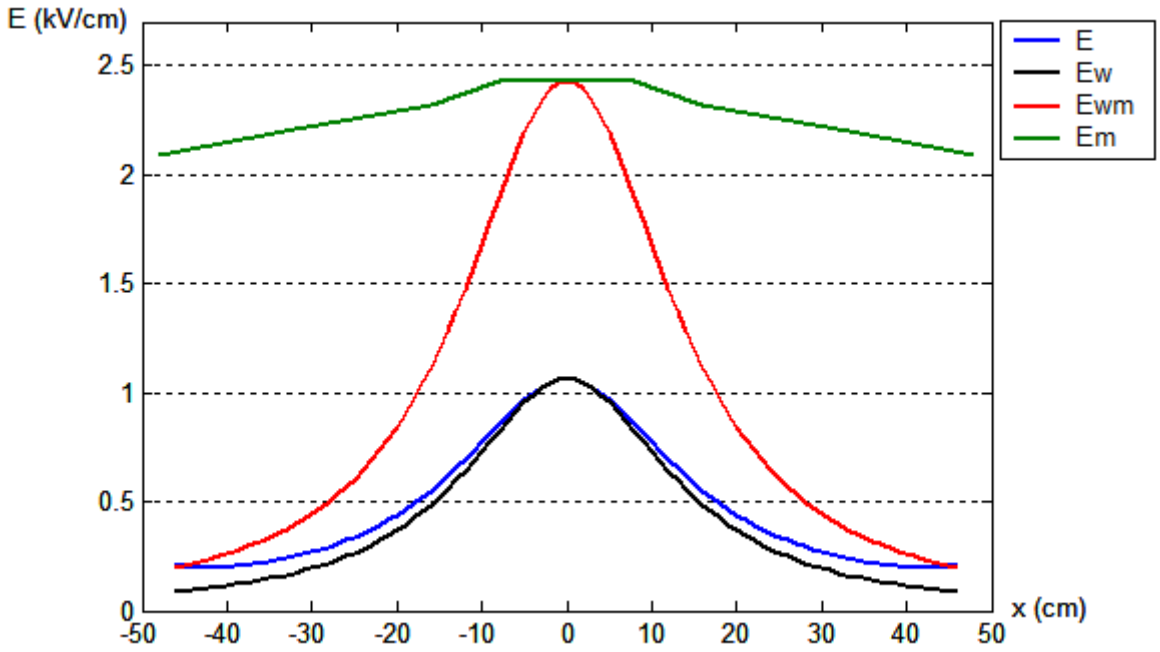


Figure (II.8) : Champ électrique au sol en fonction de la position x.
d=16 cm et U=56 kV.

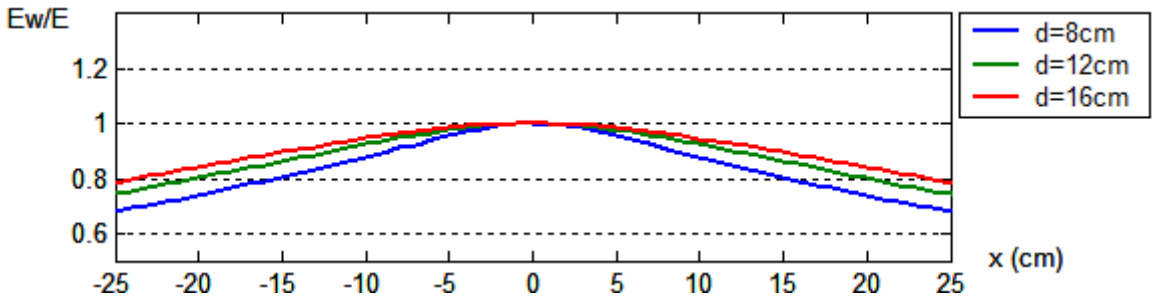


Figure (II.9) : Variation du rapport Ew/E en fonction de x.

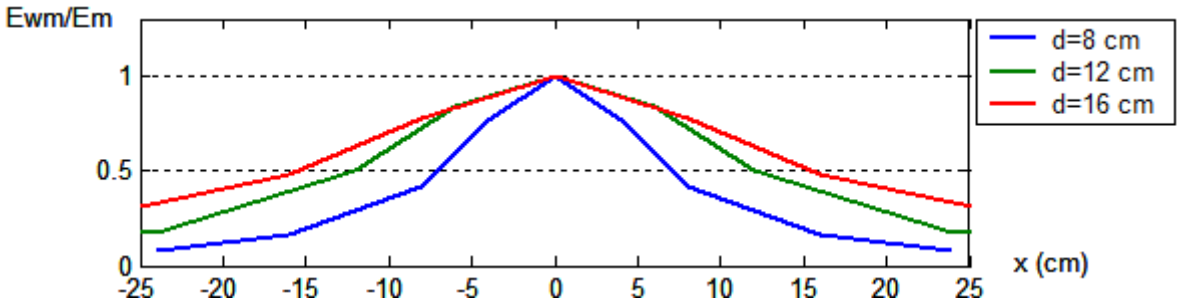


Figure (II.10) : Variation du rapport Ewm/Em en fonction de x.

D'après les figures II.6 à II.8, nous remarquons que le champ électrique calculé par la formule de Wouber est très proche de celui trouvé par simulation (le rapport E/Ew s'approche de l'unité pour les trois distances de « d » figure II.9). La valeur de ce rapport dans ce cas est comprise entre 0.7 et 1.

Par contre le rapport Em/Ewm (expérimental) est loin de l'unité dés qu'on s'éloigne de centre du plan (figure II.10). La valeur de celui-ci est inférieure à 0.5 pour des valeurs de x supérieures à 15 cm.

Avec les corrections apportées par la formule de Wouber, les allures des courbes de répartition des champs mesuré et simulé se rapprochent fortement.

Les résultats ainsi obtenus, montrent que la correction apportée aux résultats trouvés dans la littérature se rapprochent quantitativement et qualitativement de ceux obtenus par calcul numérique. Ces derniers sont confondus avec ceux donnés par la formule de Wouber.

II-5-3) Champ électrique avec paratonnerre

En introduisant le paratonnerre (figure II.11), nous remarquons que l'électrode haute tension constitue le point d'intensité la plus élevée et que les lignes de champ électrique sont déformées par le paratonnerre. En effet, la présence de ce dernier fait que la répartition n'est plus symétrique par rapport à l'axe passant par le milieu du plan.

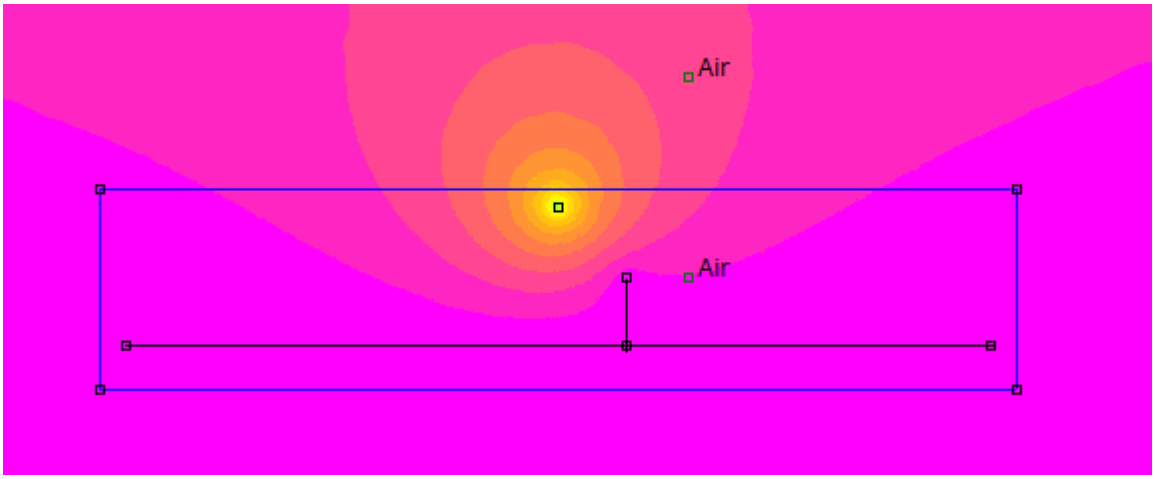
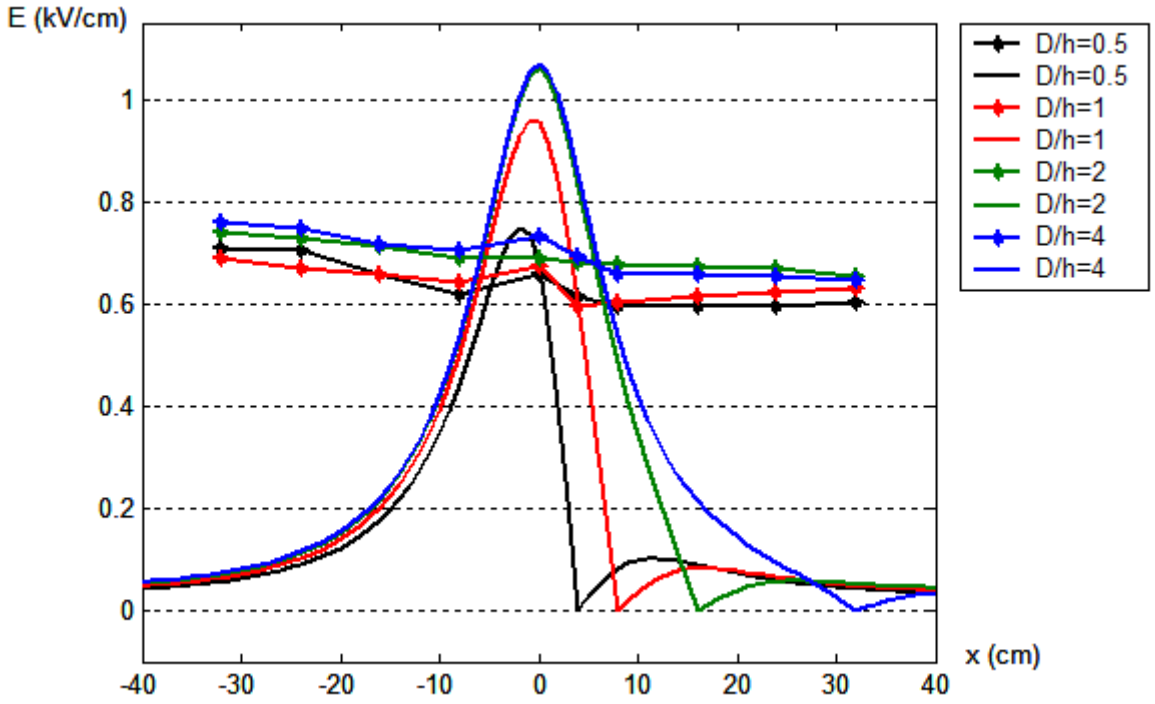


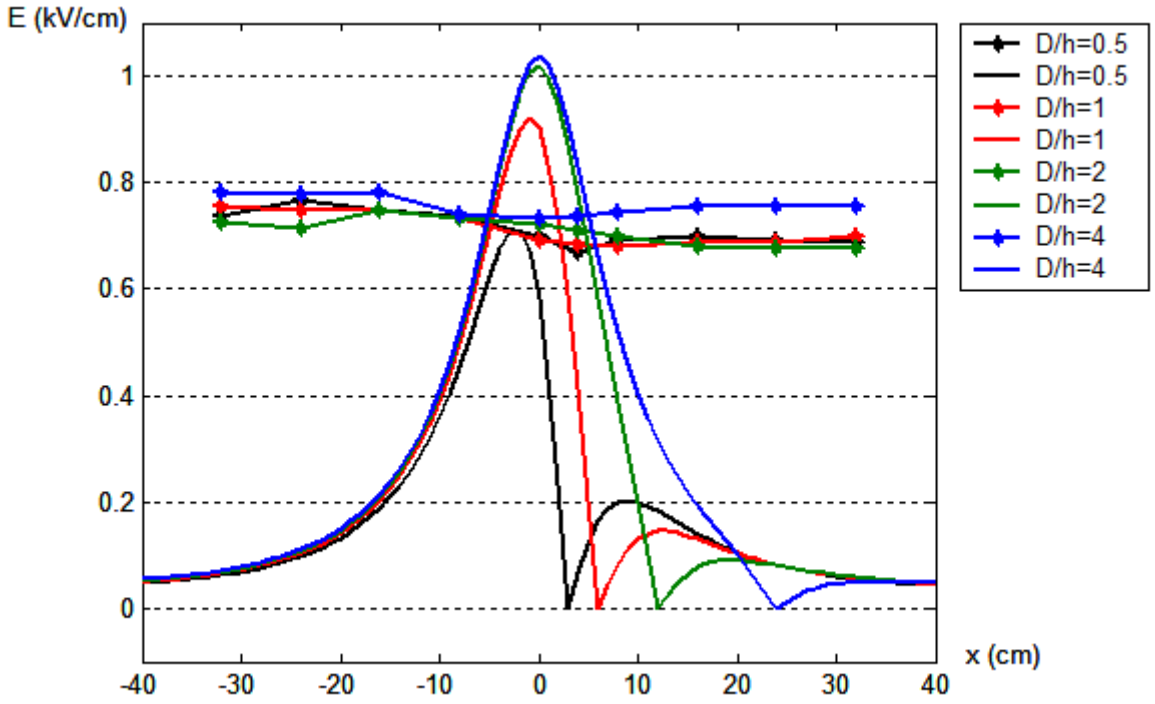
Figure (II.11) : Densité des lignes du champ électrique en présence d'un paratonnerre.

Pour mieux voir l'influence du paratonnerre sur la distribution du champ électrique, nous présentons dans les figures II.12 à II.17, les différentes répartitions du champ électrique sur le sol.

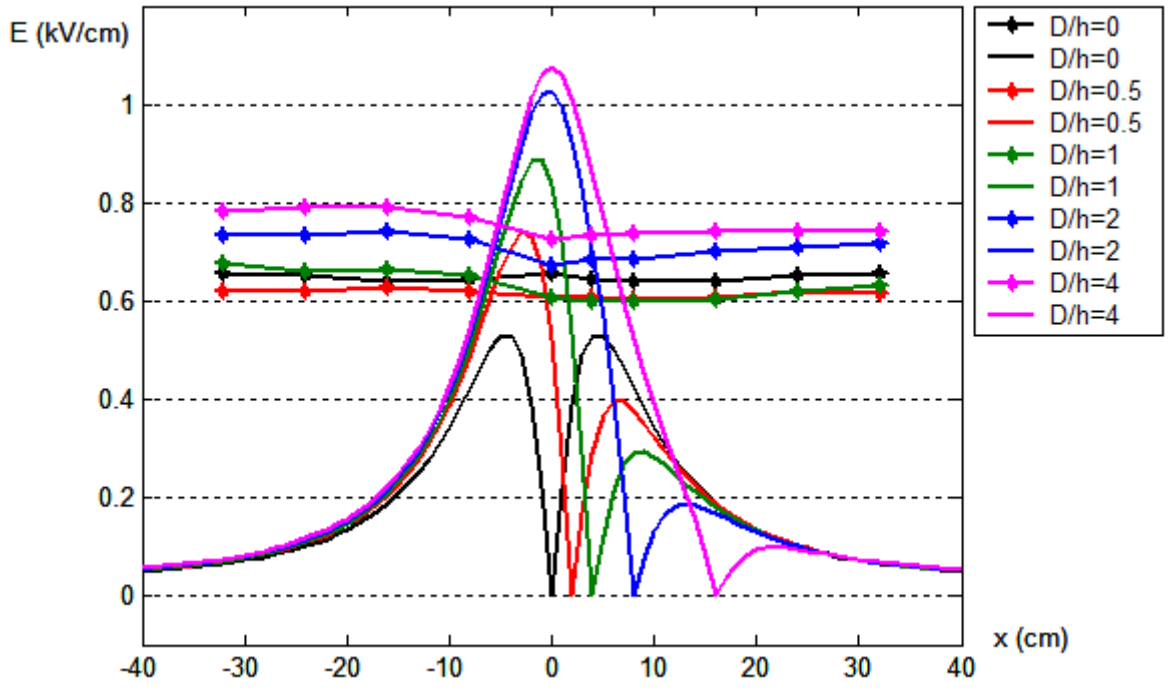
Pour une distance *d* donnée, nous appliquons les deux niveaux de tensions $0.2\ U_{0\%}$, et $0.4\ U_{0\%}$. Ceci pour chaque hauteur « h » du paratonnerre et sa position « D », en respectant les rapports cités dans le tableau II.1.



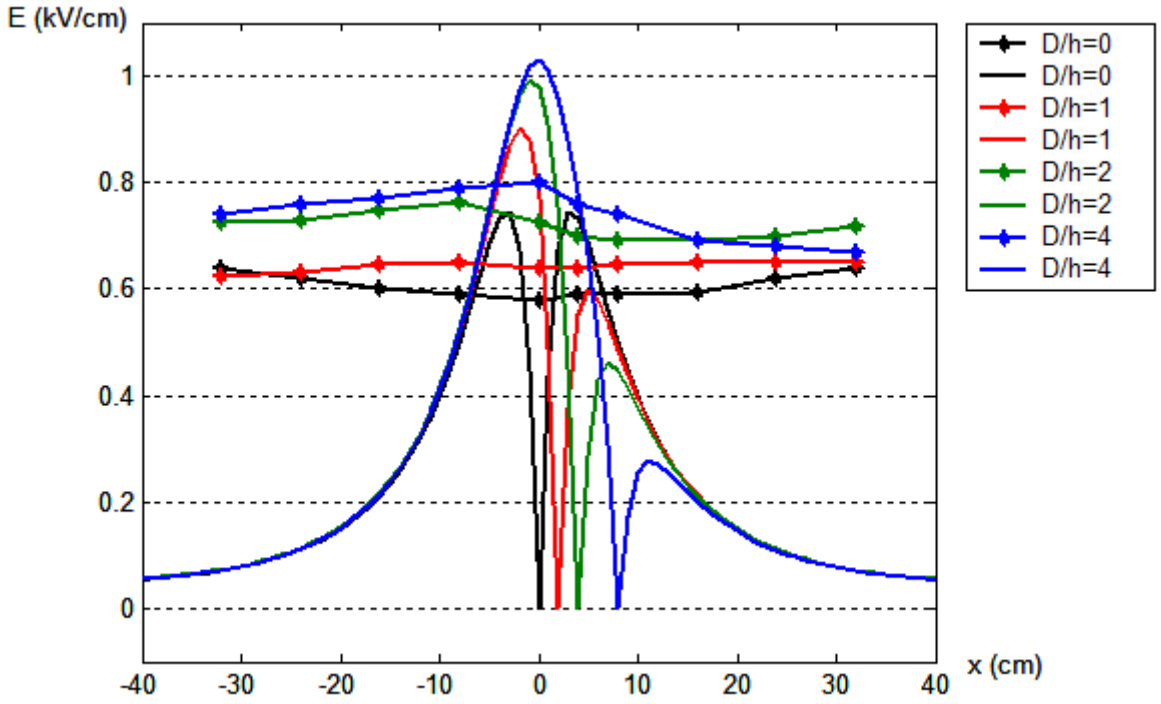
a) $h = 8\ cm$


E (kV/cm)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
x (cm)
D/h=0.5
D/h=0.5
D/h=1
D/h=1
D/h=2
D/h=2
D/h=4
D/h=4

b) $h = 6\ cm$

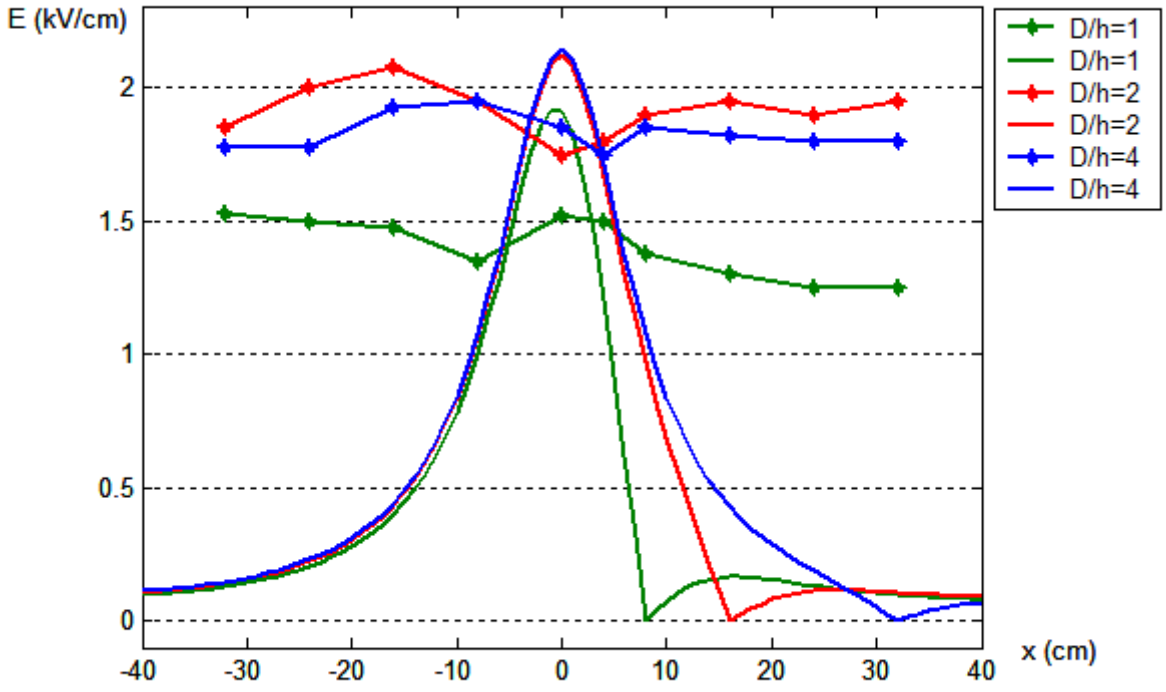

E (kV/cm)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
x (cm)
D/h=0
D/h=0
D/h=0.5
D/h=0.5
D/h=1
D/h=1
D/h=2
D/h=2
D/h=4
D/h=4

c) $h = 4\ cm$

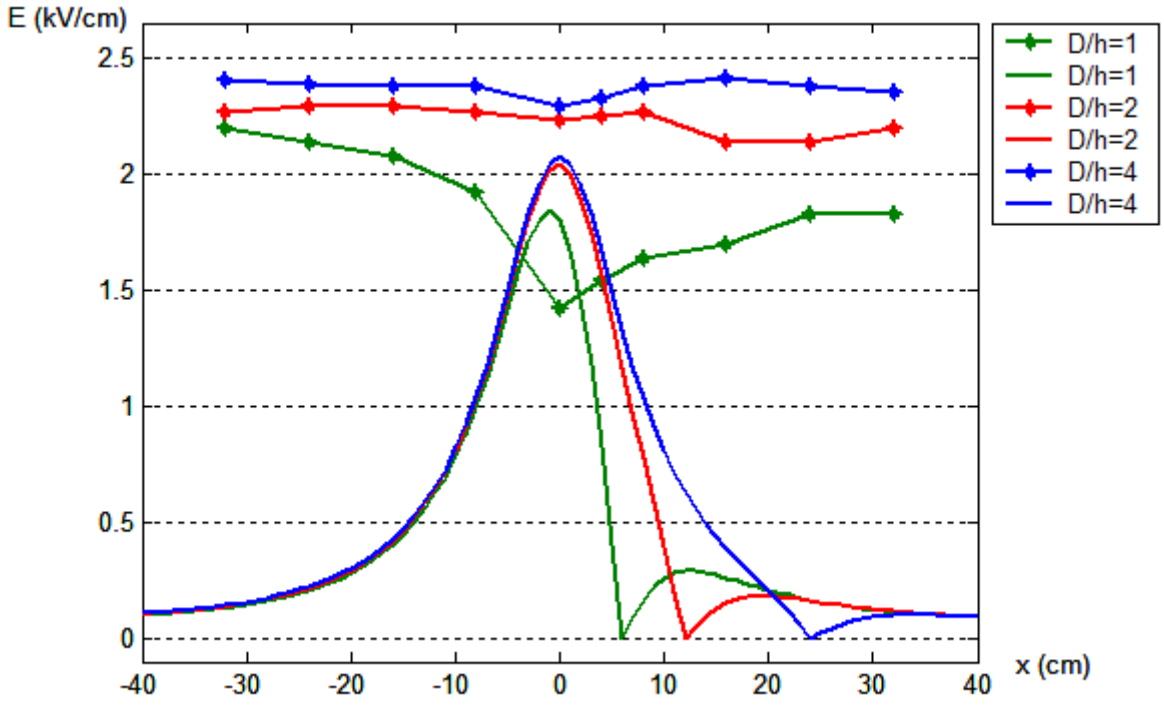


d) $h = 2\ \ cm$

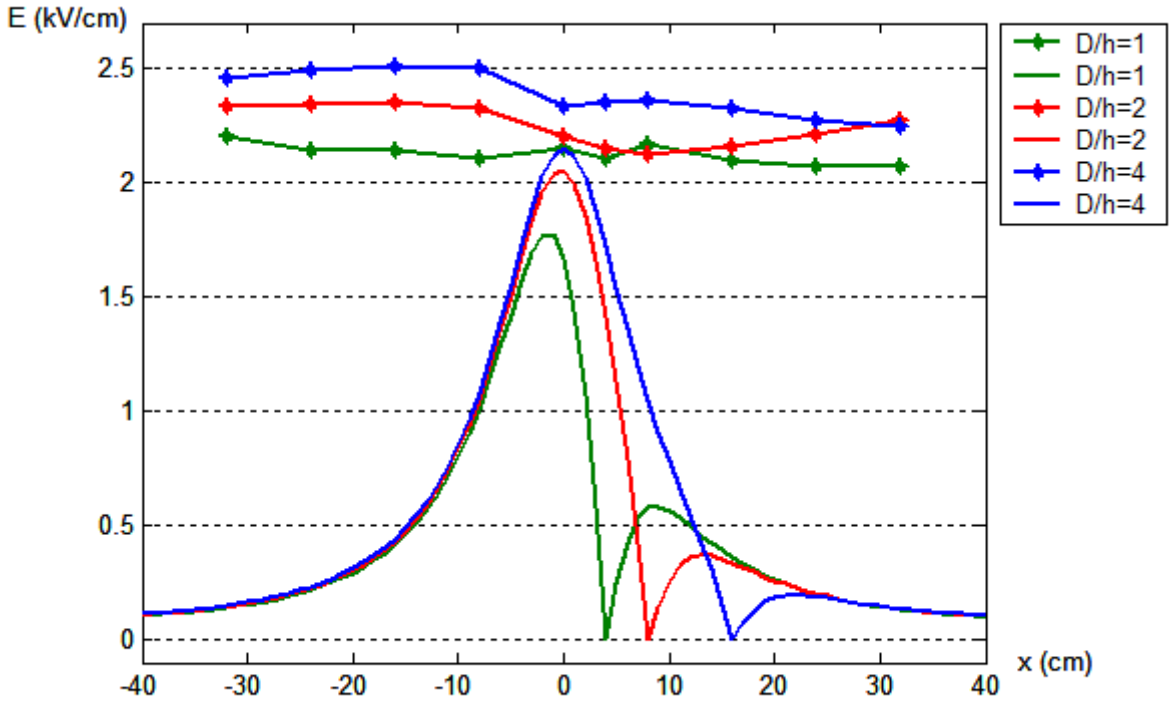
Figure (II.12) : Champ électrique au sol en fonction de la position x
$d = 8\ \ cm\ , U = 25.6\ \ kV$



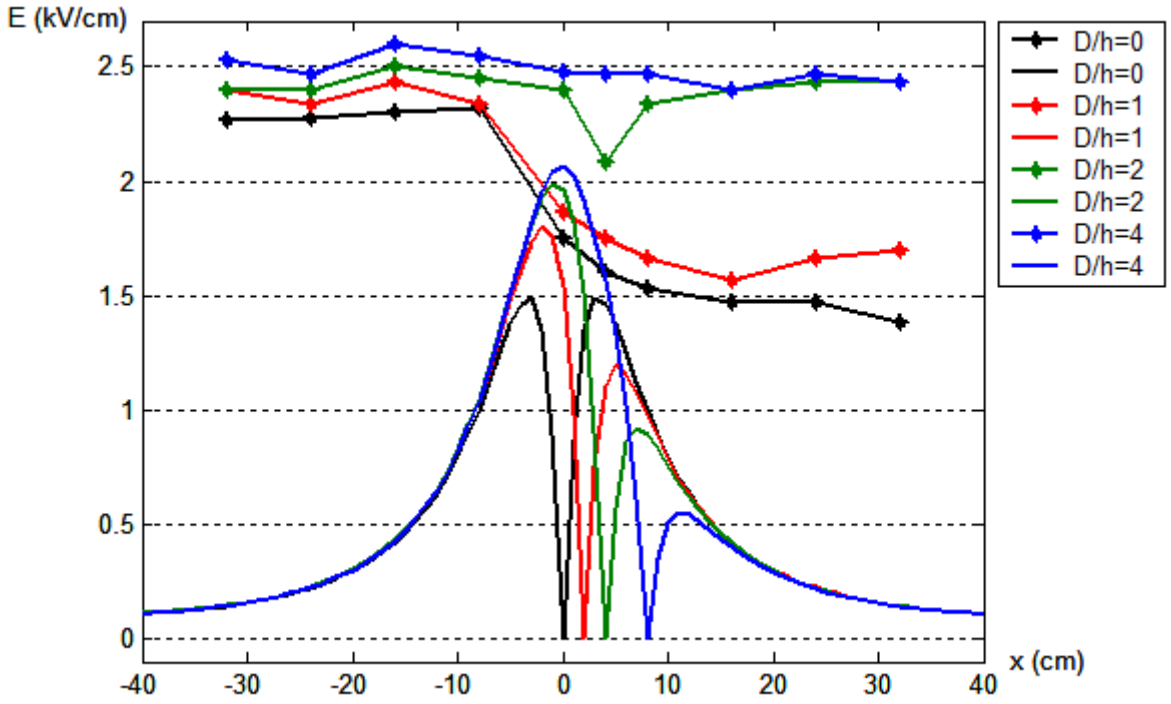
a) $h = 8\ \ cm$


E (kV/cm)
2.5
2
1.5
1
0.5
0
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
x (cm)
D/h=1
D/h=1
D/h=2
D/h=2
D/h=4
D/h=4

b) $h = 6\ cm$

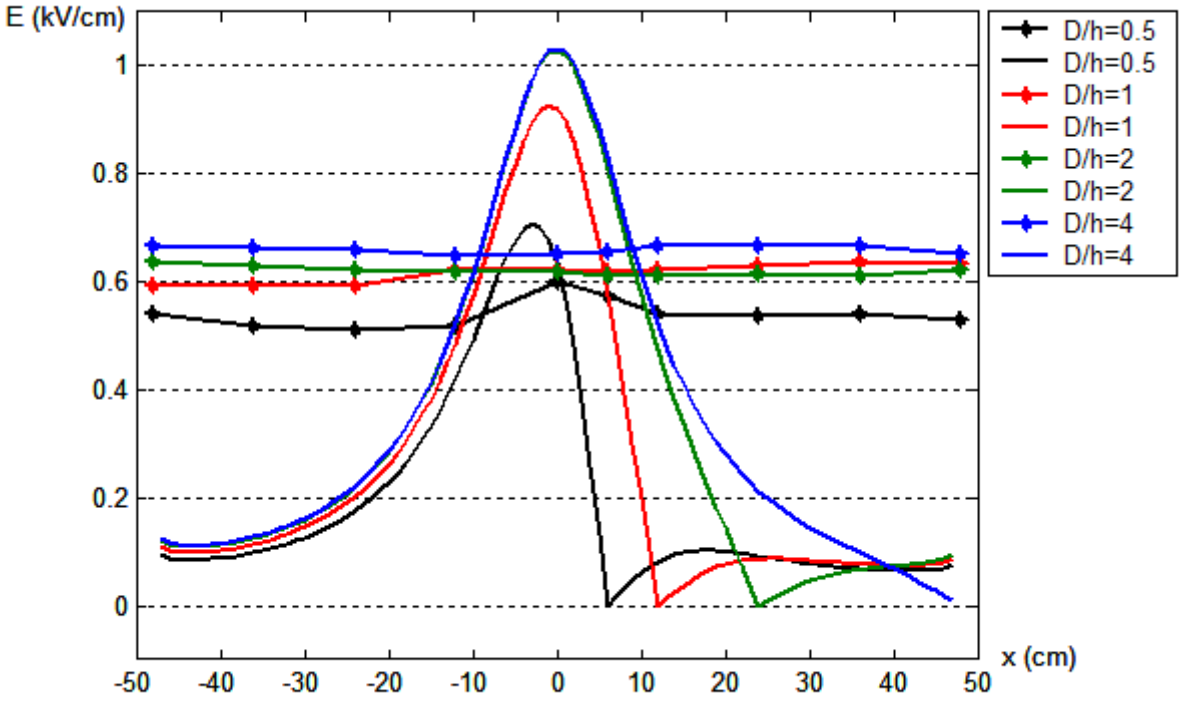

E (kV/cm)
2.5
2
1.5
1
0.5
0
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
x (cm)
D/h=1
D/h=1
D/h=2
D/h=2
D/h=4
D/h=4

c) $h = 4\ cm$

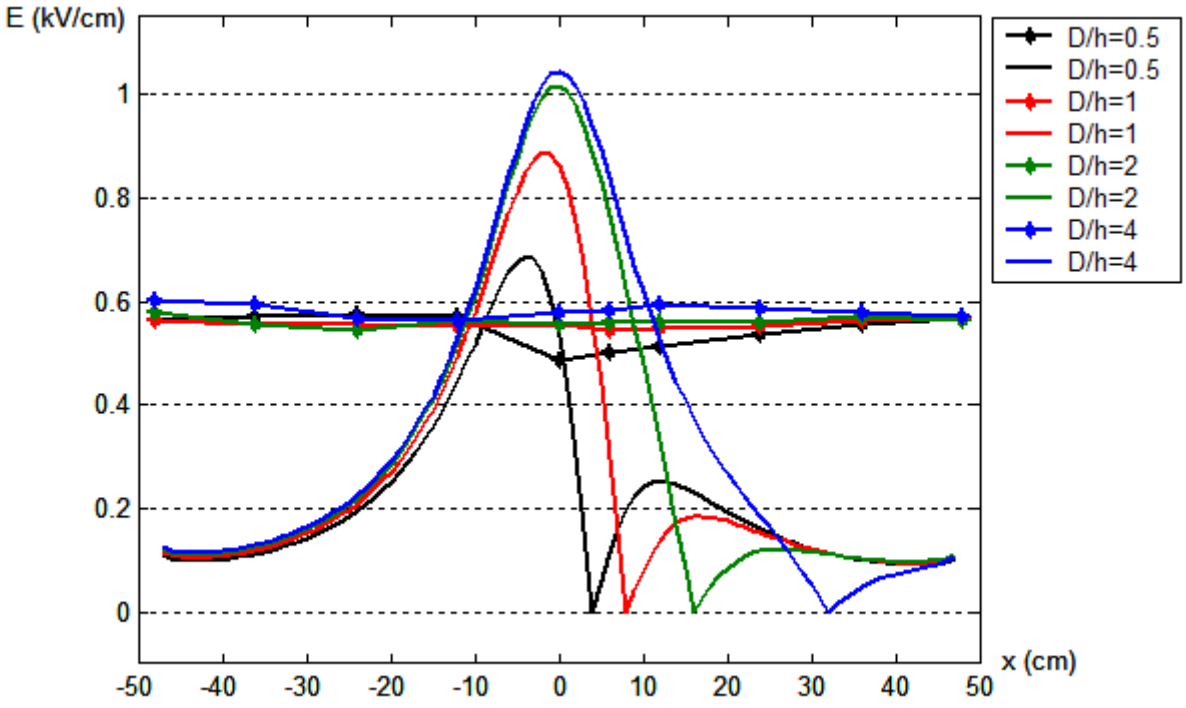


d) $h = 2\ \ cm$

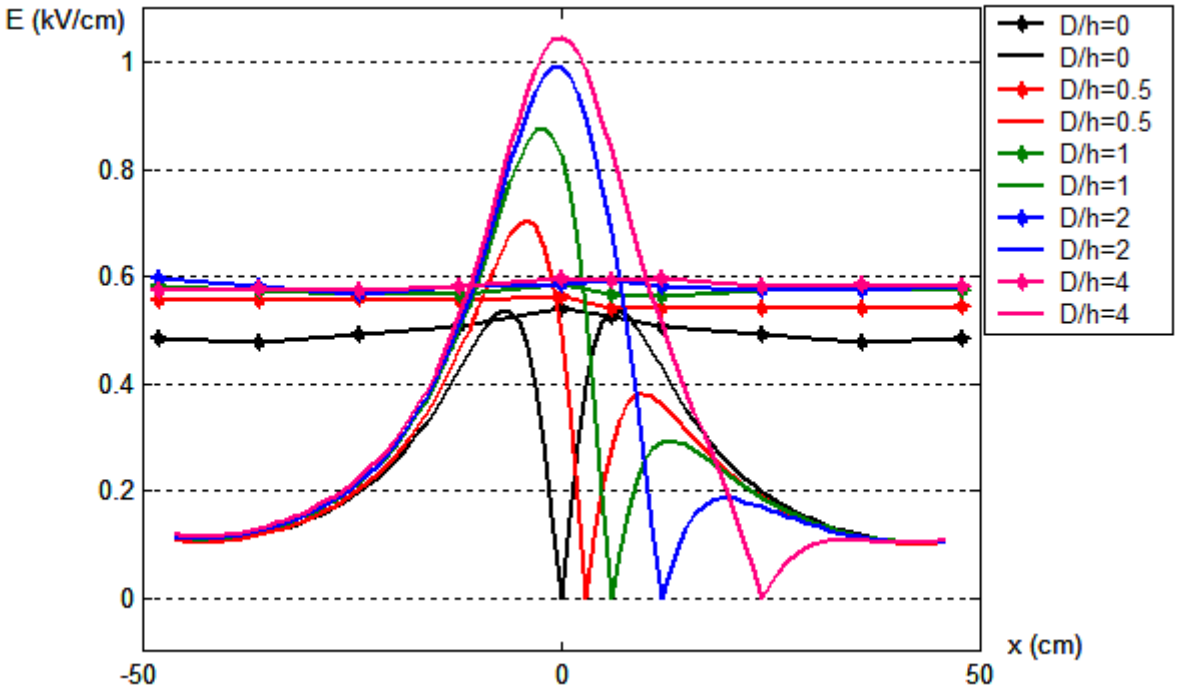
Figure (II.13) : Champ électrique au sol en fonction de la position x
$d = 8\ \ cm\ , U = 51.2\ \ kV$



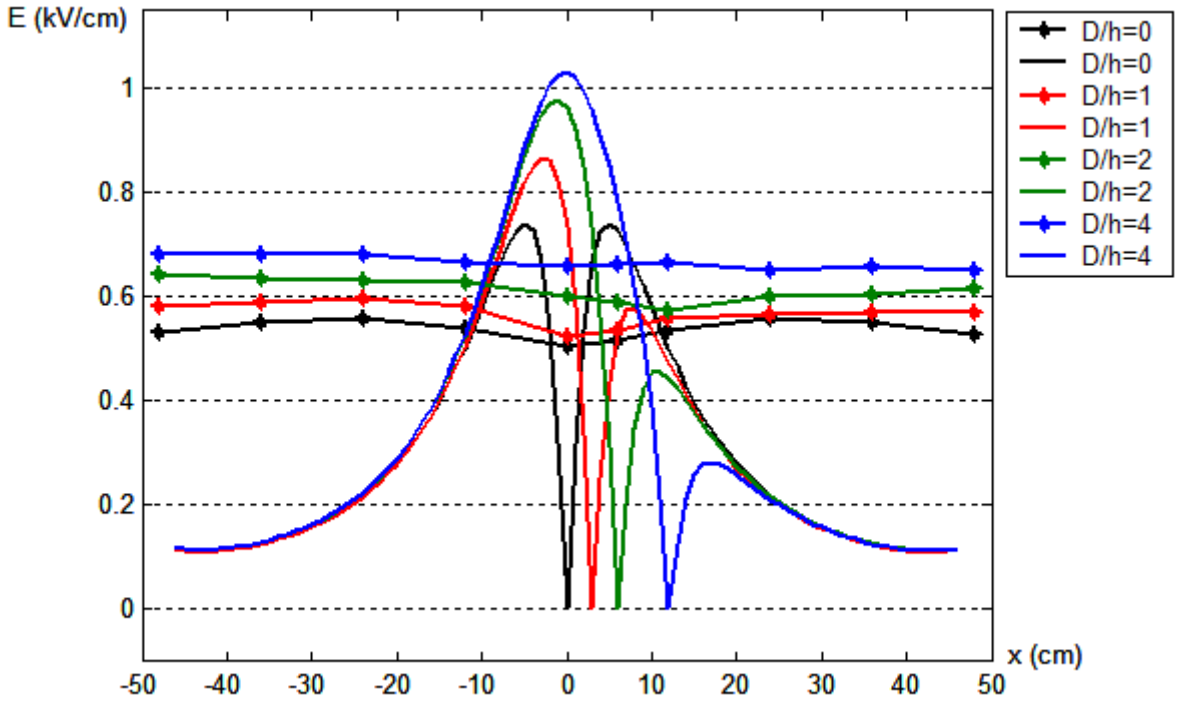
a) $h = 12\ \ cm$


E (kV/cm)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
50
x (cm)
D/h=0.5
D/h=0.5
D/h=1
D/h=1
D/h=2
D/h=2
D/h=4
D/h=4

b) $h = 8\ cm$

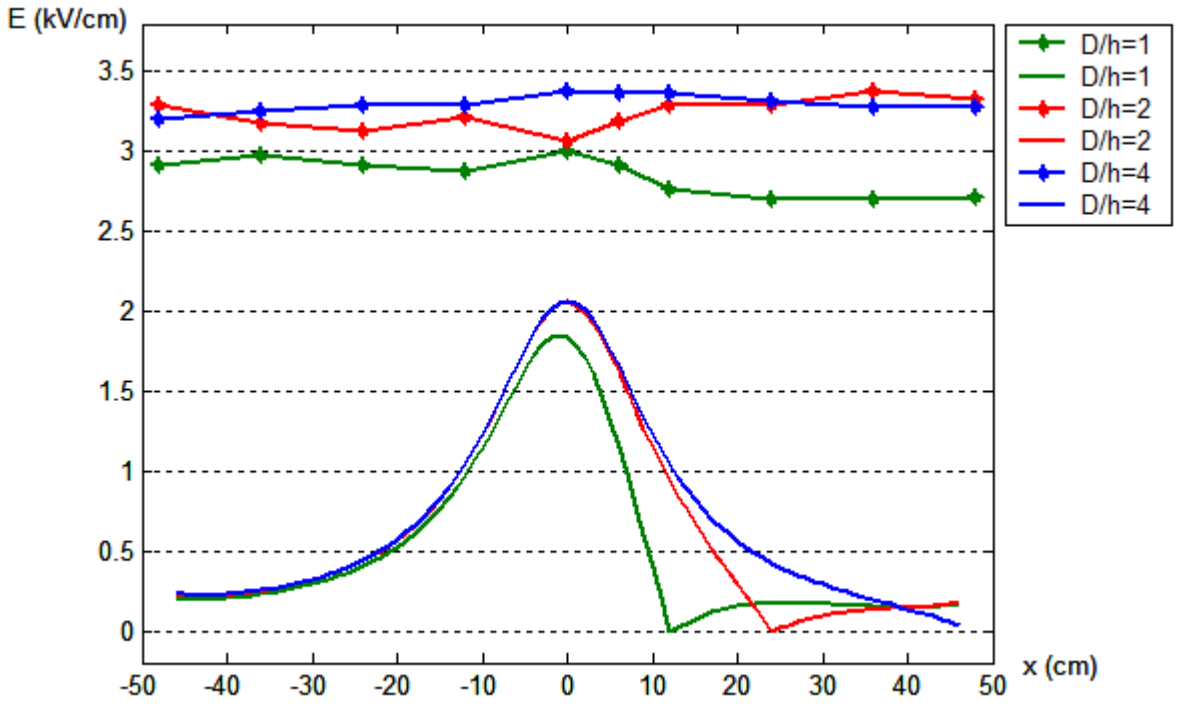

E (kV/cm)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
-50
0
50
x (cm)
D/h=0
D/h=0
D/h=0.5
D/h=0.5
D/h=1
D/h=1
D/h=2
D/h=2
D/h=4
D/h=4

c) $h = 6\ cm$



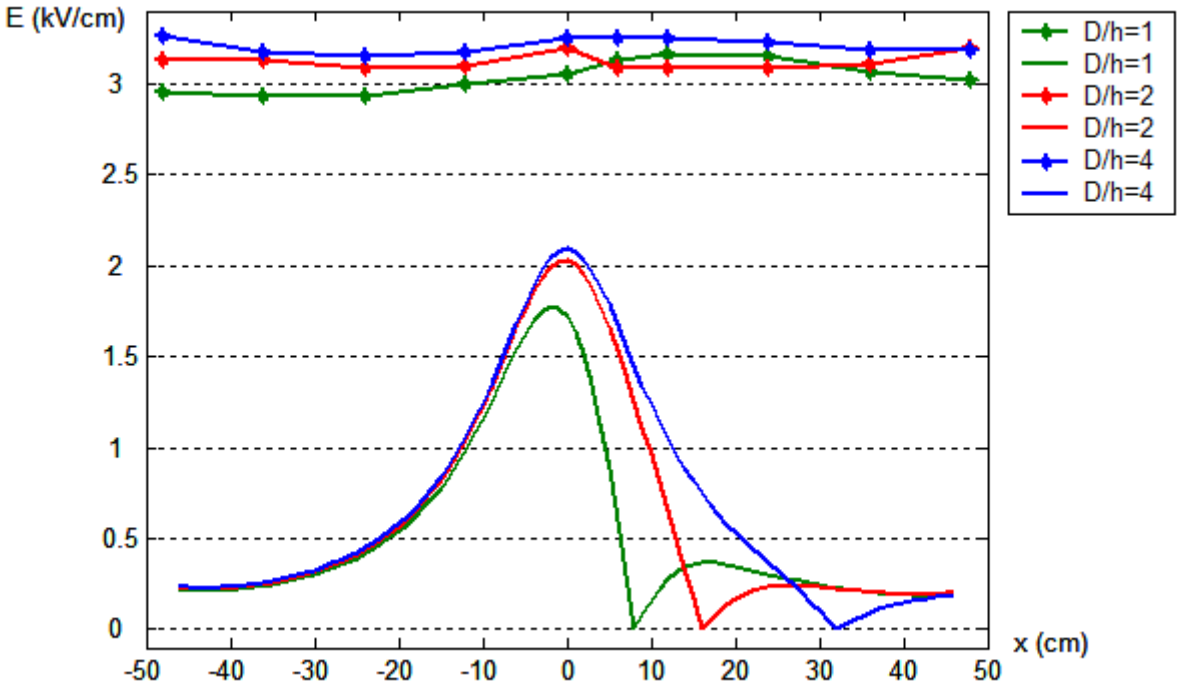
d) $h = 3\ cm$

Figure (II.14) : Champ électrique au sol en fonction de la position x , $d = 12\ cm, U = 40\ kV$

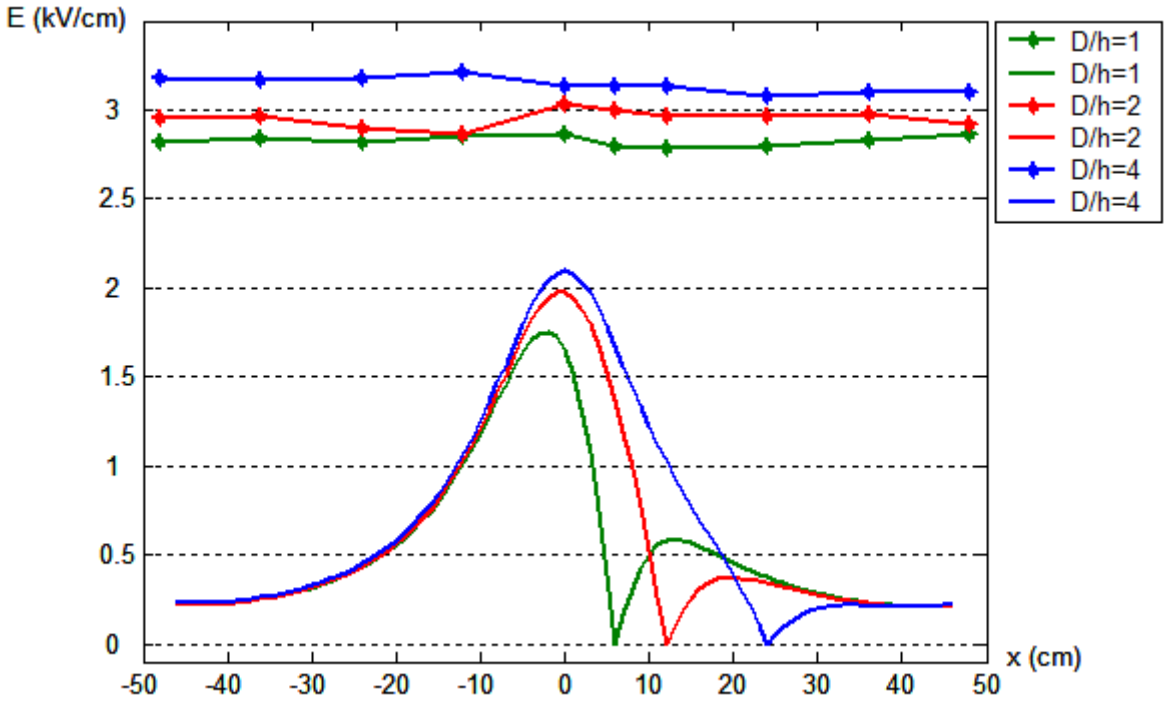


a)

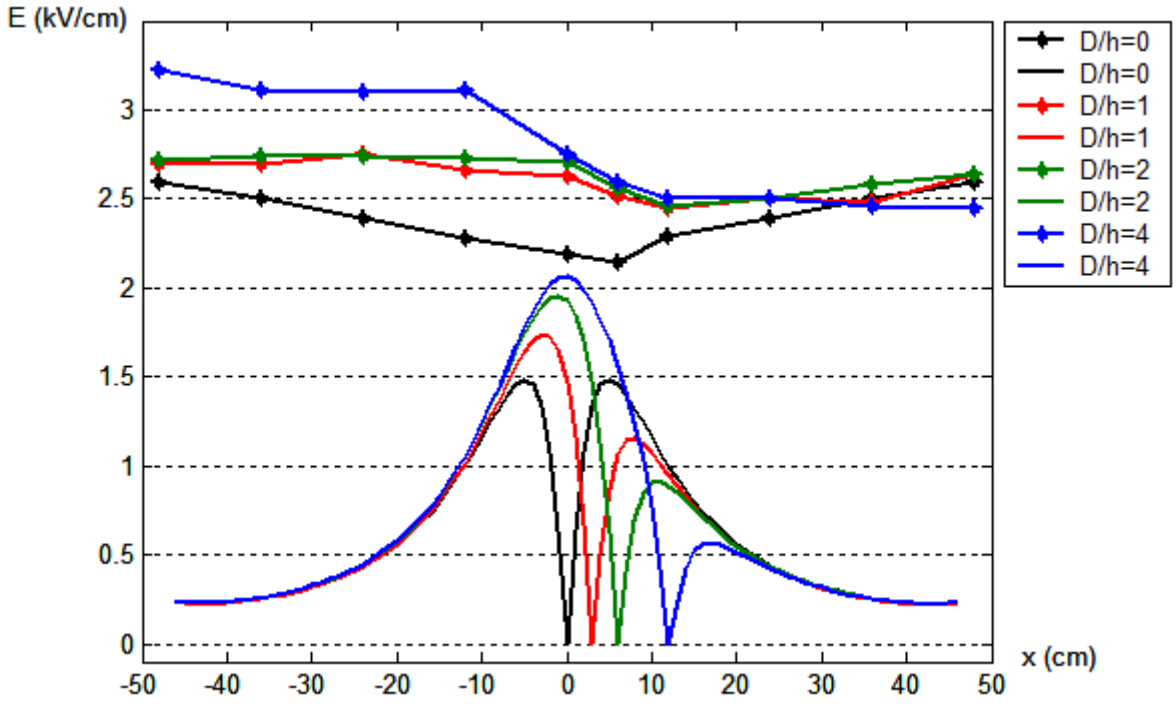
$h = 12\ cm$


E (kV/cm)
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
50
x (cm)
D/h=1
D/h=1
D/h=2
D/h=2
D/h=4
D/h=4

b) $h = 8\ cm$

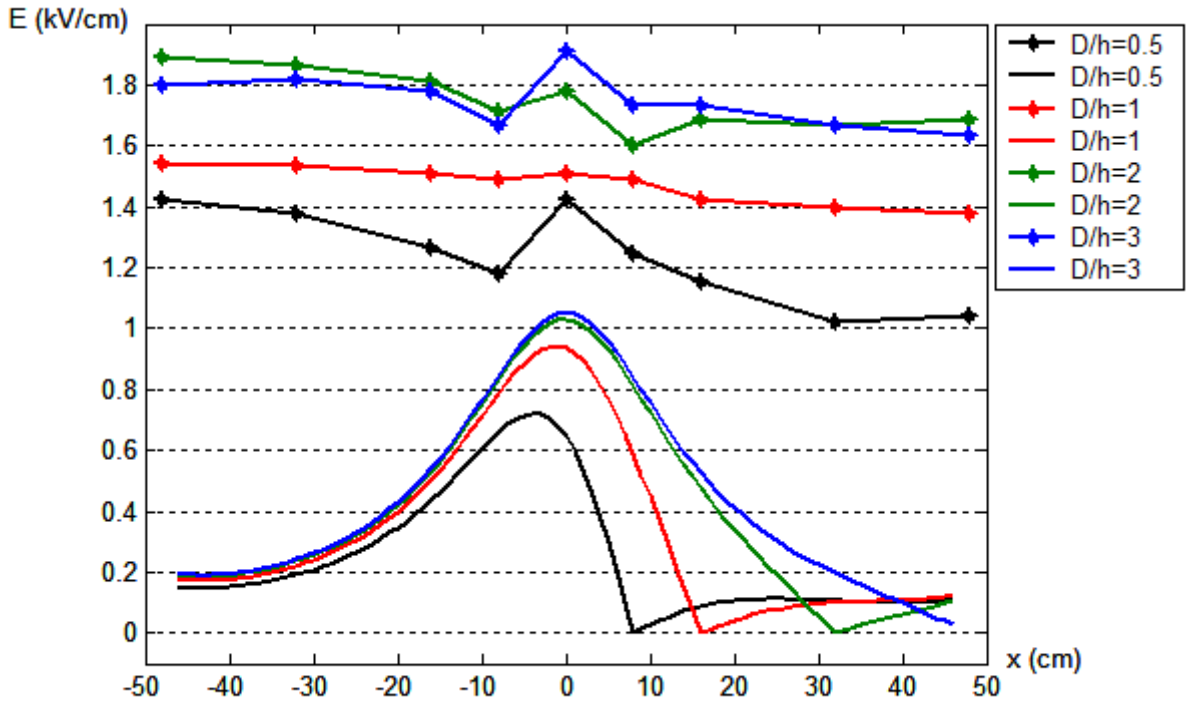

E (kV/cm)
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
50
x (cm)
D/h=1
D/h=1
D/h=2
D/h=2
D/h=4
D/h=4

c) $h = 6\ cm$

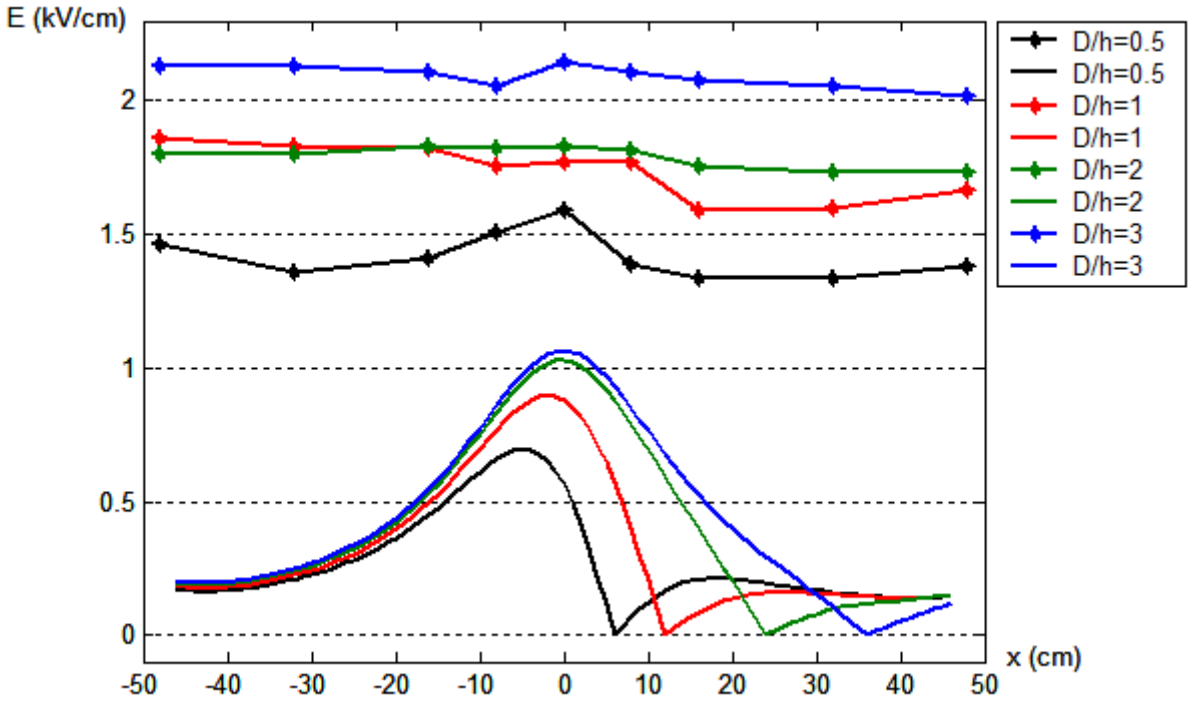


d) $h = 3\ cm$

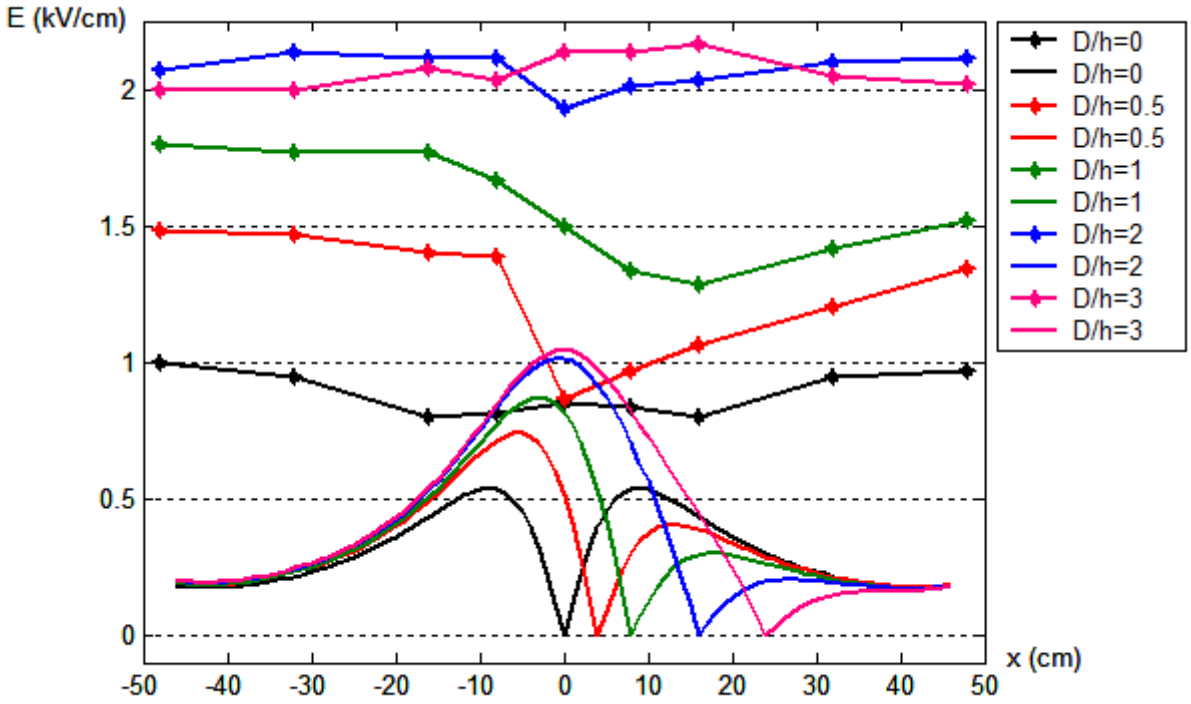
Figure (II.15) : Champ électrique au sol en fonction de la position x ,
$d = 12\ cm, U = 80\ kV$



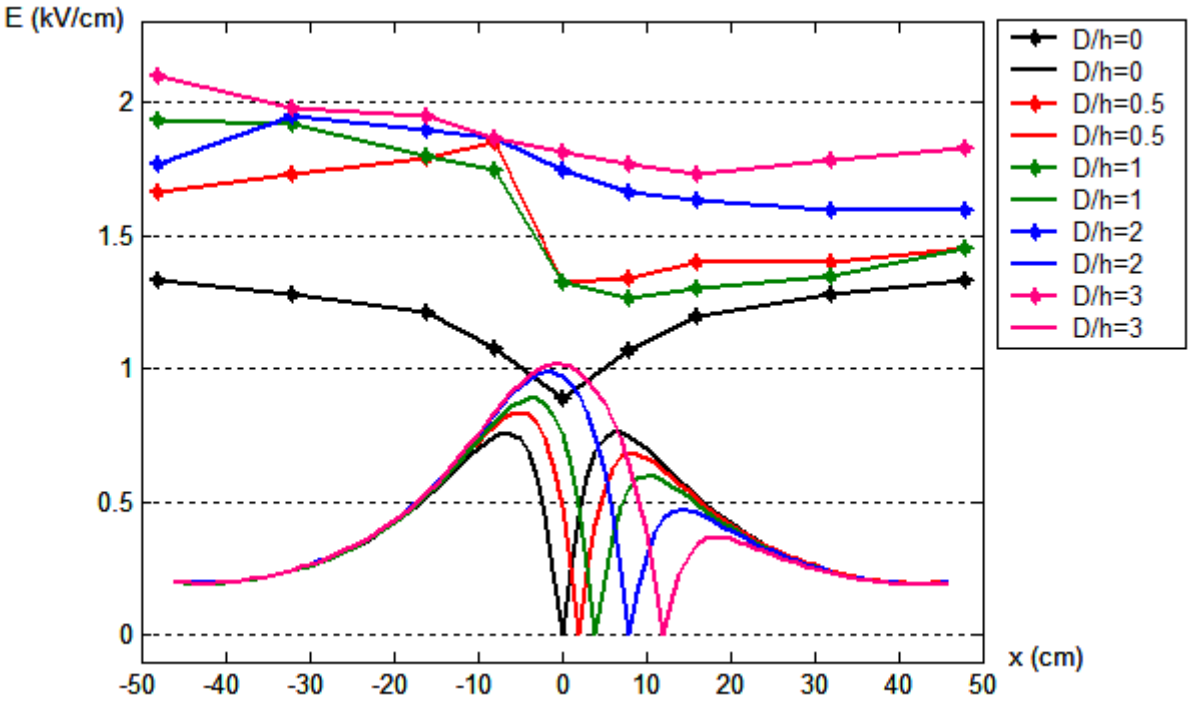
a) $h = 16\ cm$



b) $h = 12\ \ cm$

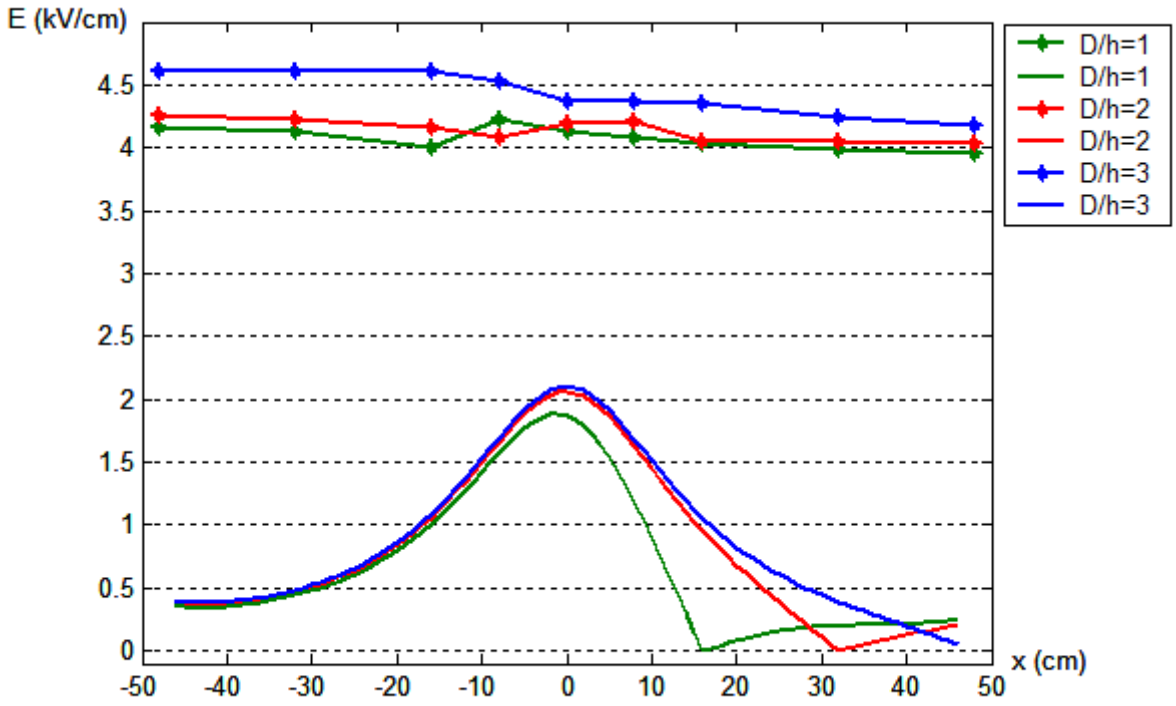


c) $h = 8\ \ cm$

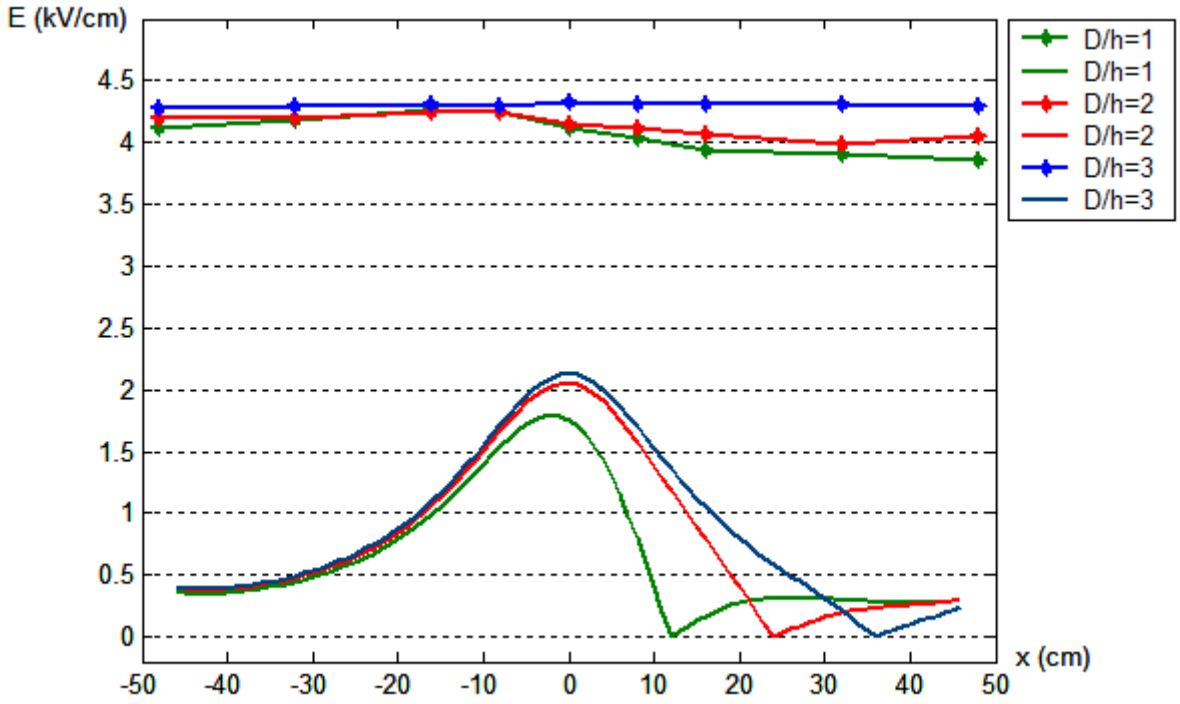


d) $h = 4\ cm$

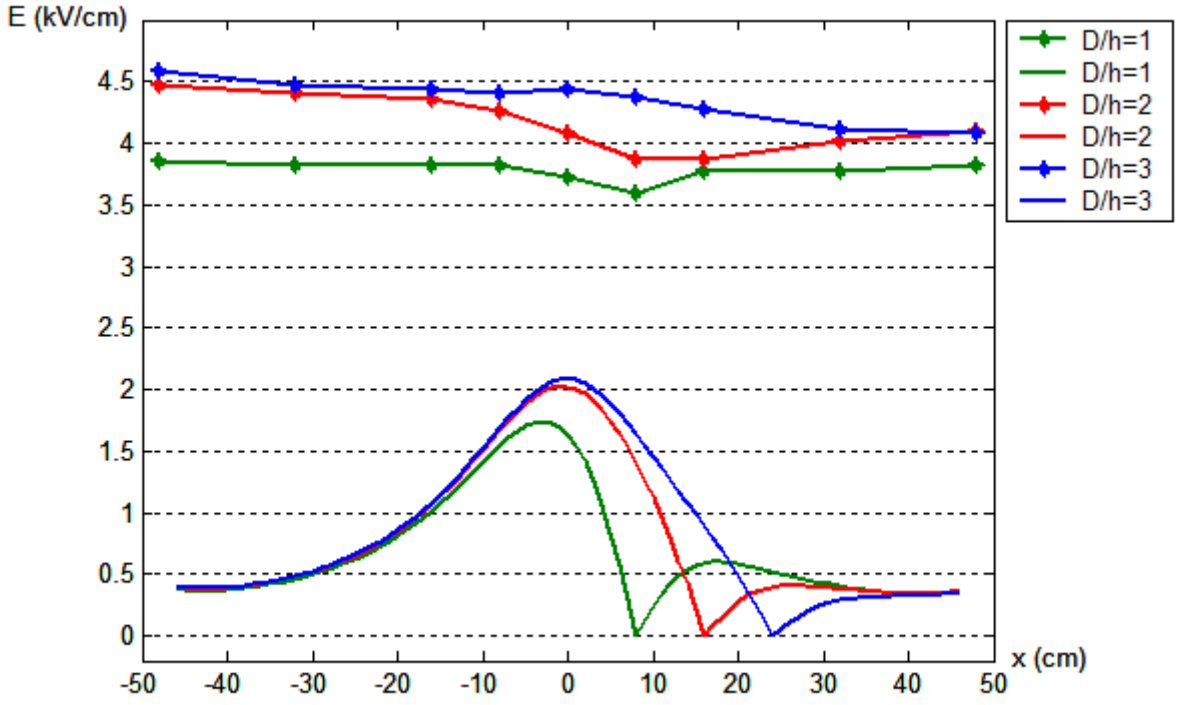
Figure (II.16) : Champ électrique au sol en fonction de la position x , $d = 16\ cm, U = 56\ kV$



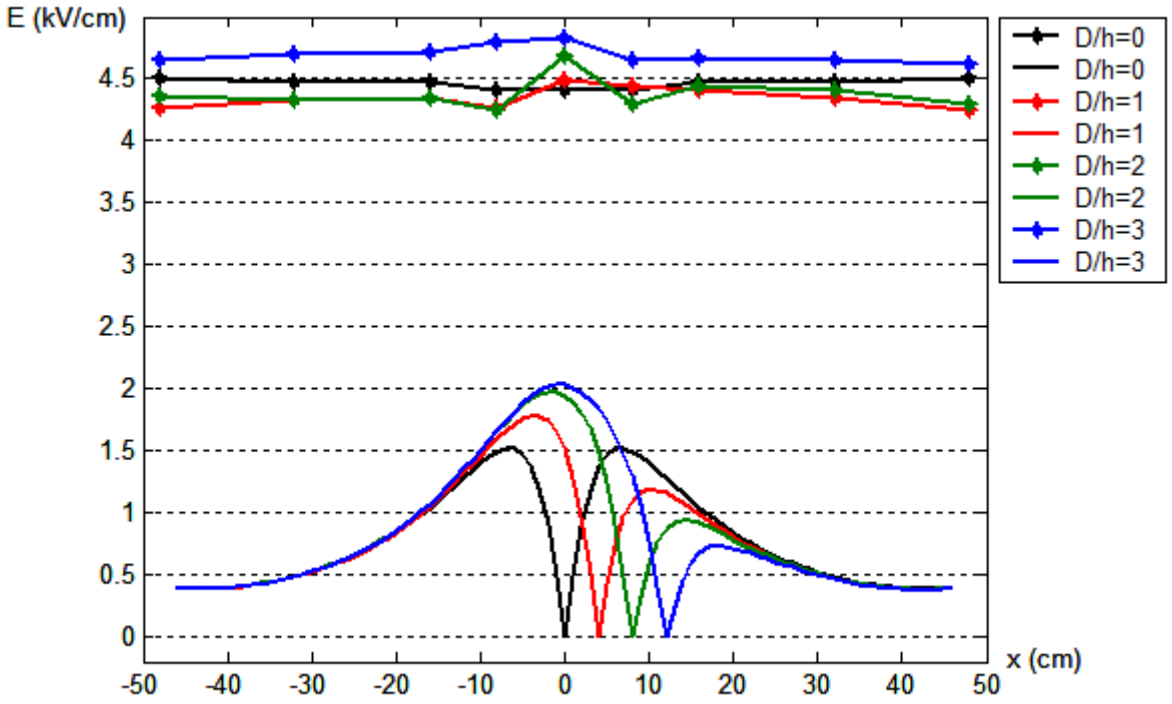
a) $h = 16\ cm$



b) $h = 12\ \ cm$



c) $h = 8\ \ cm$



d) $h = 4\ cm$

Figure (II.17) : Champ électrique au sol en fonction de la position x ,
$d = 16\ cm, U = 112\ kV$

En introduisant le paratonnerre (figures II.12 à 17), la répartition du champ sur le sol, calculé par simulation, change en fonction de la position et de la hauteur de ce dernier. En effet, ce champ présente deux sommets et s'annule au pied du paratonnerre. Cette répartition est complètement différente des résultats expérimentaux rapportés par Mezai.

Nous constatons que plus le paratonnerre se rapproche de la pointe haute tension c'est-à-dire D/h diminue plus le champ électrique sur le sol est faible (figures II.12 à II.17). Pour une position du paratonnerre $D/h = 0$, le champ électrique obtenu par simulation au sol, au dessous de la pointe haute tension tend vers zéro (figure II.17.d), pour atteindre la valeur de 2.0317 kV/cm pour $D/h = 3$ qui est celle du système étudié sans paratonnerre figure II.5.

Nous enregistrons pour des positions très éloignées du paratonnerre plus $D/h \geq 3$ (figures II.12.a-II.15.a, figures II.13.b-II.15.b et figures II.14.c-II.15.c où $D/h = 4$) et (figures II.16.a-II.17.a, figures II.16.b et II.16.c pour $D/h = 3$) une répartition du champ au sol qui s'approche du système pointe plan sans paratonnerre. Ce qui réduit l'effet du paratonnerre sur la distribution du champ au sol, en particulier au dessous de l'électrode pointe. Ceci explique l'inefficacité du paratonnerre à protéger lorsqu'il s'éloigne de la tête du traceur.

Nous expliquons ce résultat par le fait que les lignes du champ sont concentrées sur la pointe du paratonnerre lorsque ce dernier s'approche de la pointe haute tension. Donc le paratonnerre capte une quantité importante de lignes du champ lorsqu'il se trouve au voisinage de la verticale qui passe par le milieu du plan [4], une forte probabilité de décharge sur le paratonnerre devient imminente.

Pour des rapports $D/h = 0$, le champ est moins intense sur le sol, donc le paratonnerre se trouve dans la position idéale pour attirer la foudre. Ce résultat confirme aussi, les distances de capture du paratonnerre calculées dans le paragraphe ($ II-3), au delà d'une certaine distance limite de *x* le paratonnerre ne protège plus.

Pour des distances inter électrodes d=16 cm (figure II.16 et figure II.17), d=12 (figure II.15) le champ électrique obtenu par le code numérique est toujours inférieur à celui mesuré expérimentalement. Par contre, pour une distance d=8 cm (figure II.12, figure II.13) et d=12 cm (figure II.14) le champ électrique relevé par simulation en dehors de la tige sous tension, est toujours inférieure à celui mesuré expérimentalement, mais il reste plus ou moins proche au voisinage de la pointe haute tension.

Pour examiner l'influence de la hauteur du paratonnerre, nous présentons dans les figures (II.18 à II.20), la variation du champ électrique au sol, pour une position fixe du paratonnerre, en fonction de sa hauteur *h*.

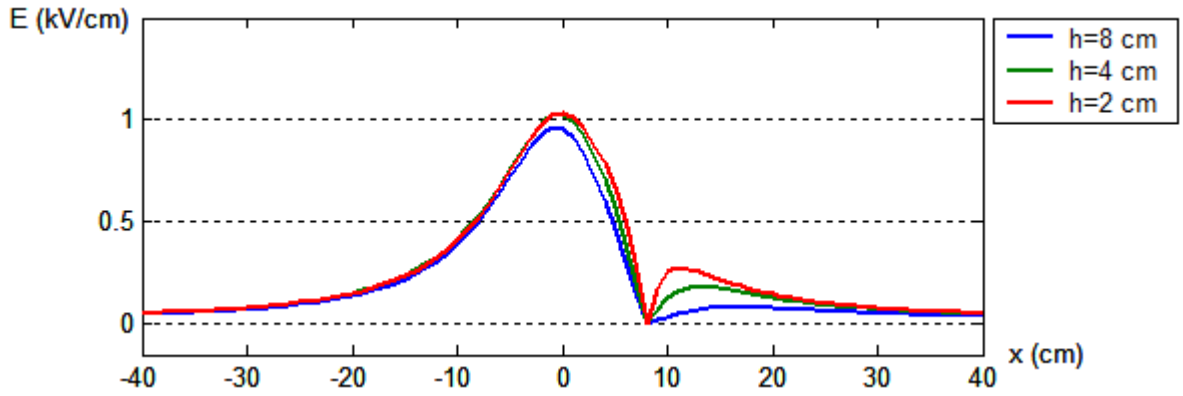


Figure (II.18) : Champ électrique au sol pour trois hauteurs du paratonnerre.
$d = 8\ cm, U = 25.6\ kV$ et $D = 8\ cm$

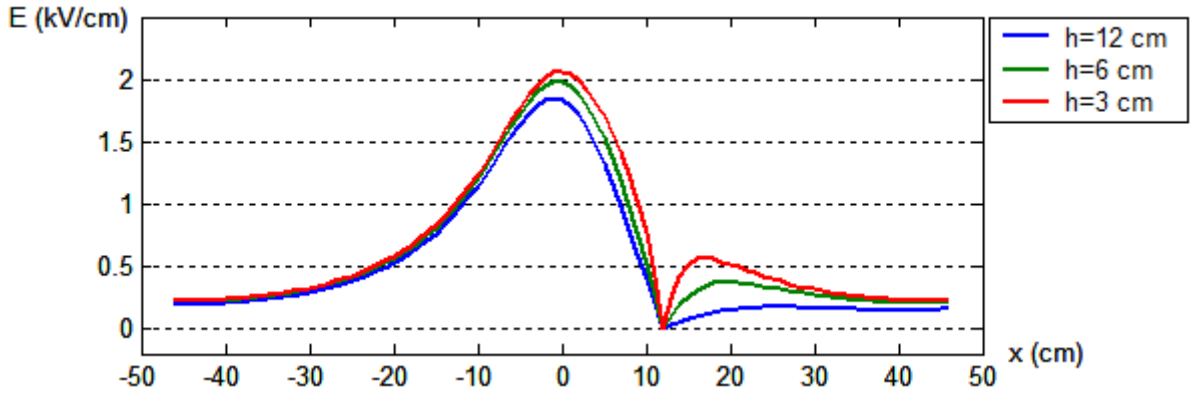


Figure (II.19) : Champ électrique au sol pour trois hauteurs du paratonnerre.
$d = 12\ cm, U = 80\ kV$ et $D = 12\ cm$

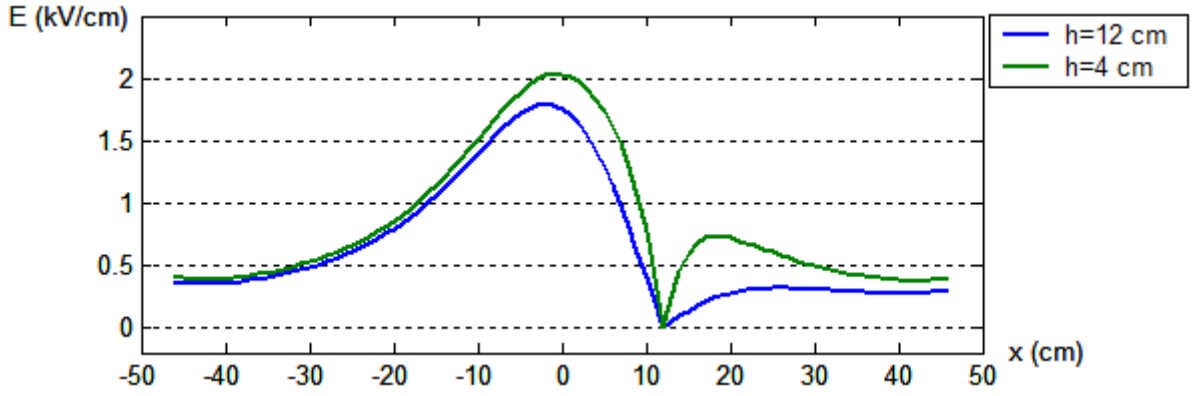


Figure (II.20) : Champ électrique au sol pour deux hauteurs du paratonnerre.
$d = 16\ cm, U = 112\ kV$ et $D = 12\ cm$

La remarque générale que nous pouvons tirer des figures II.18 à II.20, pour une position donnée du paratonnerre (D fixe), le champ sur le sol diminue lorsque la hauteur du paratonnerre augmente. En effet, dans la figure II.20, l'intensité du champ électrique au dessous de la pointe haute tension, est égale à 2.032 kV/cm pour une hauteur h=12 cm. La valeur de ce champ à cet endroit vaut 1.7557 kV/cm pour une hauteur h=4 cm. En outre, plus la hauteur du paratonnerre augmente plus les lignes du champ sont attirées par sa pointe, ce qui affaiblit éventuellement le champ électrique à son voisinage. En effet, plus la hauteur du paratonnerre diminue plus son rayon de capture diminue et sa zone de protection devient plus restreinte. Ce résultat justifie les zones limites de protection données dans le tableau II.2, pour des faibles hauteurs du paratonnerre.

II-5-4) Champ au milieu du plan

Nous avons constaté dans les résultats précédents, que le champ électrique est plus important au dessous de l'électrode haute tension. Nous présentons dans les figures (II.21 à II.26), la variation du champ électrique au milieu du plan, en fonction de la position et de la hauteur du paratonnerre, pour une distance d et une tension U fixes.

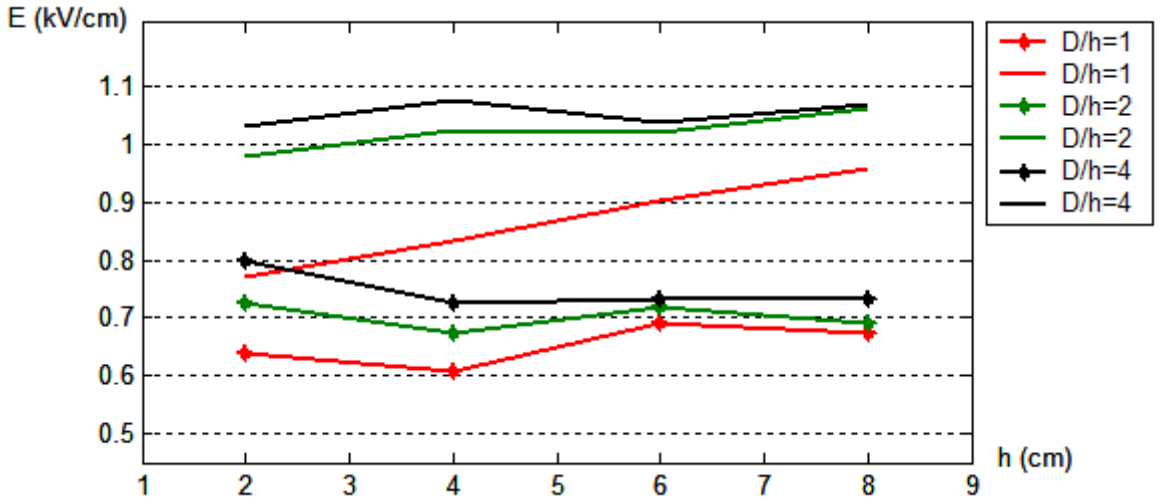


Figure (II.21) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 8\ cm\ U = 25.6\ kV$

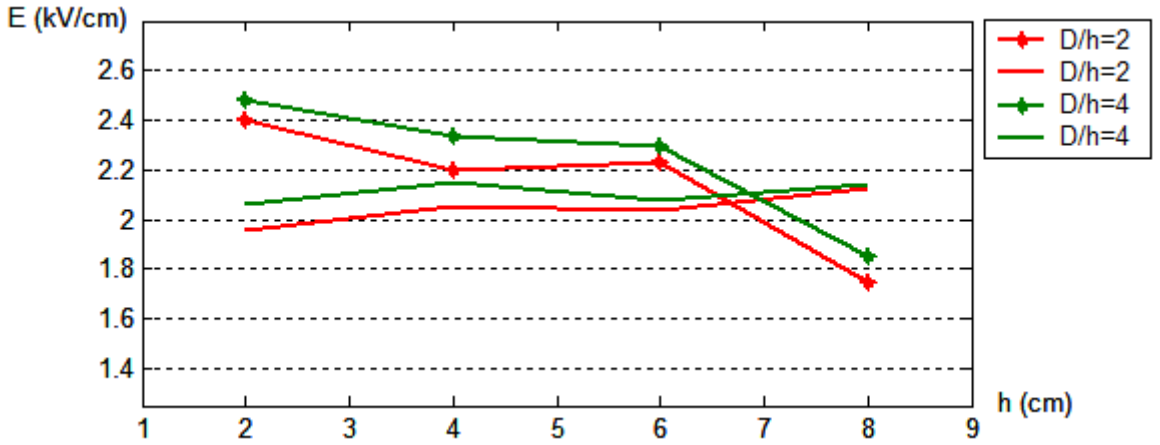


Figure (II.22) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 8\ cm\ U = 51.2\ kV$

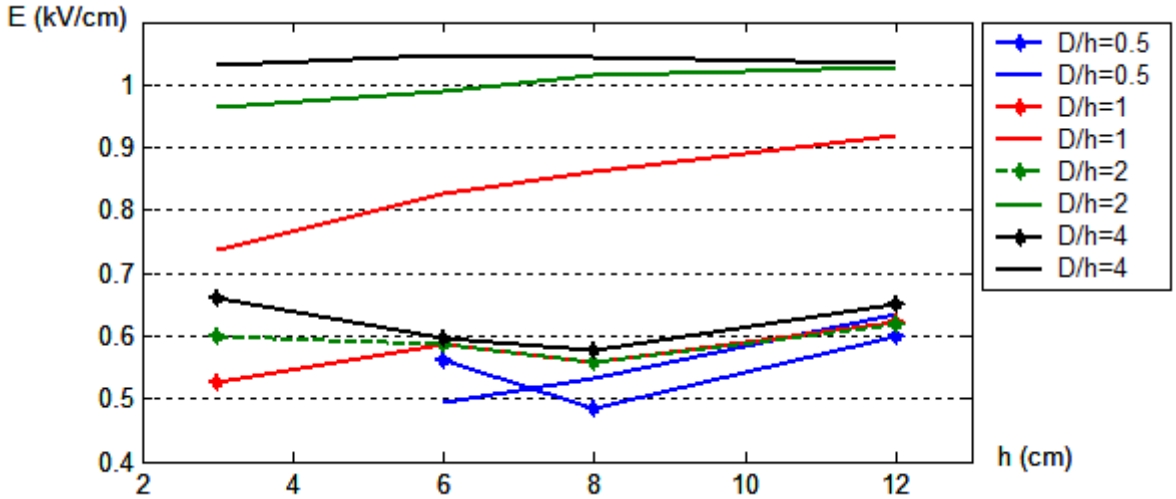


Figure (II.23) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 12\ cm\ U = 40\ kV$

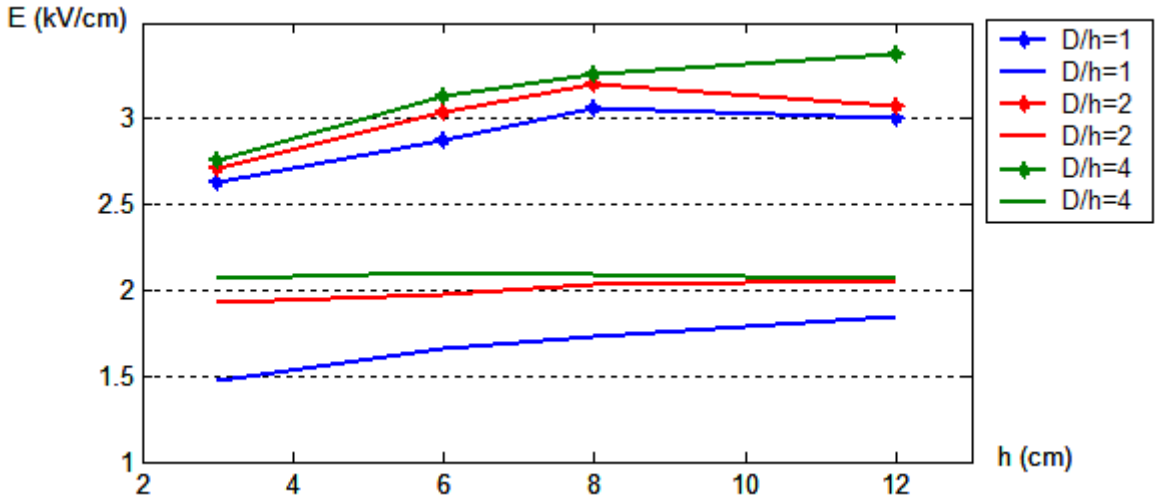


Figure (II.24) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 12\ cm\ U = 80\ kV$

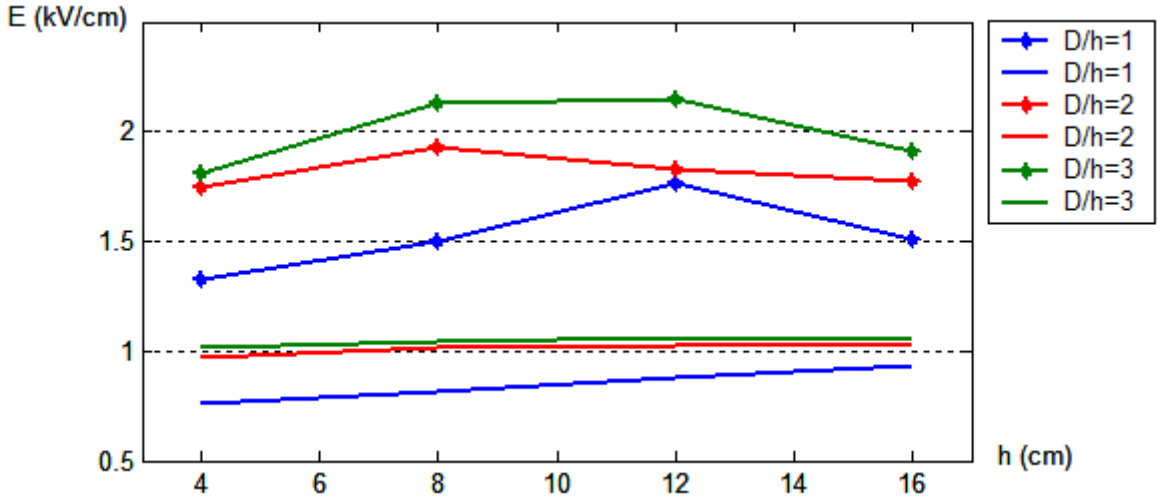


Figure (II.25) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 16\ cm\ U = 56\ kV$

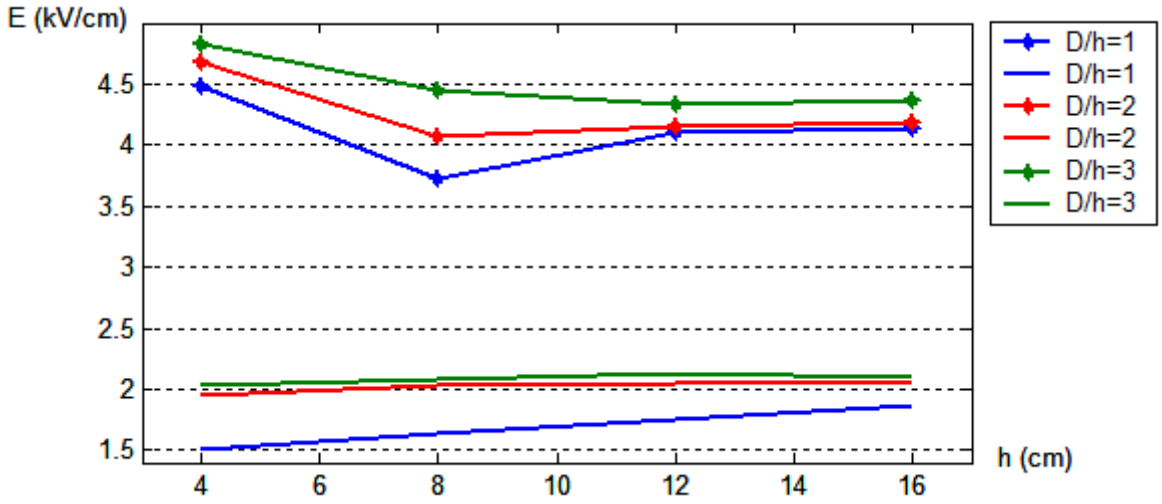


Figure (II.26) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 16\ cm\ U = 112\ kV$

Pour des distances inter-électrodes d=16 cm (figures II.25 et II.26), d=12 (figure II.24), d=8 cm (figure II.22), les valeurs du champ électrique trouvées, par simulation au milieu du plan sont inférieures à celles obtenues expérimentalement. Par contre le champ mesuré expérimentalement, est inférieure à celui obtenu par simulation, pour les distances inter électrodes d=12 (figure II.23), d=8 (figure II.21).

Nous remarquons clairement pour une hauteur fixe du paratonnerre (h fixe), que le champ croît lorsque sa position s'éloigne de centre du plan. Dans le cas de simulation, (figure II.26, h=4cm) pour des positions du paratonnerre $D/h=1$, $D/h=2$, $D/h=3$, les valeurs du champ sont respectivement 1.513 kV/cm, 1.9436 kV/cm, 2.0317 kV/cm. Cette dernière valeur du champ est très proche de celle obtenue avec le système sans paratonnerre figure II.5 qui vaut 2.12 kV/cm.

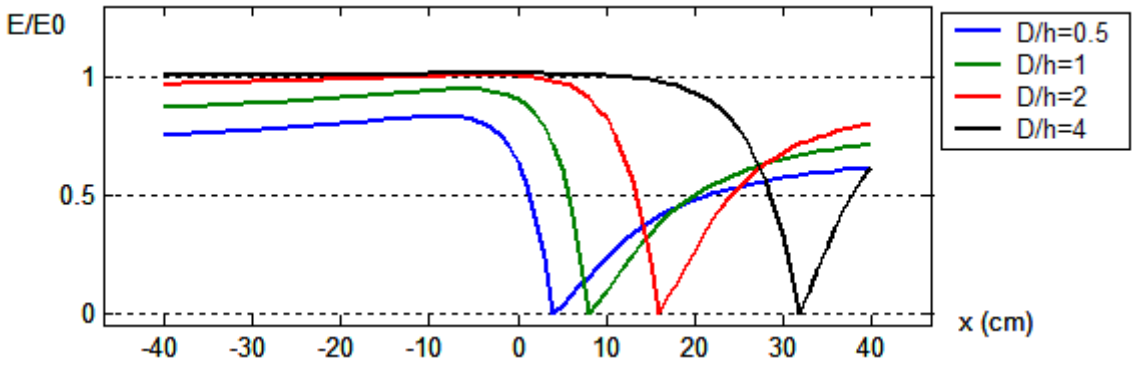
Pour un rapport D/h fixe, nous remarquons que l'intensité du champ électrique augmente légèrement, au fur et à mesure que la hauteur et la position du paratonnerre augmentent. Dans la figure II.26, $D/h=1$, pour différentes hauteurs du paratonnerre h=4, 8, 12, 16 cm, l'intensité du champ passe de la valeur 1.513 kV/cm pour h=4 cm à la valeur 1.872 kV/cm pour h=16.

Le champ au milieu du plan croît, lorsque le rapport D/h augmente (figure II.24, pour $D/h=1, 2, 4$). Le champ est élevé pour des positions du paratonnerre loin de l'électrode haute tension.

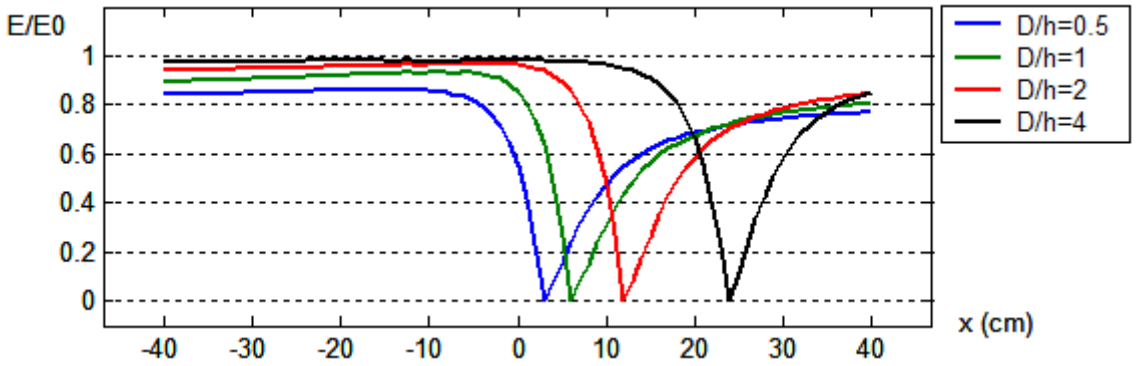
Afin d'élucider l'influence du paratonnerre, sur la répartition du champ électrique dans notre système d'étude tige plan avec paratonnerre. On définit le rapport E/E0 entre le champ électrique calculé, en présence du paratonnerre avec celui du système sans paratonnerre.

Les figures II.27 à II.32, représentent les résultats obtenus pour les différentes configurations considérées.

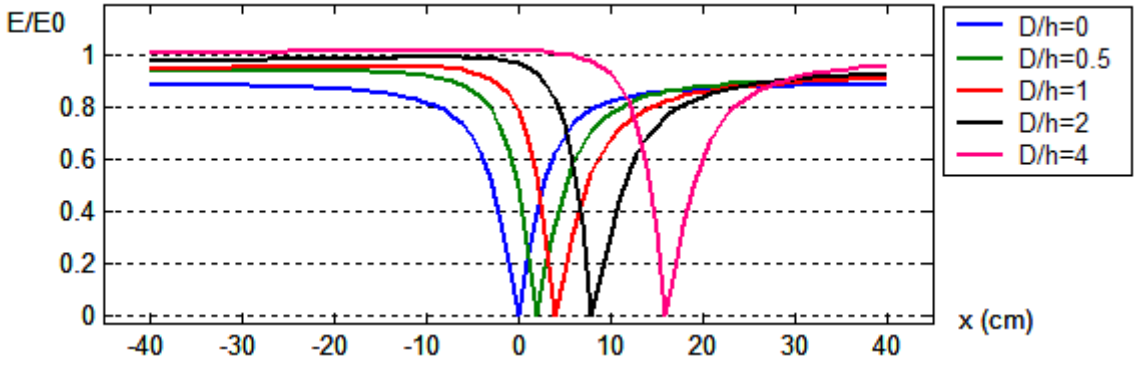
Le rapport *E/E0* s'approche de l'unité au fur à mesure que le paratonnerre s'éloigne de l'électrode haute tension (D/h augmente). Au delà d'une certaine distance (qui dépend de la hauteur du paratonnerre et de la distance inter-électrodes), le rapport *E/E0* est égal à l'unité, ce qui signifie que les résultats du champ trouvés s'approchent de ceux obtenus pour un système pointe plan sans paratonnerre. A titre d'exemple (figure II.31.a), nous pouvons remarquer que le rapport *E/E0* au dessous de la pointe haute tension a les valeurs suivantes 0.608, 0.882, 0.951, 0.991 respectivement pour les positions du paratonnerre suivantes $D/h=0.5, 1, 2, 3$.



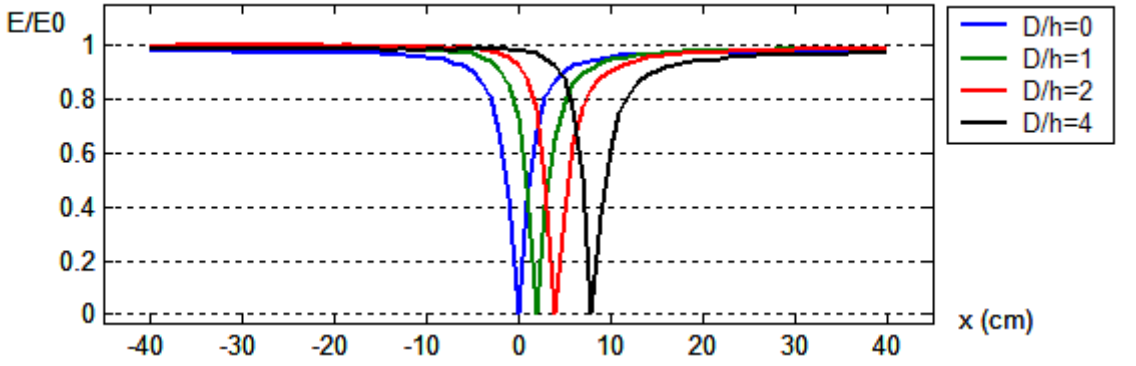
a) $h = 8\ cm$



b) $h = 6\ cm$



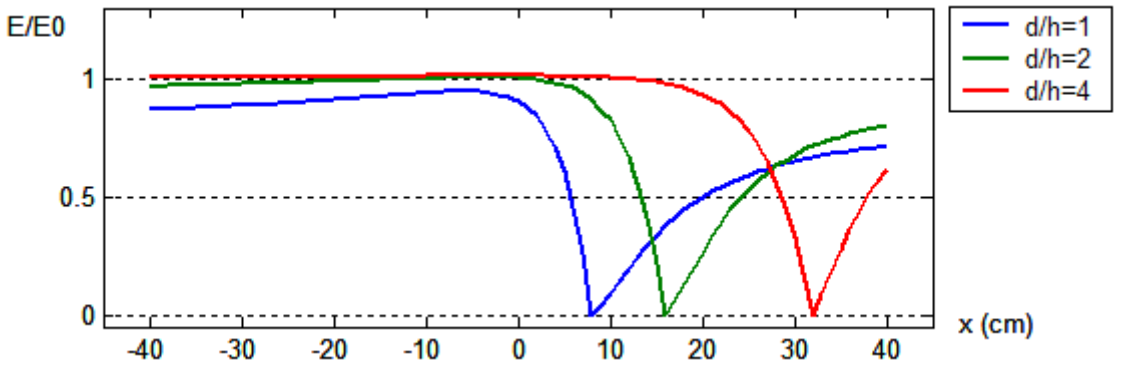
c) $h = 4\ cm$



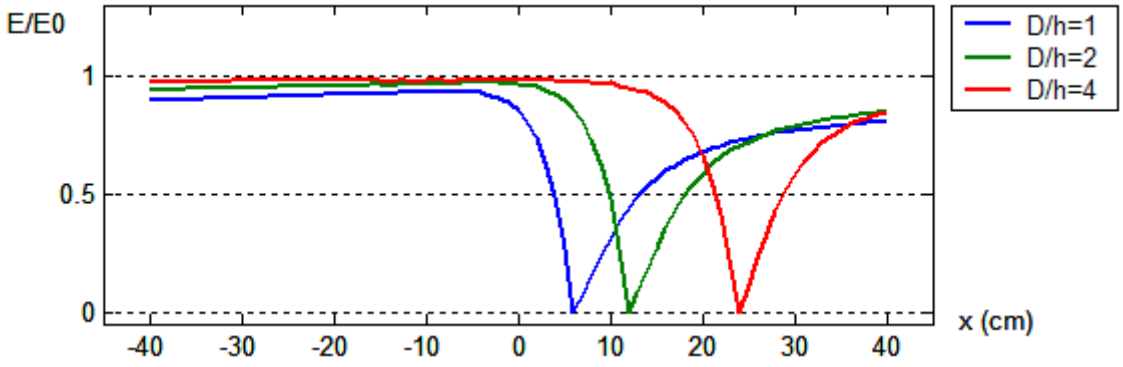
d) $h = 2\ cm$

Figure (II.27) : Variation du rapport E / E_0 en fonction de x.

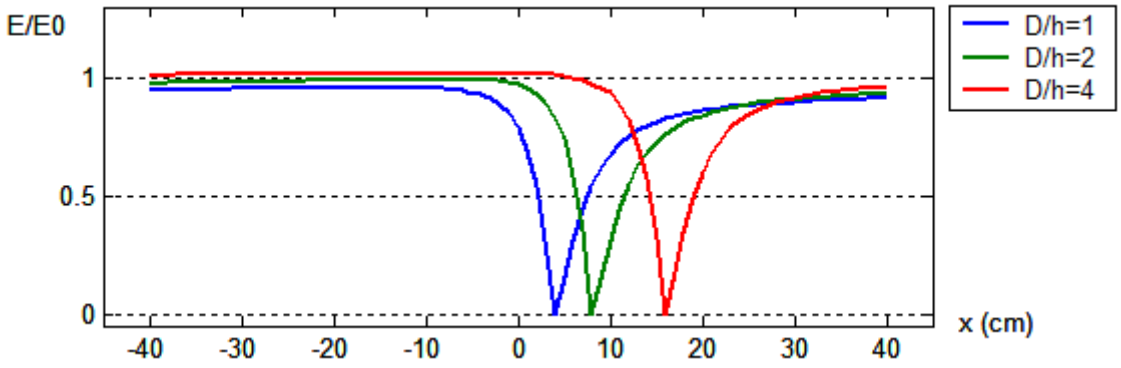
$d = 8\ cm\ U = 25.6\ kV$



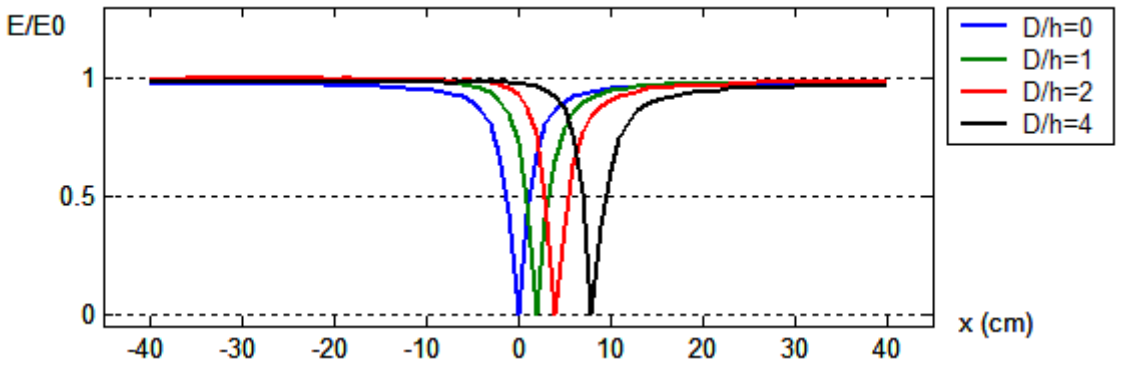
a) $h = 8\ cm$



b) $h = 6\ cm$



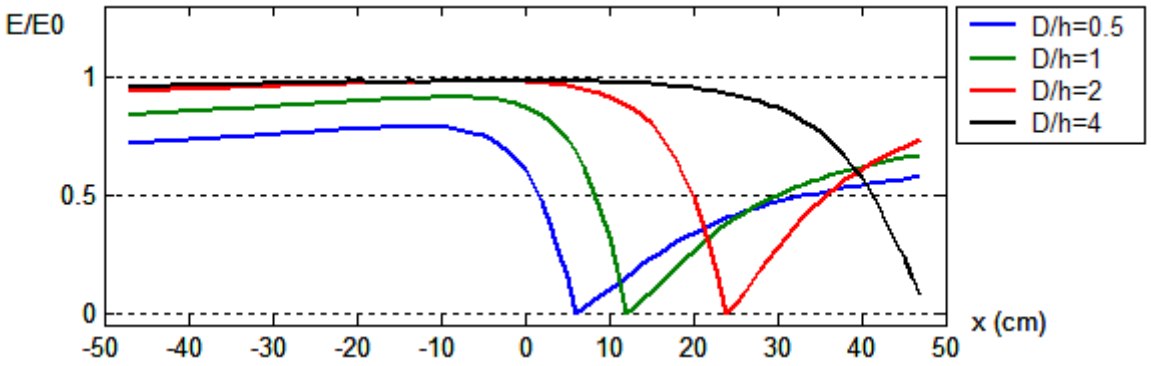
c) $h = 4\ cm$



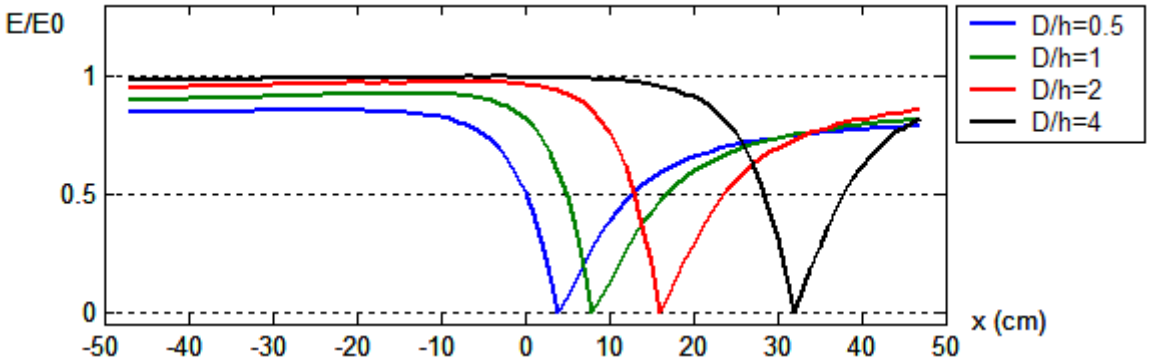
d) $h = 2\ cm$

Figure (II.28) : Variation du rapport E / E_0 en fonction de x.

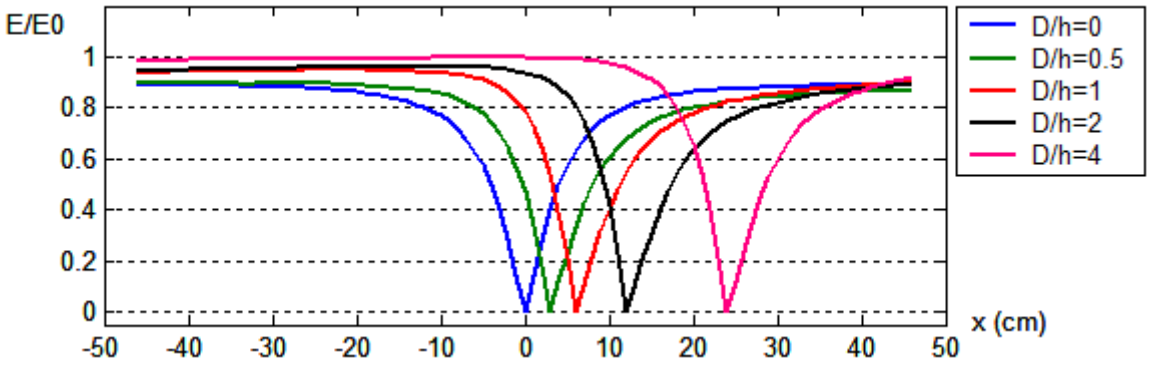
$d = 8\ cm, U = 51.2\ kV$



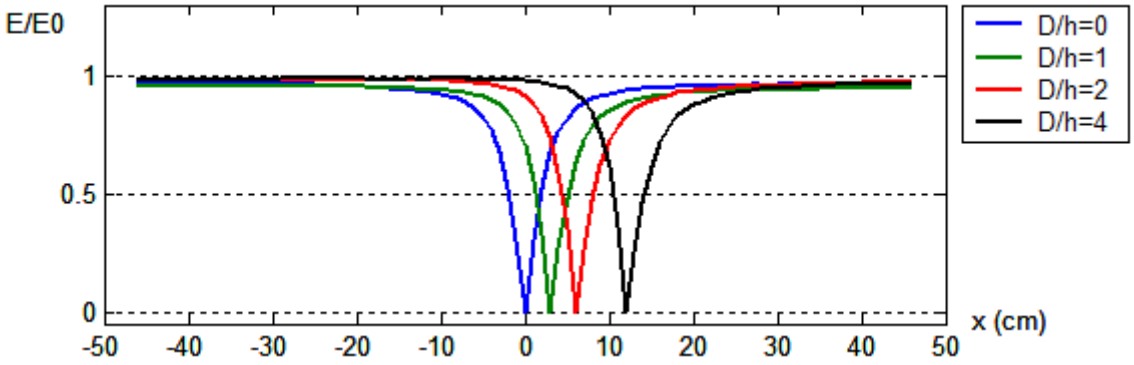
a) $h = 12\ \ cm$



b) $h = 8\ \ cm$



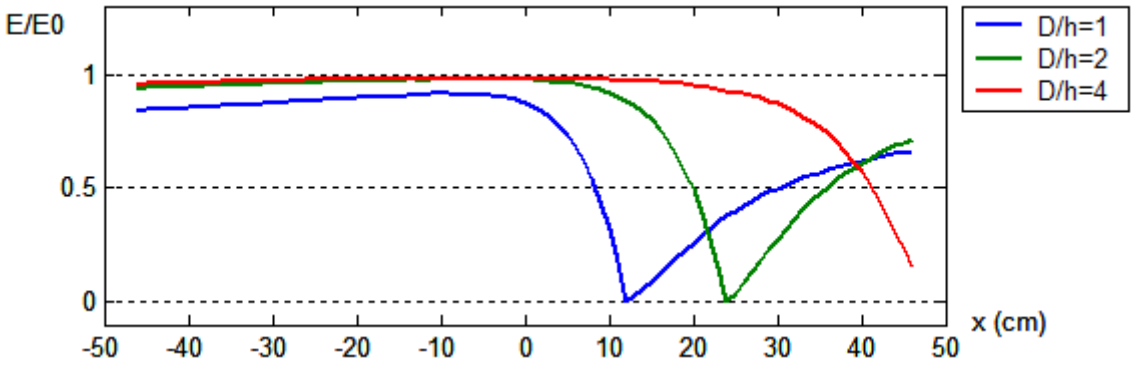
c) $h = 6\ \ cm$



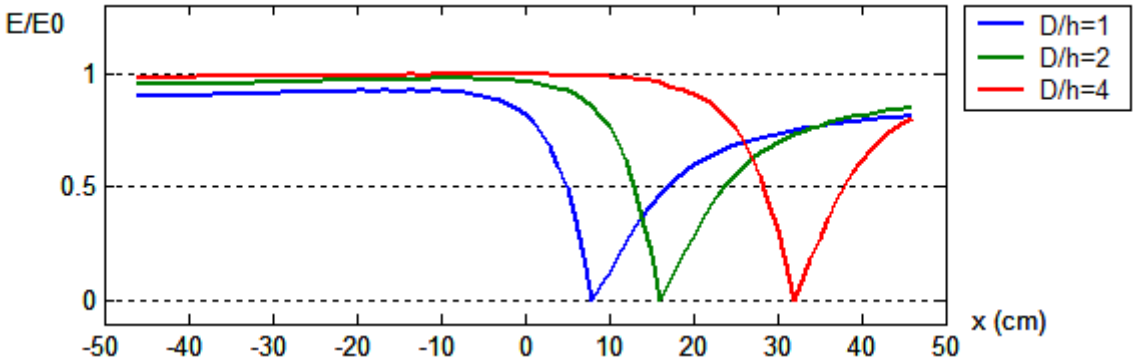
d) $h = 3\ \ cm$

Figure (II.29) : Variation du rapport E / E_0 en fonction de x.

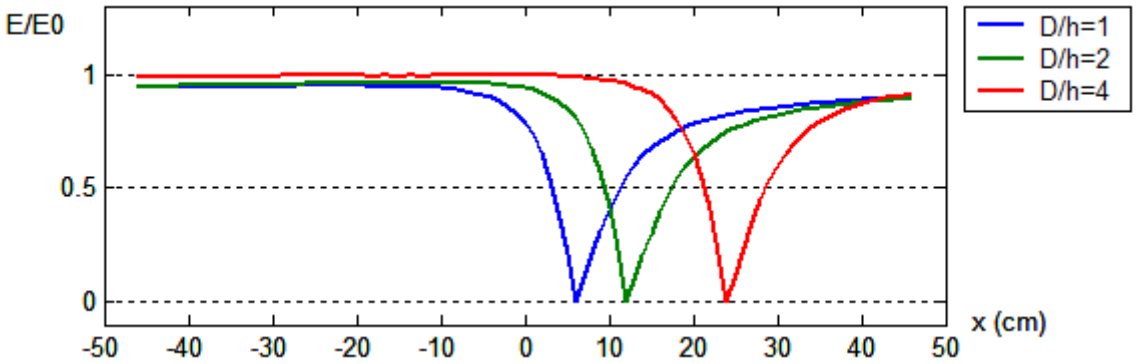
$d = 12\ \ cm, U = 40\ \ kV$



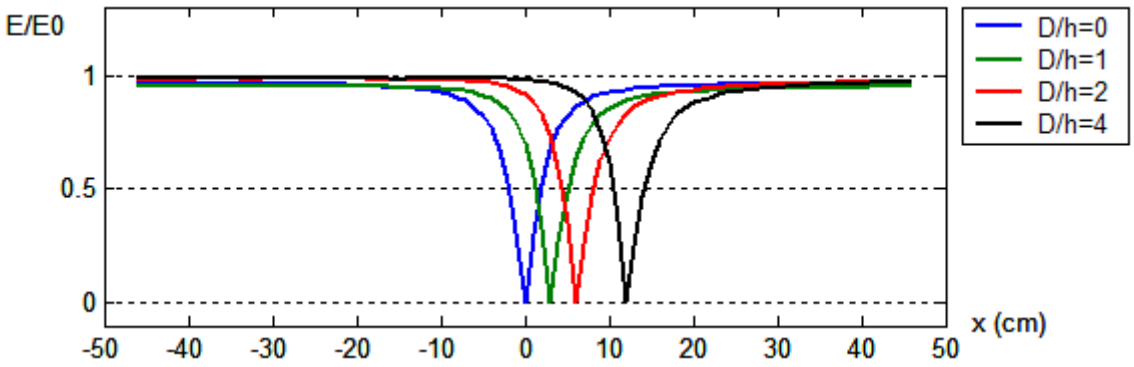
a) $h = 12\ \ cm$



b) $h = 8\ \ cm$



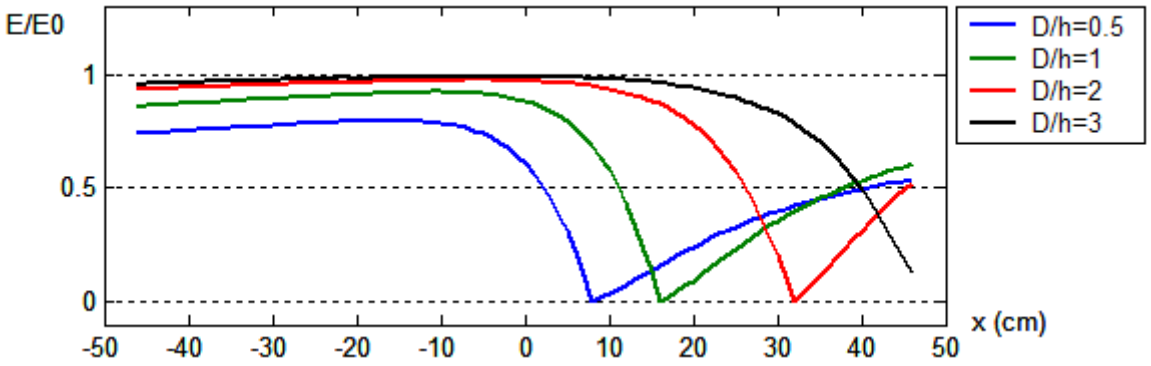
c) $h = 6\ \ cm$



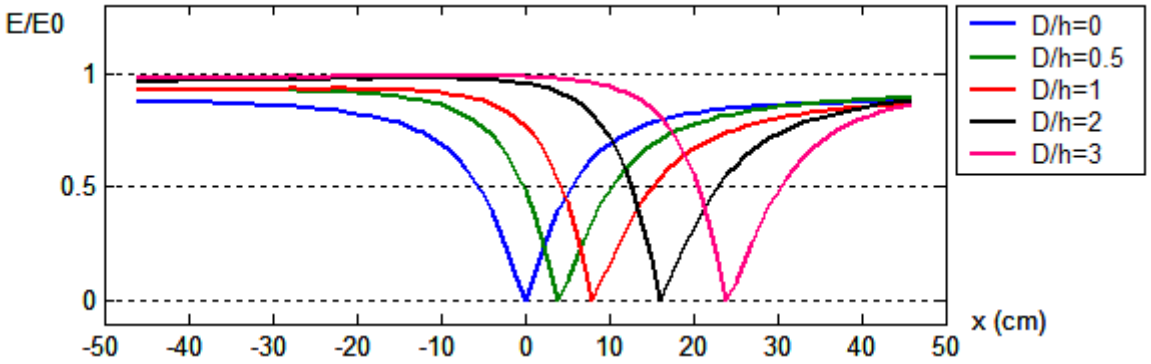
d) $h = 3\ \ cm$

Figure (II.30) : Variation du rapport E / E_0 en fonction de x.

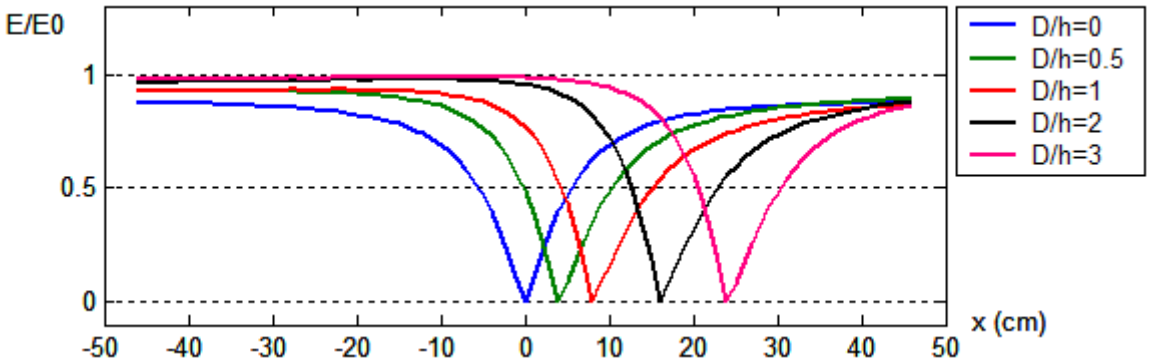
$d = 12\ \ cm, U = 80\ \ kV$



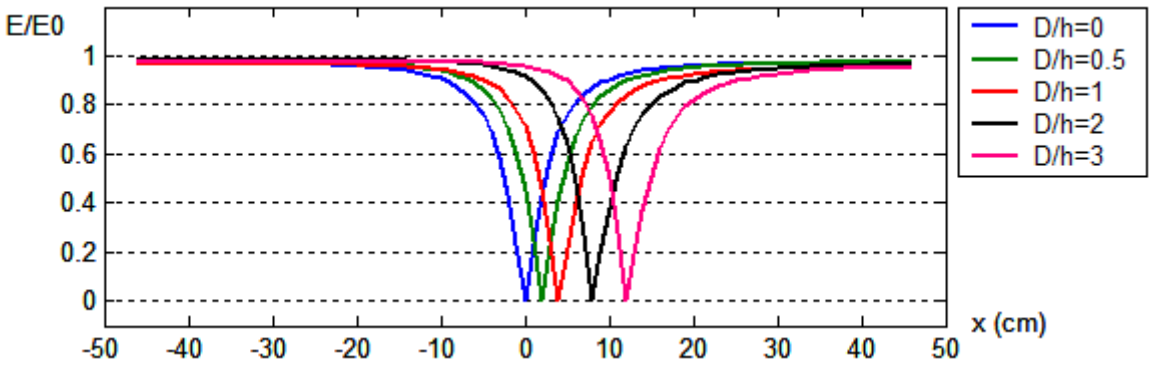
a) $h = 16\ cm$



b) $h = 12\ cm$



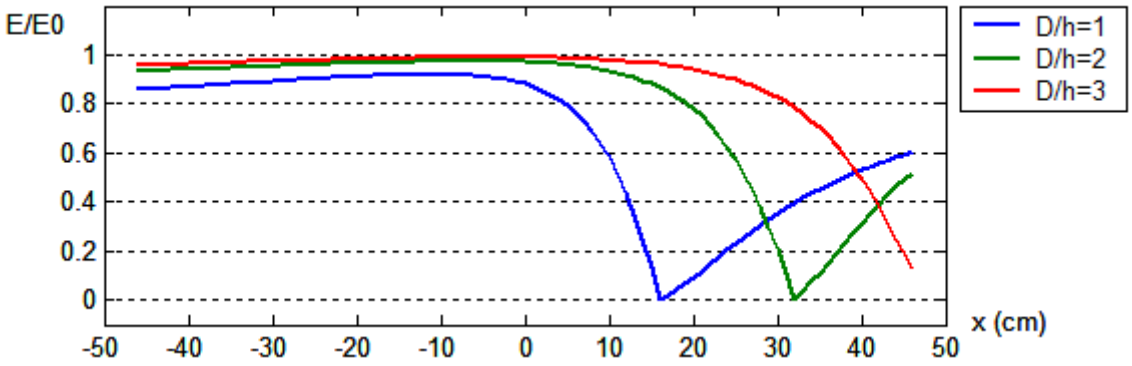
c) $h = 8\ cm$



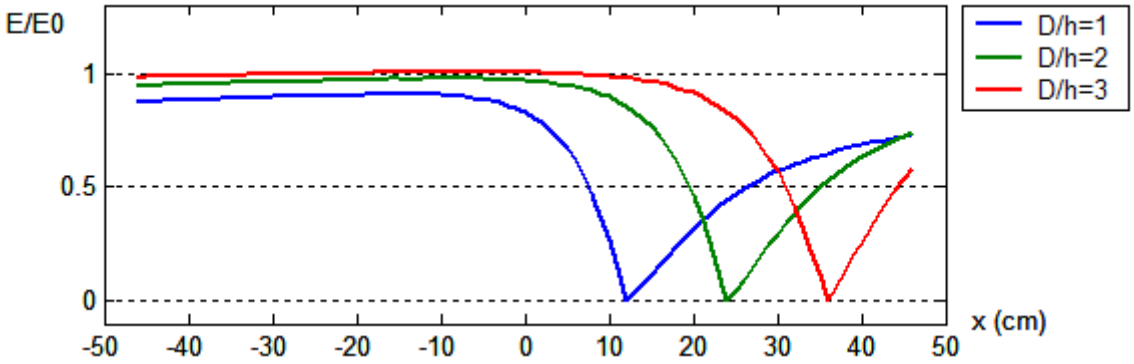
d) $h = 4\ cm$

Figure (II.31) : Variation du rapport E / E_0 en fonction de x.

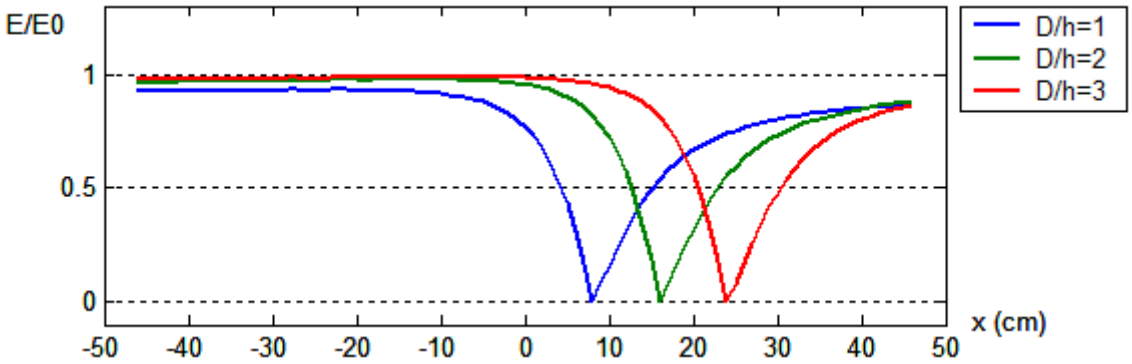
$d = 16\ cm, U = 56\ kV$



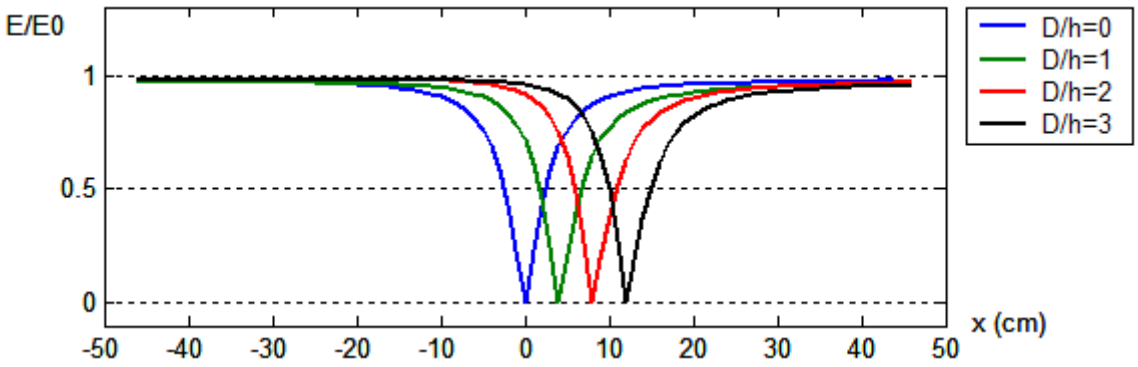
a) $h = 16\ cm$



b) $h = 12\ cm$



c) $h = 8\ cm$



d) $h = 4\ cm$

Figure (II.32) : Variation du rapport E / E_0 en fonction de x.

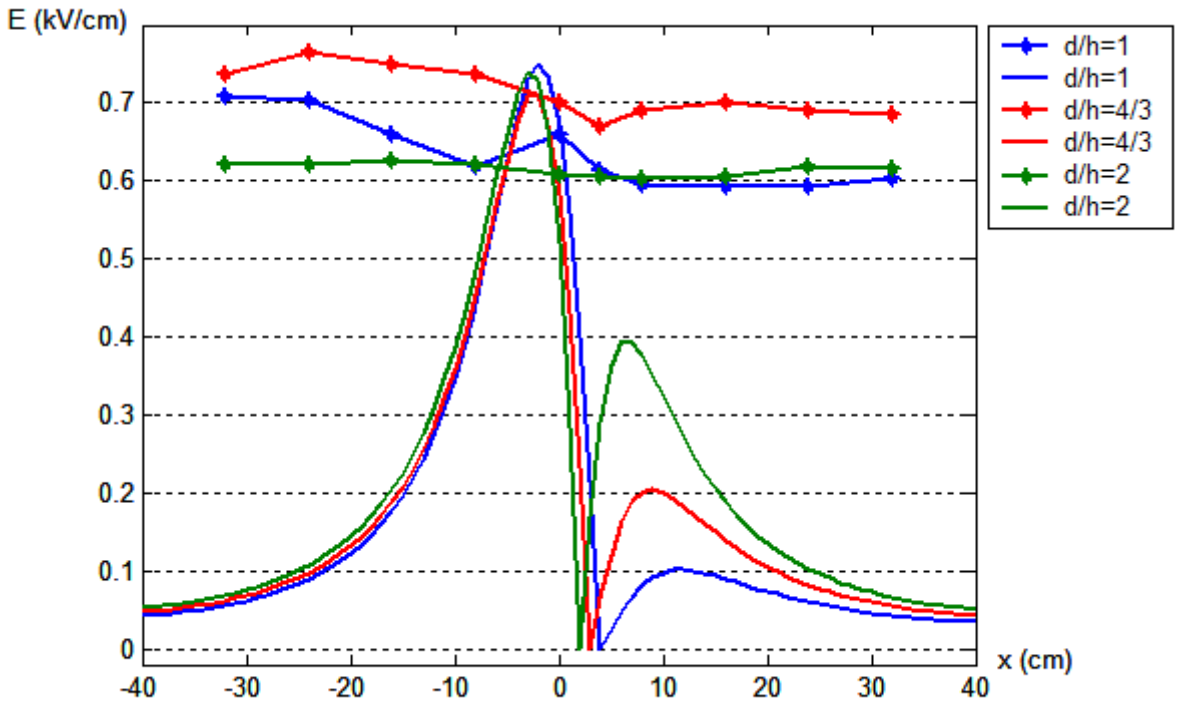
$d = 16\ cm, U = 112\ kV$

Nous remarquons aussi, que le rapport *E/E0* est très faible aux alentours du paratonnerre (figure II.31.c). Cela signifie que le champ est très réduit au voisinage du paratonnerre (figure II.31.c). Il s'annule à la position D.

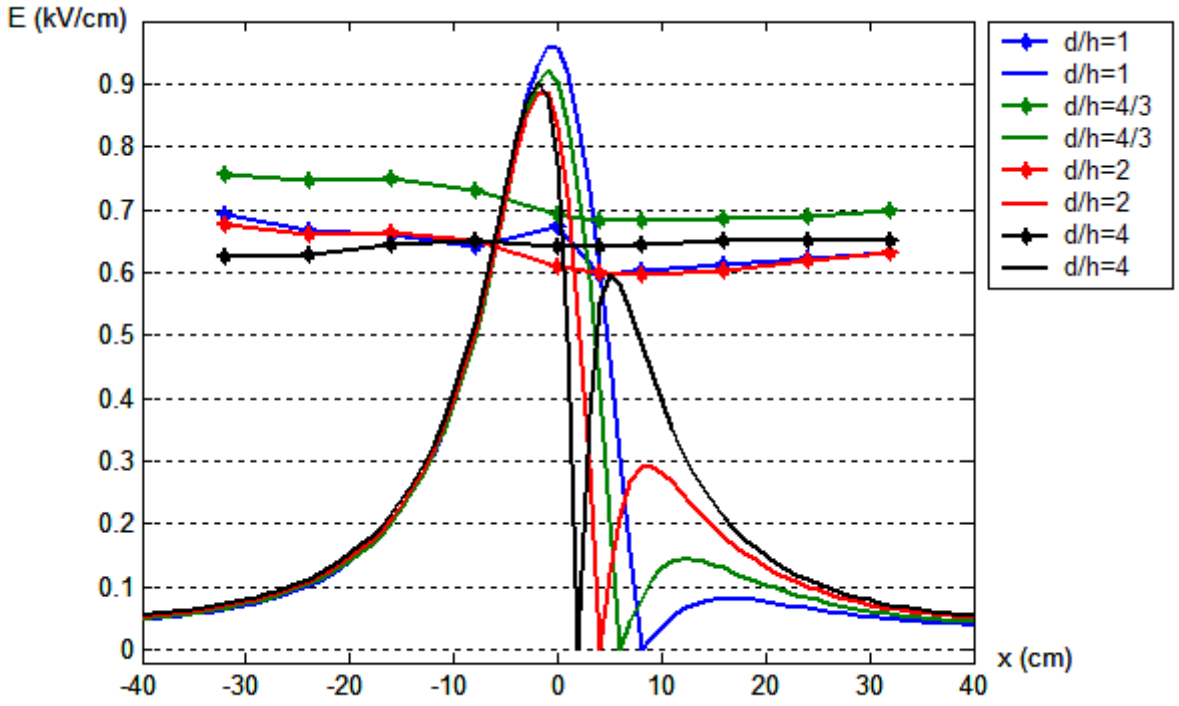
Au fur et à mesure que la hauteur du paratonnerre diminue ($h \leq 4\ cm$), (figure II.27.d à figure II.32.d), la bande de variation du rapport E/E_0 est rétrécie. Dans ce cas, les valeurs du champ en dehors de la position du paratonnerre (le rapport E/E_0 est proche de la valeur 1) sont égales à celles obtenues avec un système sans paratonnerre. Ceci démontre de la réduction d'influence du paratonnerre sur la répartition du champ au sol lorsque sa hauteur diminue. Justifiant ainsi la diminution de la zone de protection lorsque la hauteur du paratonnerre est réduite.

Les figures II.27 à II.32, nous permettent de constater que le rapport E/E_0 dans le demi-plan qui ne contient pas le paratonnerre (x appartient à l'intervalle [-50,0] cm), est toujours supérieur à celui trouvé dans l'autre demi-plan. Au delà d'une distance limite qui correspond à la zone de protection, le paratonnerre n'influence pas la variation du champ sur le sol. Dans ce cas il n'assure plus sa fonction de protection.

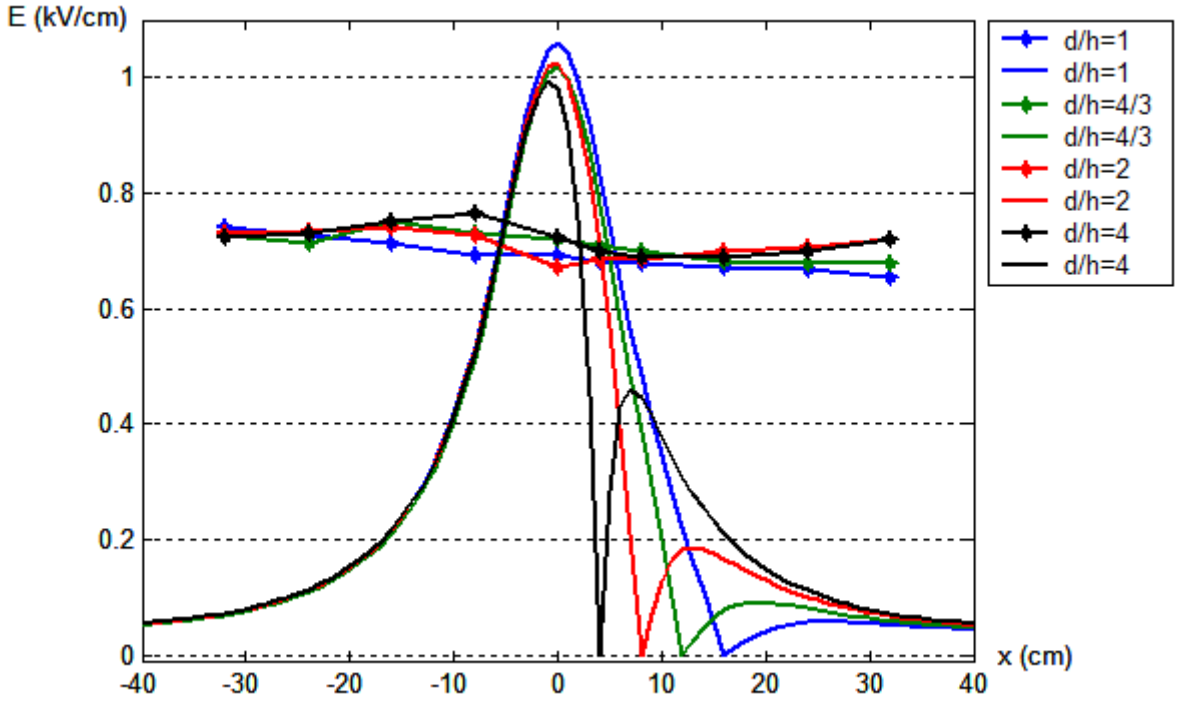
Les figures II.33 à II.38 représentent la distribution du champ électrique le long du plan, en fonction de la hauteur du paratonnerre h pour un rapport D/h fixe.



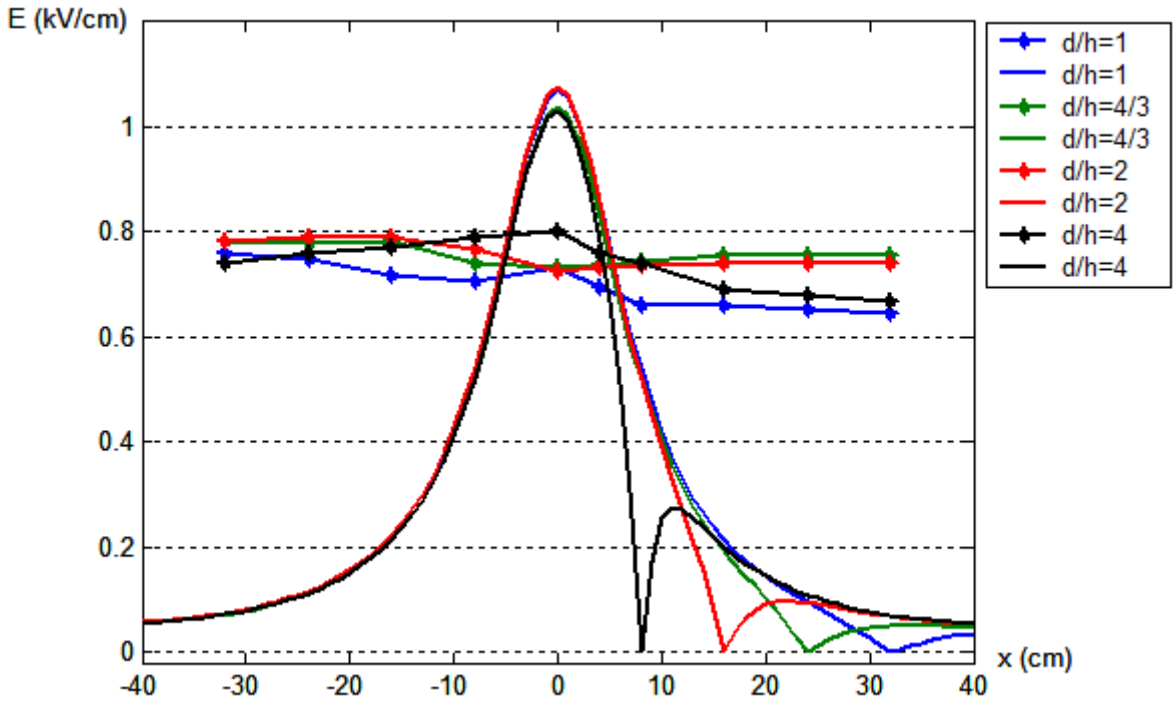
a) $D/h = 0.5$


E (kV/cm)
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
x (cm)
d/h=1
d/h=1
d/h=4/3
d/h=4/3
d/h=2
d/h=2
d/h=4
d/h=4

b) $D/h = 1$

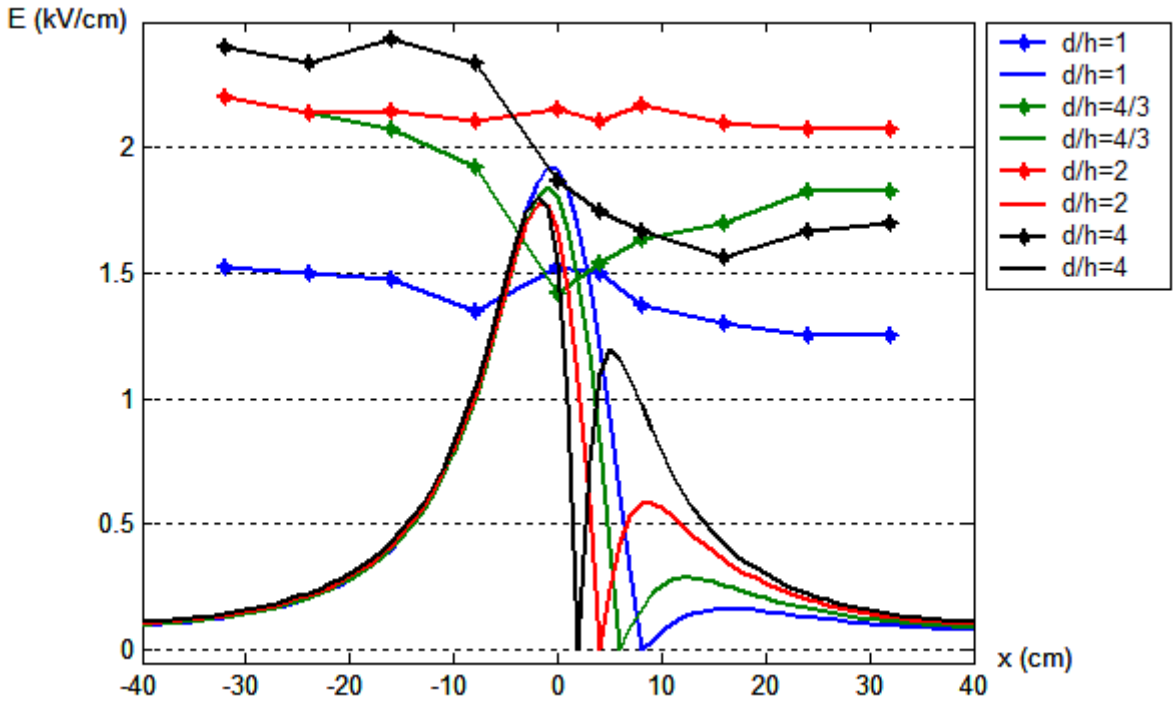

E (kV/cm)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
x (cm)
d/h=1
d/h=1
d/h=4/3
d/h=4/3
d/h=2
d/h=2
d/h=4
d/h=4

c) $D/h = 2$

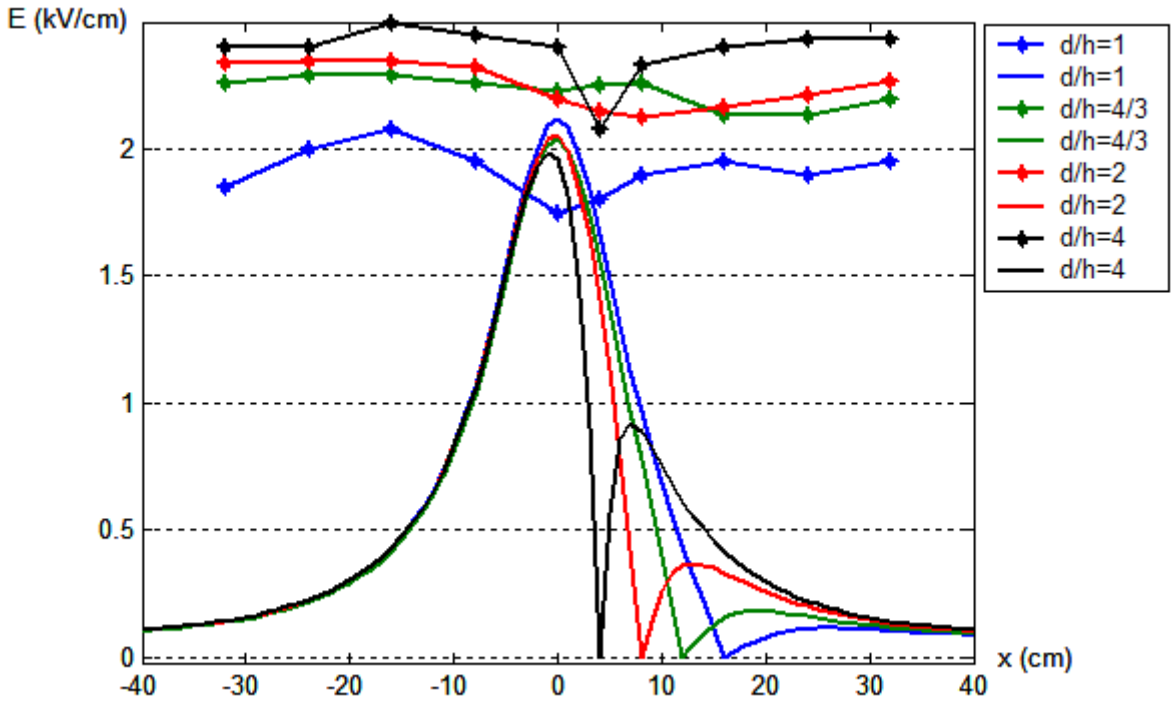


d) $D/h = 4$

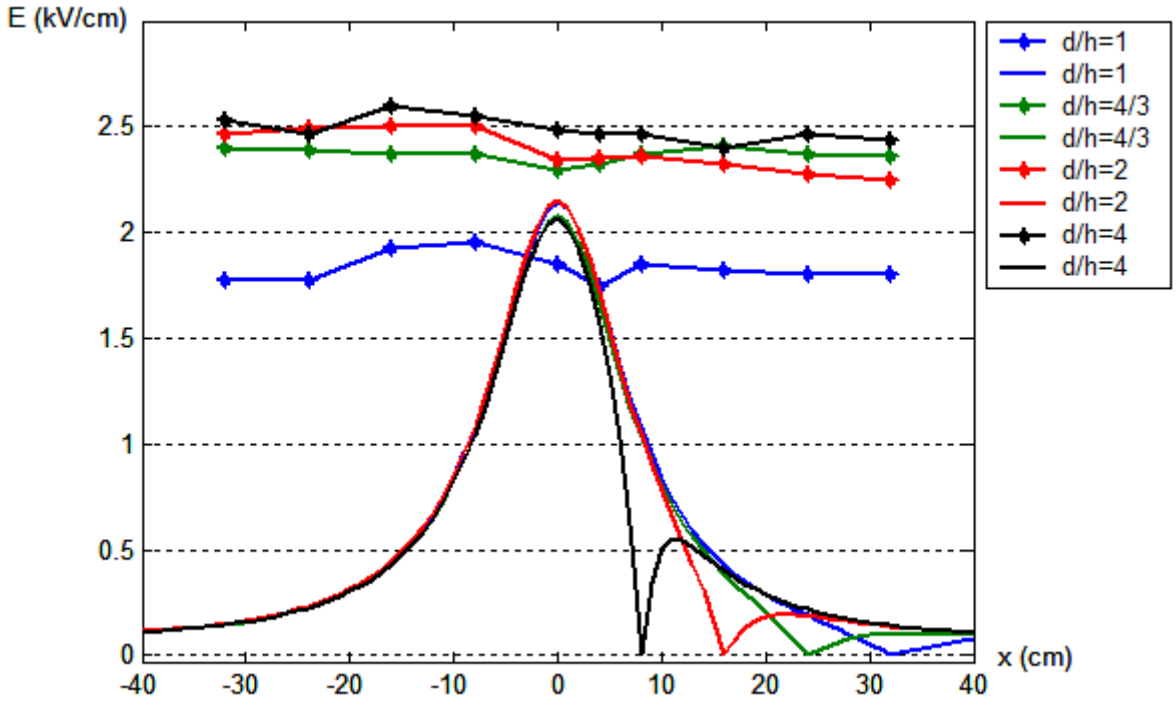
Figure (II.33) : Champ électrique au sol, $d = 8\ \ cm, U = 25.6\ \ kV$



a) $D/h = 1$

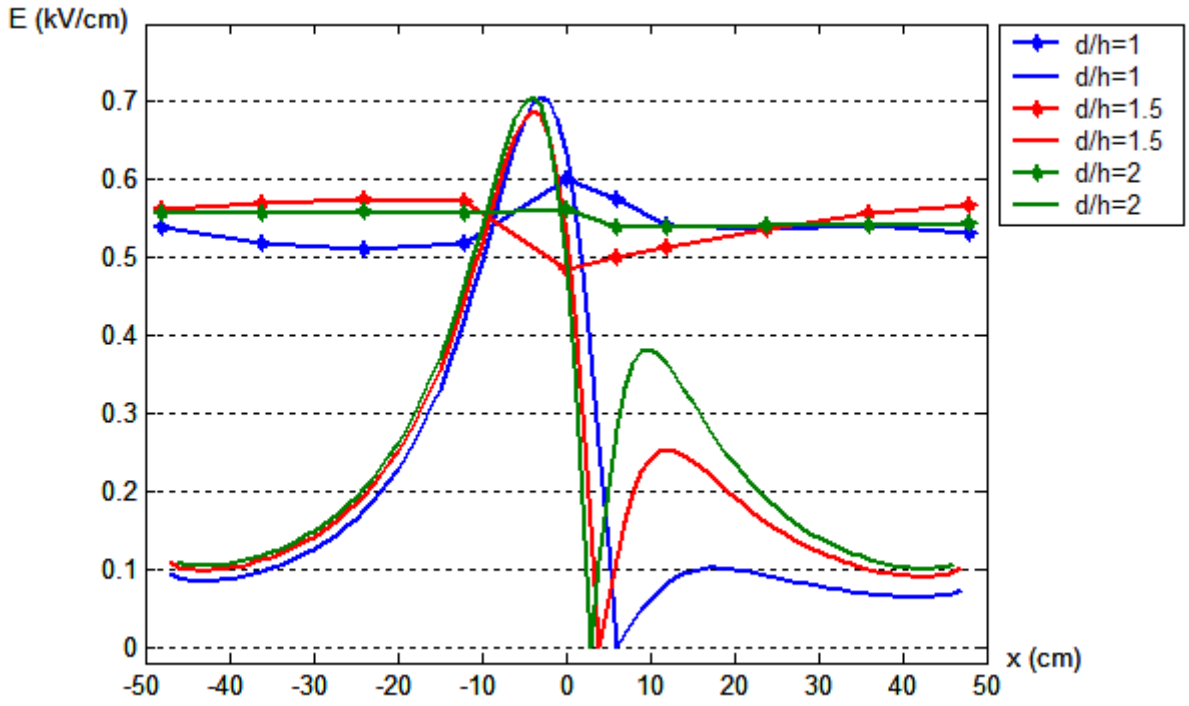


b) $D/h = 2$

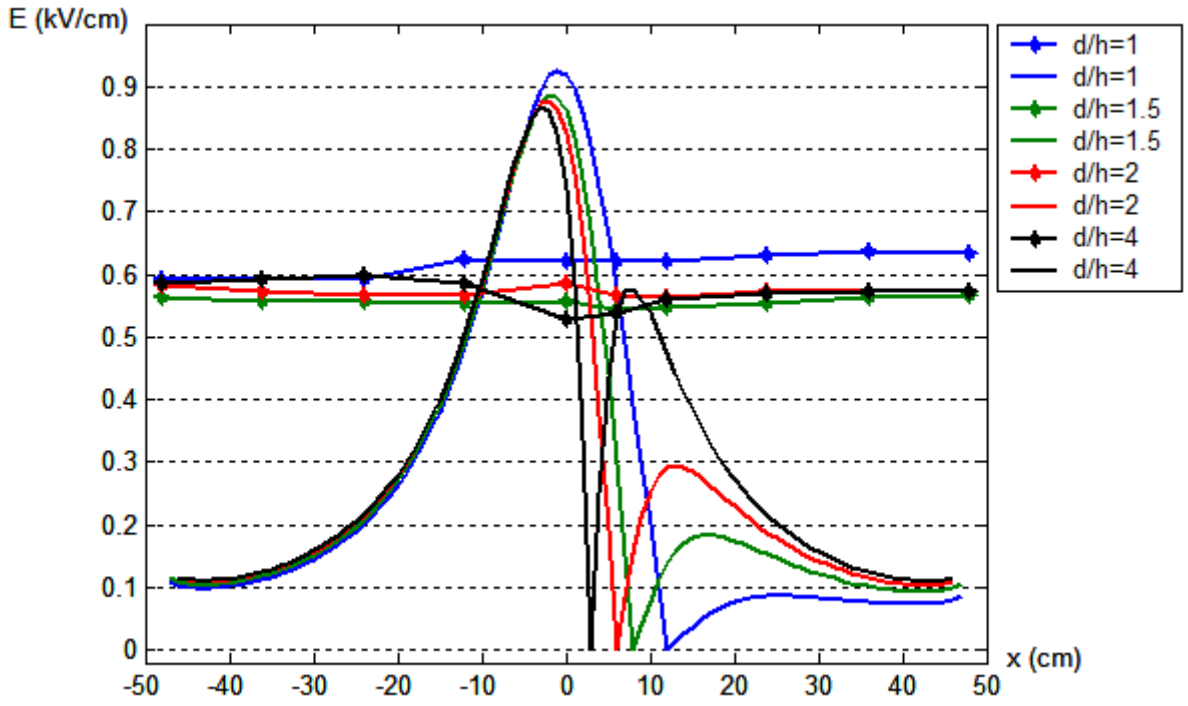


c) $D/h = 4$

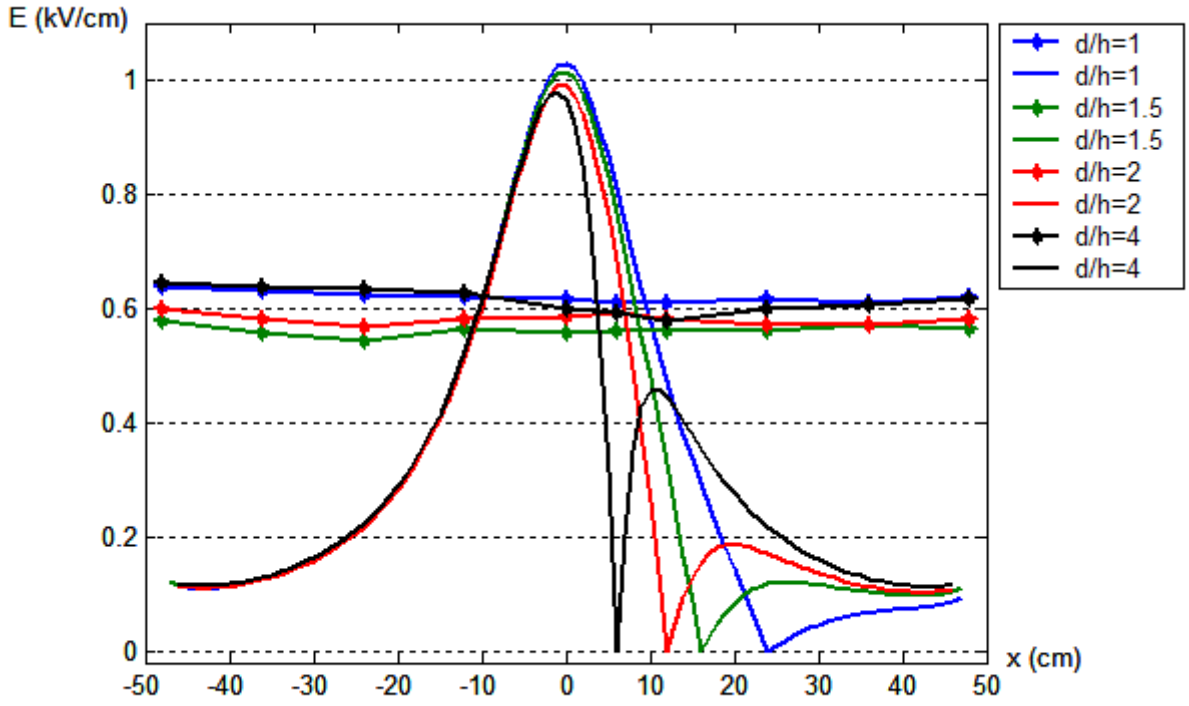
Figure (II.34) : Champ électrique au sol, $d = 8\ cm, U = 51.2\ kV$


E (kV/cm)
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
50
x (cm)
d/h=1
d/h=1
d/h=1.5
d/h=1.5
d/h=2
d/h=2

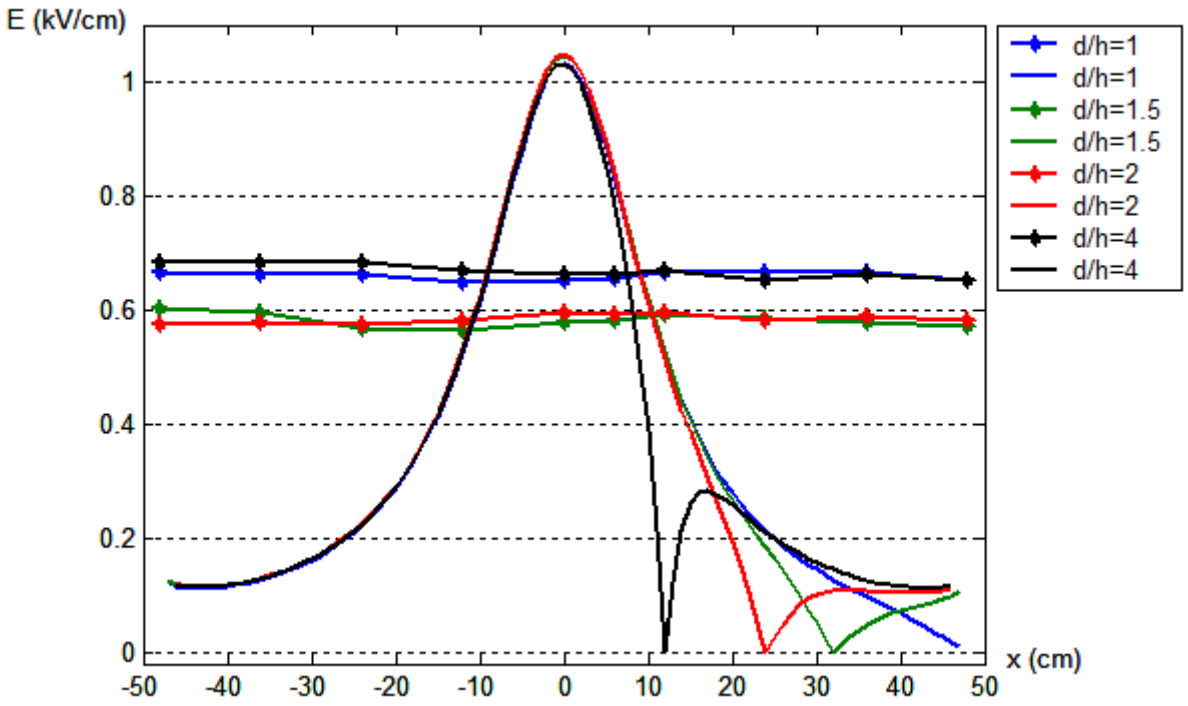
a) $D/h = 0.5$


E (kV/cm)
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
40
50
x (cm)
d/h=1
d/h=1
d/h=1.5
d/h=1.5
d/h=2
d/h=2
d/h=4
d/h=4

b) $D/h = 1$

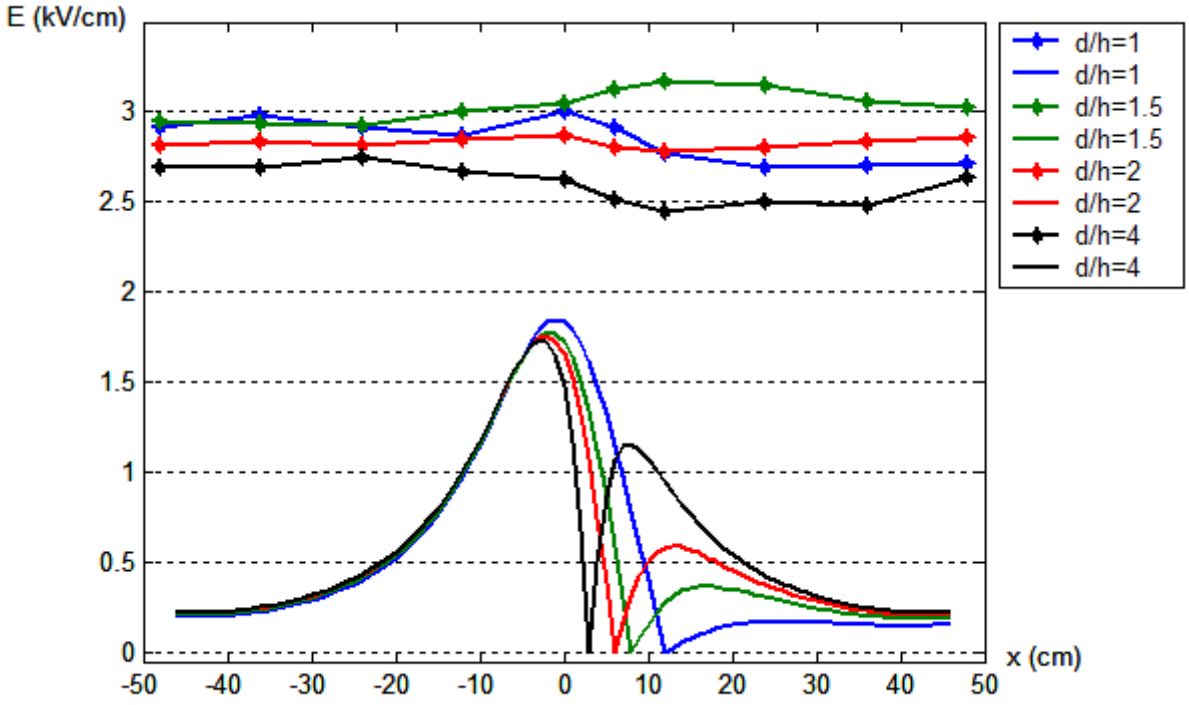


c) $D/h = 2$

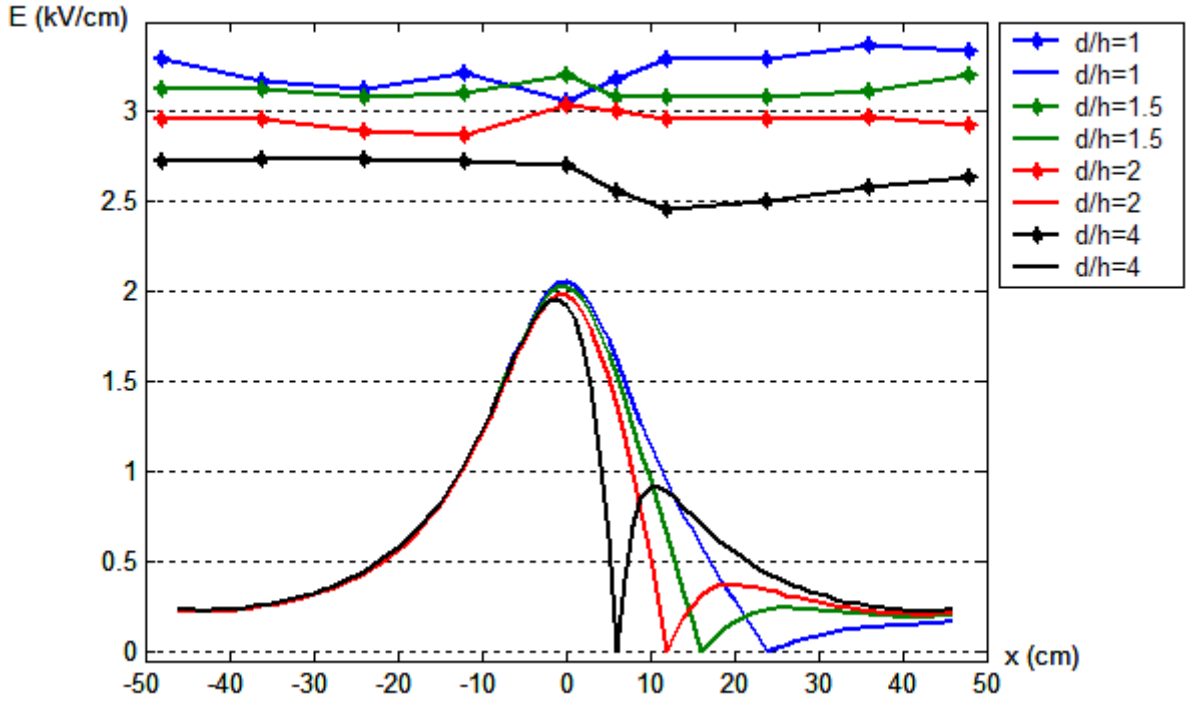


d) $D/h = 4$

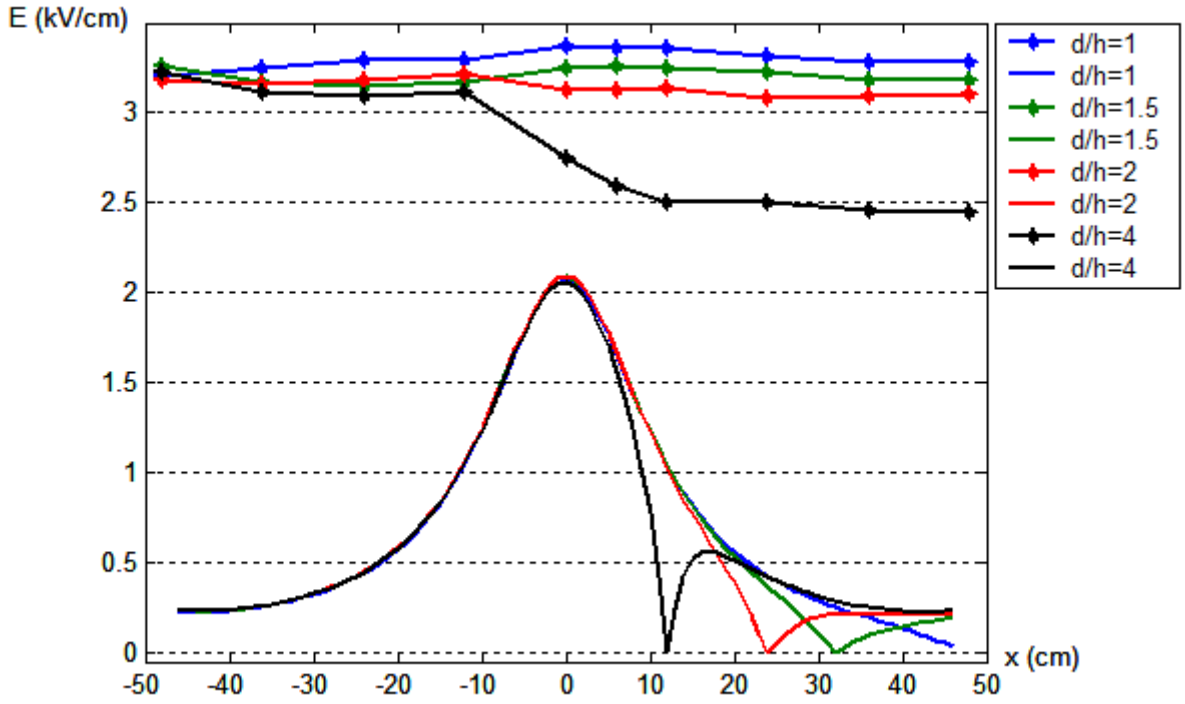
Figure (II.35) : Champ électrique au sol, $d = 12\ cm, U = 40\ kV$


E (kV/cm)
x (cm)
d/h=1
d/h=1
d/h=1.5
d/h=1.5
d/h=2
d/h=2
d/h=4
d/h=4

a) $D/h = 1$

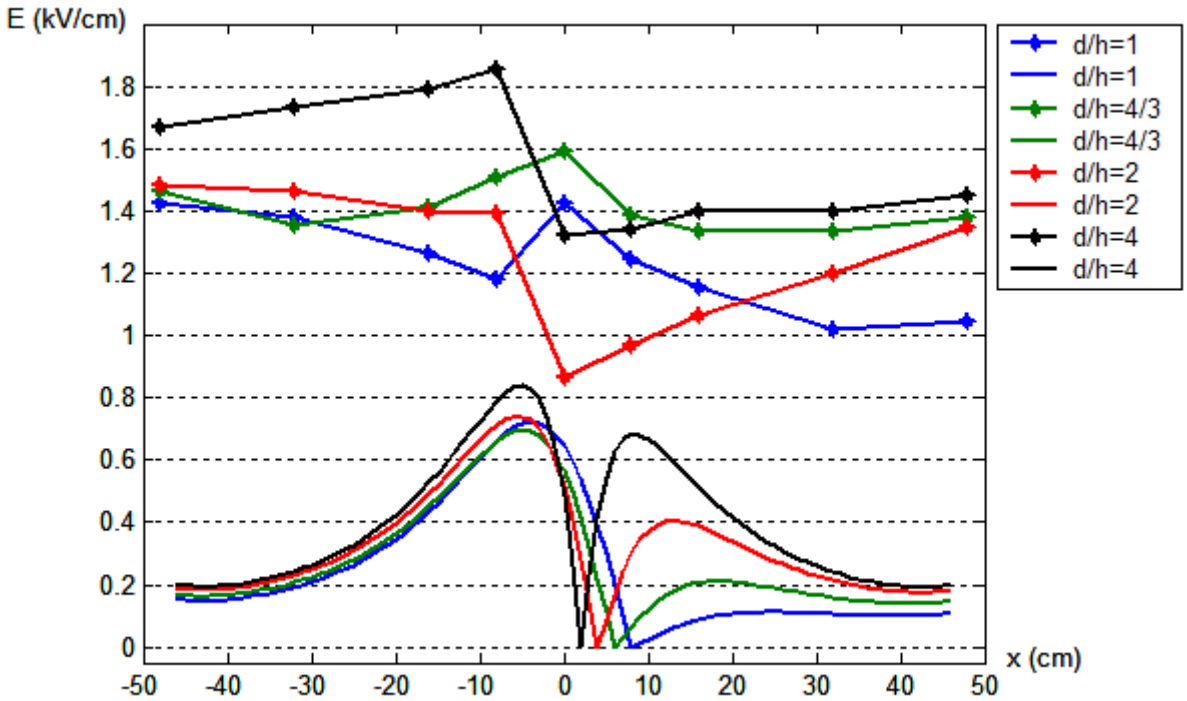

E (kV/cm)
x (cm)
d/h=1
d/h=1
d/h=1.5
d/h=1.5
d/h=2
d/h=2
d/h=4
d/h=4

b) $D/h = 2$

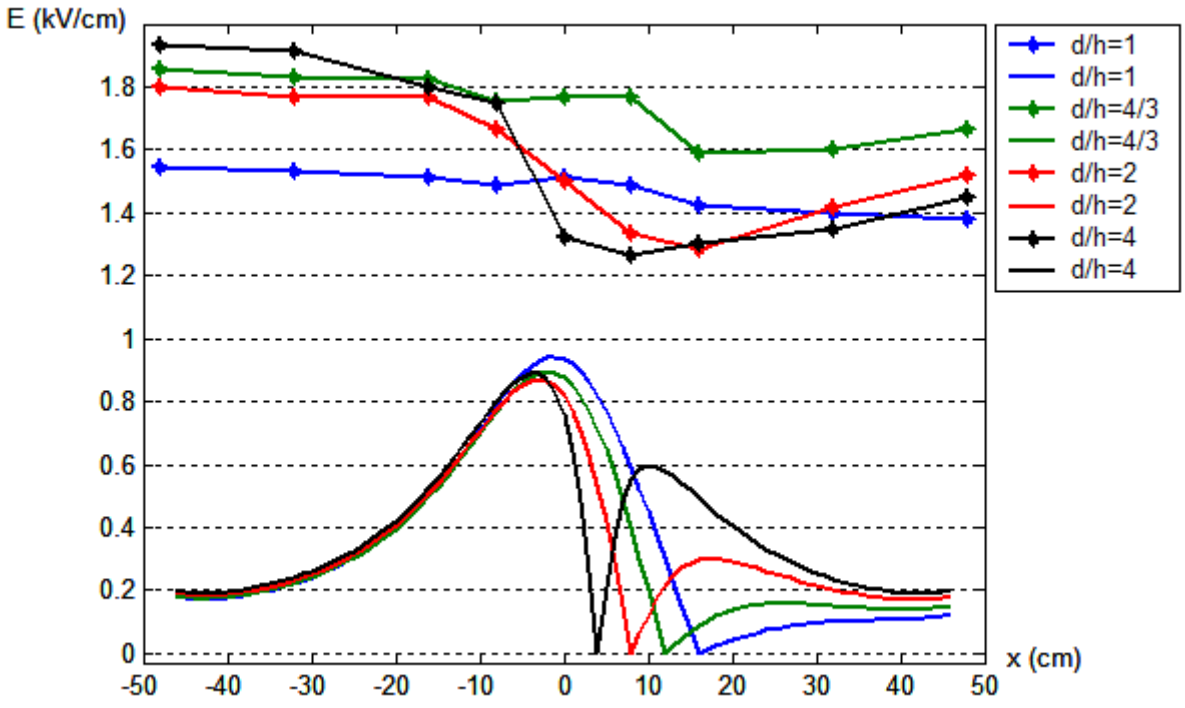


c) $D/h = 4$

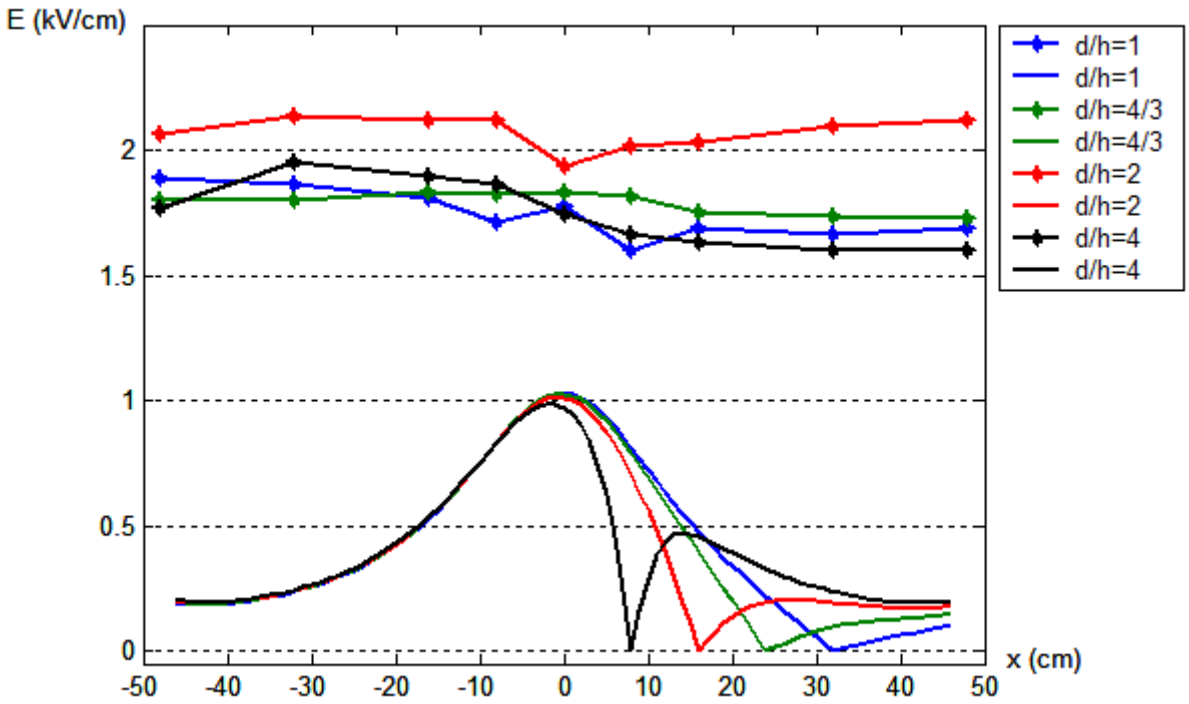
Figure (II.36) : Champ électrique au sol, $d = 12\ \ cm, U = 80\ \ kV$



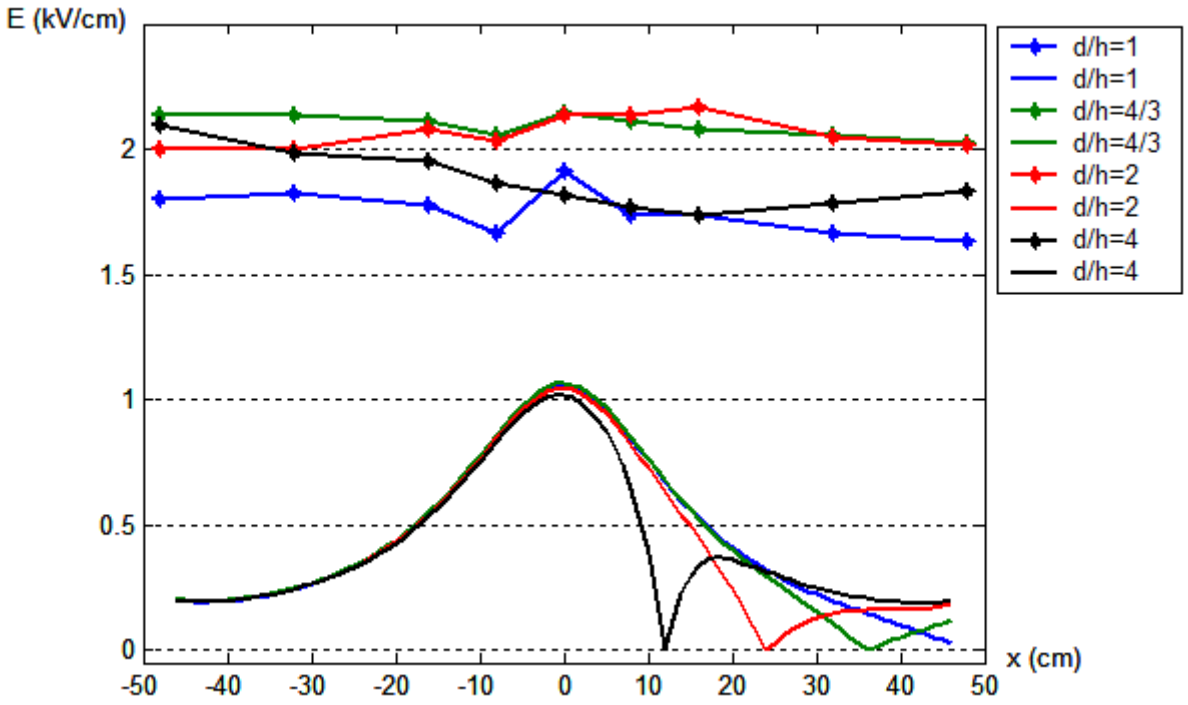
a) $D/h = 0.5$


E (kV/cm)
x (cm)
d/h=1
d/h=1
d/h=4/3
d/h=4/3
d/h=2
d/h=2
d/h=4
d/h=4

b) $D/h = 1$

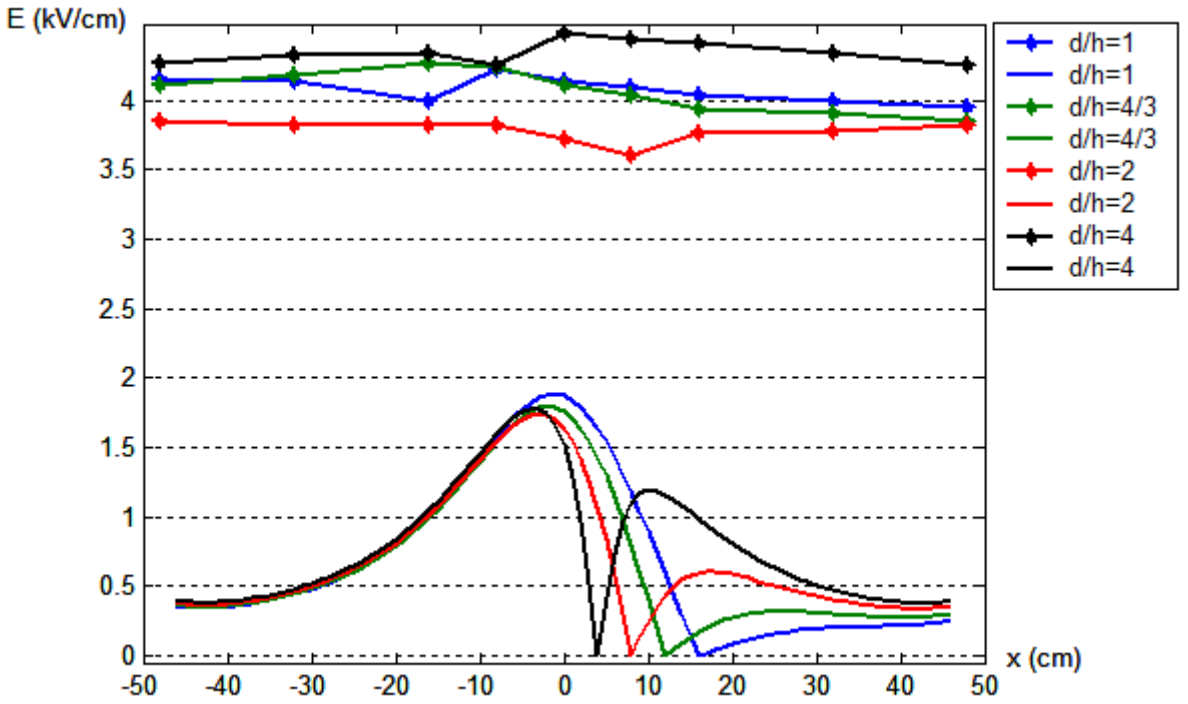

E (kV/cm)
x (cm)
d/h=1
d/h=1
d/h=4/3
d/h=4/3
d/h=2
d/h=2
d/h=4
d/h=4

c) $D/h = 2$

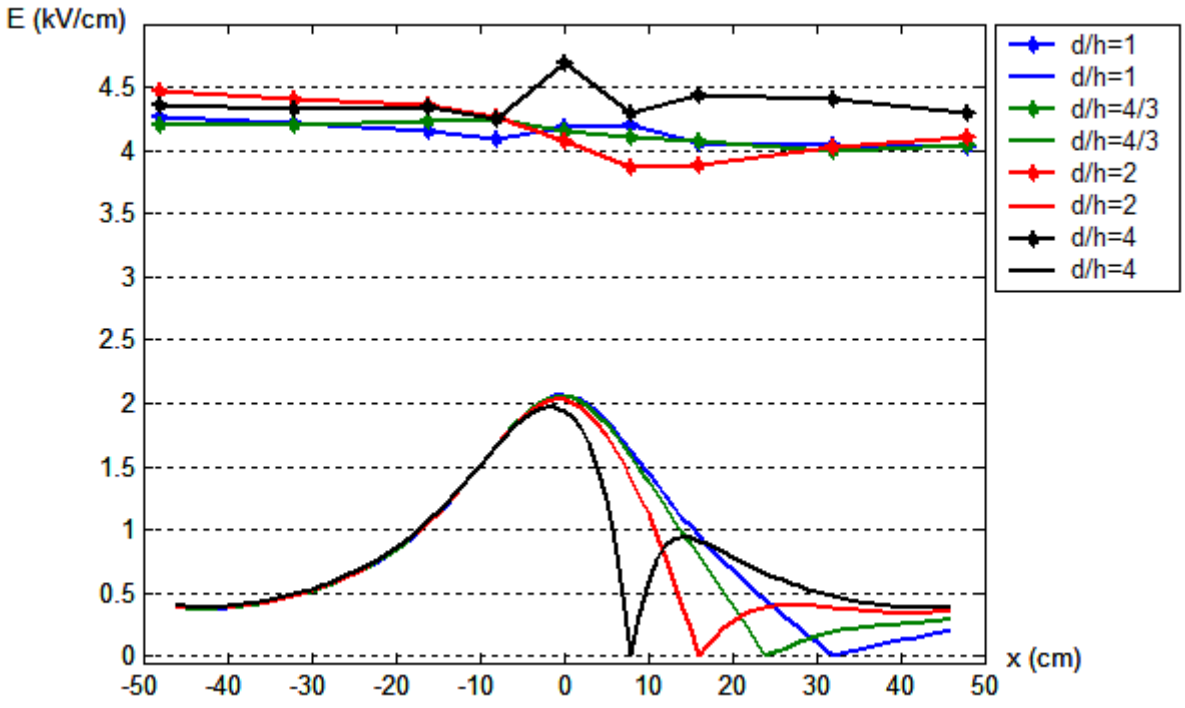


d) $D/h = 3$

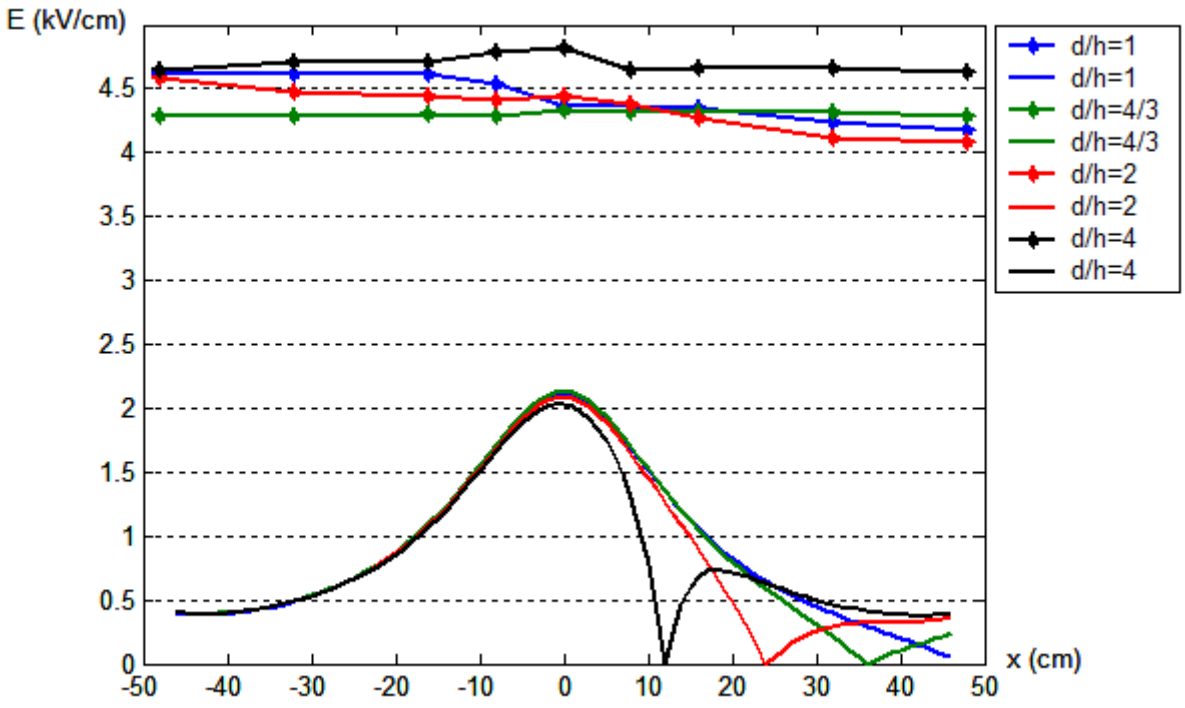
Figure (II.37) : Champ électrique au sol, $d = 16\ cm, U = 56\ kV$



a) $D/h = 1$



b) $D/h = 2$



c) $D/h = 3$

Figure (II.38) : Champ électrique au sol, $d = 16\ cm, U = 112\ kV$

Les allures du champ présentées dans les figures II.33 à II.38, nous permettent d'avancer les remarques suivantes :

Les valeurs du champ obtenues par simulation sont inférieures à celles mesurées expérimentalement pour les distances inter électrodes d=16 cm (figure II.37, figure II.38), d=12 cm (figure II.36). Par contre pour les distances d=12 (figure II.35), d=8 cm (figure II.33, figure II.34) le champ électrique trouvé par simulation, reste plus ou moins proche de celui obtenu expérimentalement au voisinage de la pointe haute tension. En dehors de cette zone, nous enregistrons une réduction du champ dés qu'on s'éloigne de centre du plan.

La remarque générale que nous pouvons tirer des figures II.33 à II.38, est que pour une position donnée du paratonnerre (*D/h* fixe), l'intensité du champ électrique au sol augmente au fur et à mesure que la hauteur du paratonnerre décroît (d*/h* augmente). Pour *D/h=3* et x=30 cm (la figure II.38.c), la valeur du champ est égale 0.499 kV/cm pour h=4 cm. Cette valeur sera égale à 0.256 kV/cm pour une hauteur h=8 cm. Pour des grandes hauteurs du paratonnerre (d / h petit), la valeur du champ électrique au sol est très réduite.

Nous pouvons expliquer ces résultats par la concentration des lignes du champ sur la pointe du paratonnerre, plus sa hauteur est élevée plus le pouvoir attractif des lignes du champ par sa pointe augmente, ce qui affaiblit éventuellement le champ électrique au sol. En effet, la présence d'objets pointus élevés au sol, renforce localement le champ électrique. Lorsque ce dernier atteint des valeurs seuils, il peut initier une avalanche primaire, et des pré-décharges apparaissent [7].

II-5-5) Champ à la pointe du paratonnerre et au milieu du plan

Les figures de II.39 à II.44 représentent la variation du électrique à la pointe du paratonnerre en fonction de sa position et de sa hauteur pour les différentes configurations.

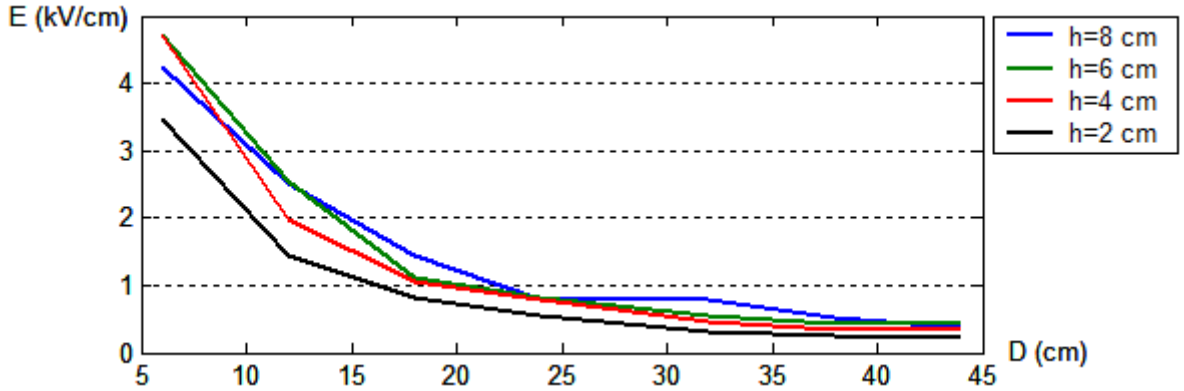


Figure (II.39) : Champ électrique à la pointe du paratonnerre, $d = 8\ cm, U = 25.6\ kV$.

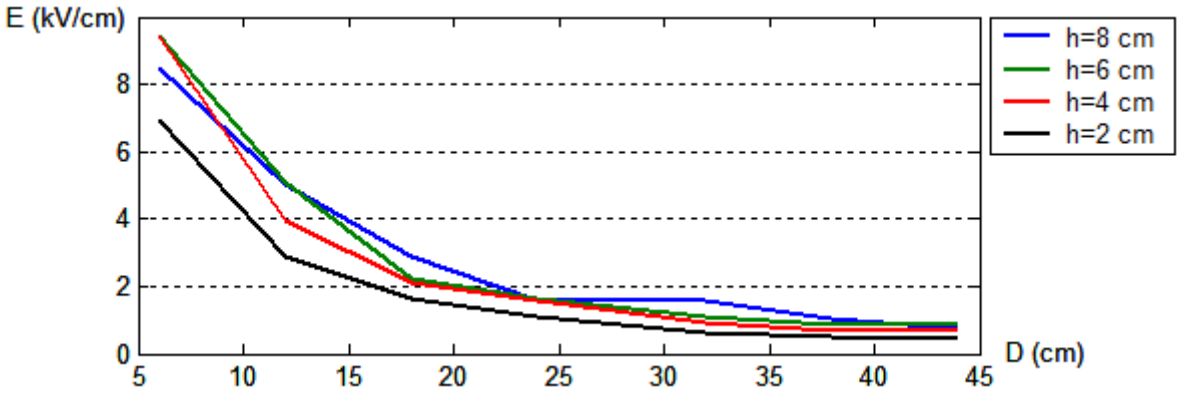


Figure (II.40) : Champ électrique à la pointe du paratonnerre, $d = 8\ cm\ U = 51.2\ kV$.

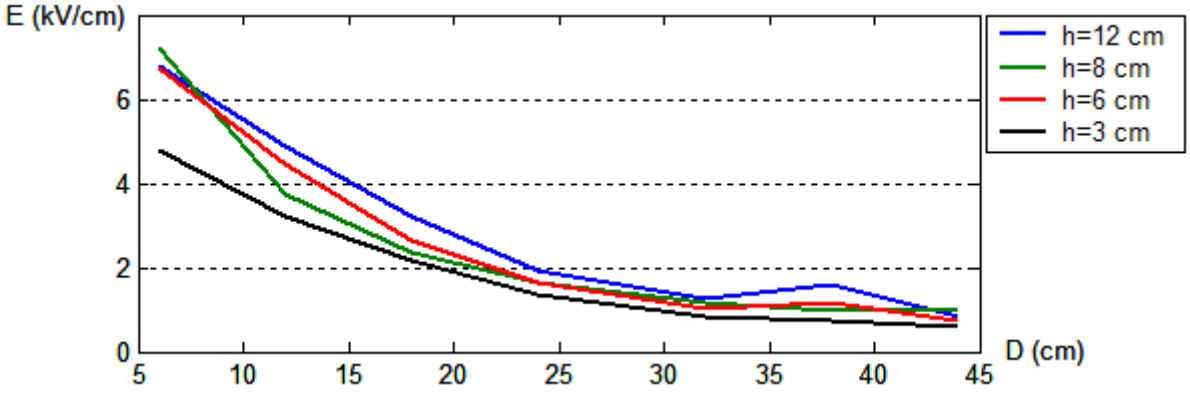


Figure (II.41) : Champ électrique à la pointe du paratonnerre, $d = 12\ cm\ U = 40\ kV$

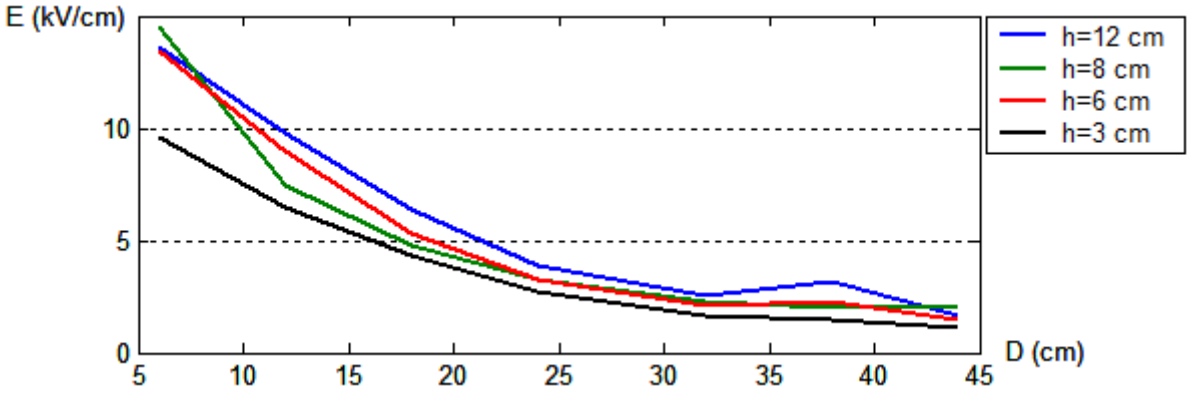


Figure (II.42) : Champ électrique à la pointe du paratonnerre, $d = 12\ cm\ U = 80\ kV$.

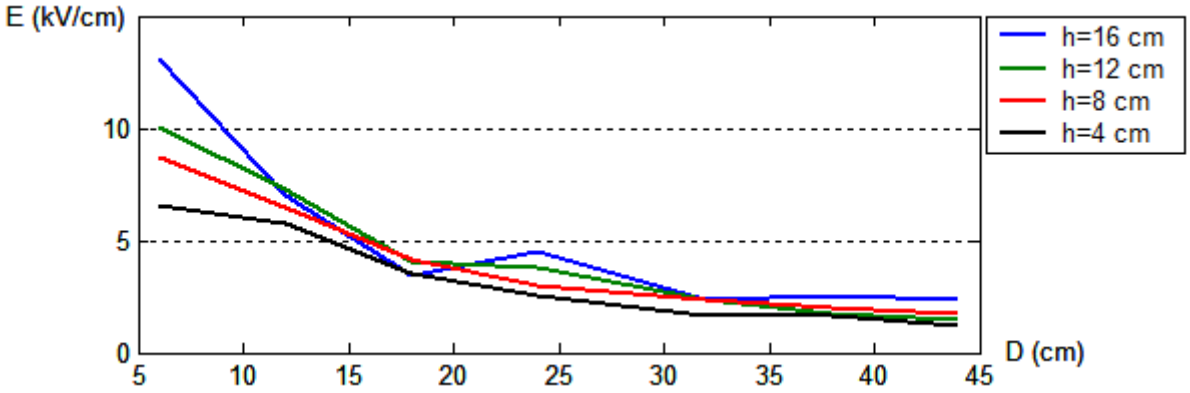


Figure (II.43) : Champ électrique à la pointe du paratonnerre, $d = 16\ cm\ U = 56\ kV$.

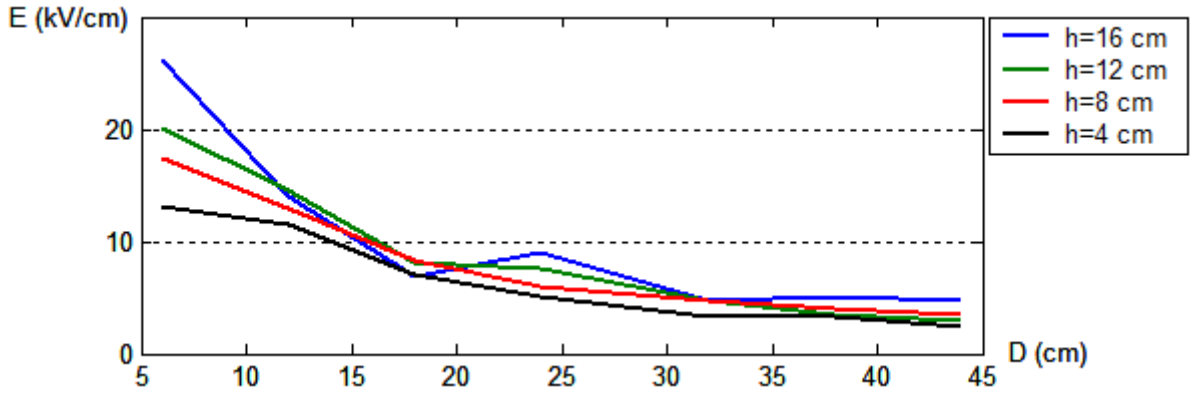
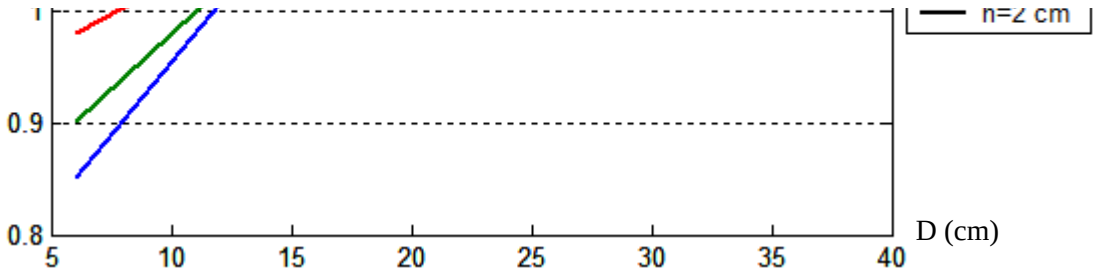
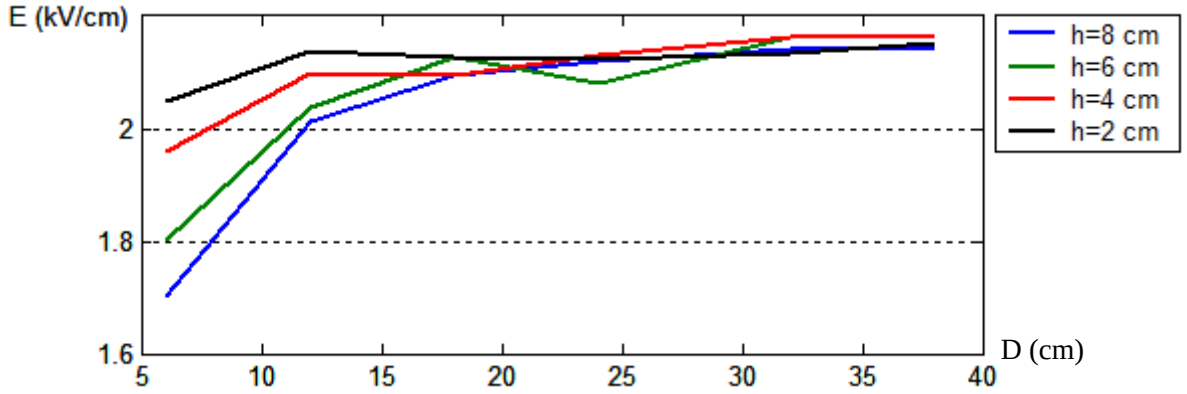


Figure (II.44) : Champ électrique à la pointe du paratonnerre $d = 16\ cm\ U = 112\ kV$.

Les figures de II.45 à II.50 représentent la variation du champ électrique au sol à la verticale qui passe par la pointe de l'électrode haute tension en fonction de la hauteur et de la position du paratonnerre.

Figure (II.45) : Champ électrique au sol à la verticale qui passe par la pointe de l'électrode haute tension en fonction de la hauteur et de la position du paratonnerre $d = 8\ cm\ U = 25.6\ kV$.





$d = 8\ cm\ U = 51.2\ kV$.

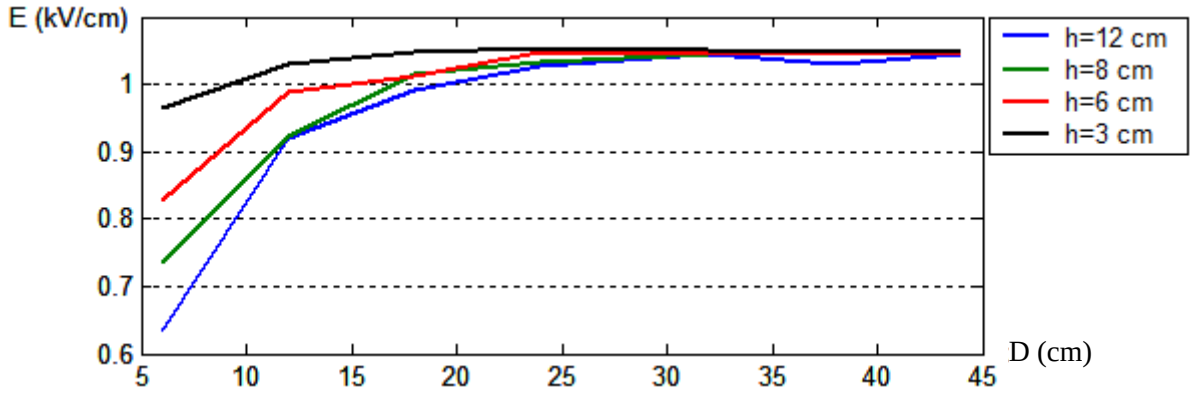


Figure (II.47) : Champ électrique au sol à la verticale qui passe par la pointe de l'électrode haute tension en fonction de la hauteur et de la position du paratonnerre $d = 12\ cm\ U = 40\ kV$.

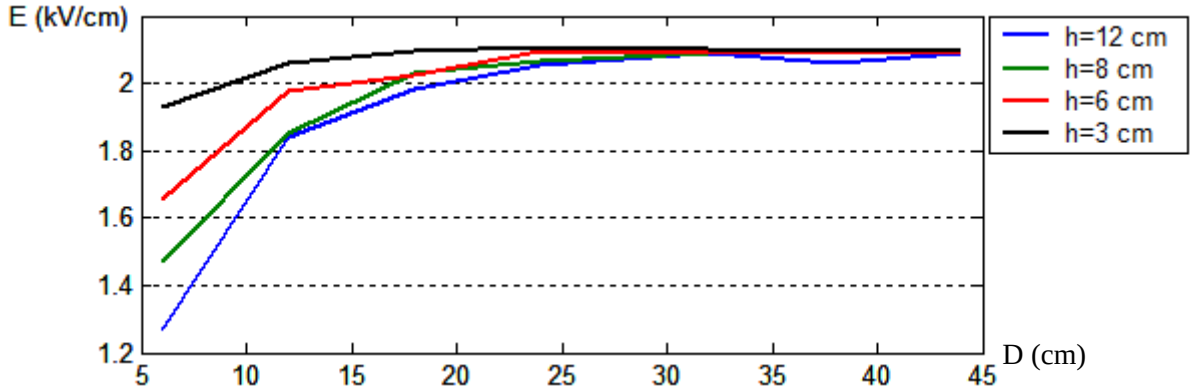


Figure (II.48) : Champ électrique au sol à la verticale qui passe par la pointe de l'électrode haute tension en fonction de la hauteur et de la position du paratonnerre $d = 12\ cm\ U = 80\ kV$.

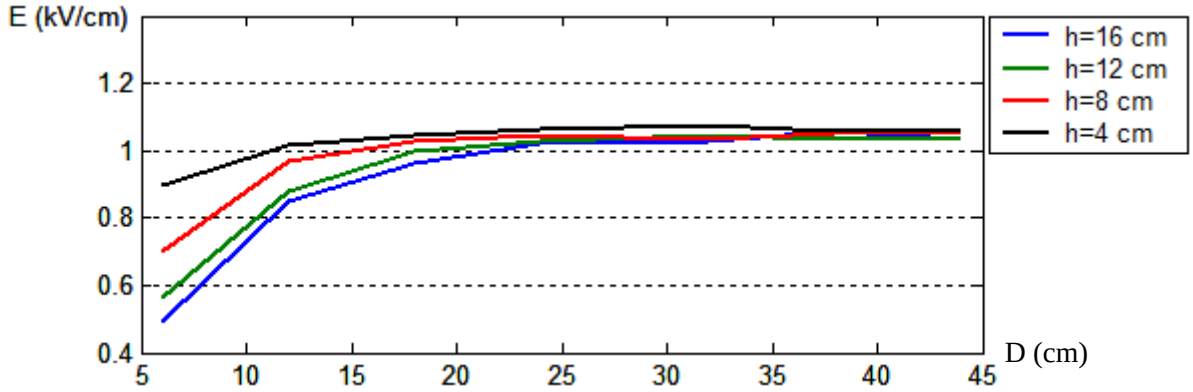


Figure (II.49) : Champ électrique au sol à la verticale qui passe par la pointe de l'électrode haute tension en fonction de la hauteur et de la position du paratonnerre $d = 16\ cm\ U = 56\ kV$.

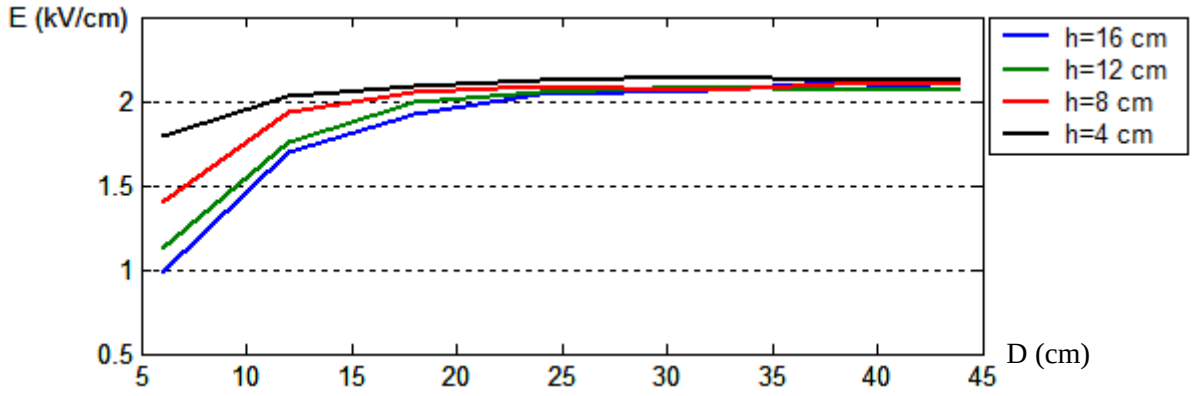


Figure (II.50) : Champ électrique au sol à la verticale qui passe par la pointe de l'électrode haute tension en fonction de la hauteur et de la position du paratonnerre $d = 16\ cm\ U = 112\ kV$.

Lorsque le paratonnerre s'éloigne de centre du plan, les allures que présentent le champ électrique à la pointe du paratonnerre (figure II.39 à la figure II.44) convergent vers la valeur zéro. Pour une distance inter électrodes d=12 cm, h=8 cm (figure II.42), l'intensité du champ électrique est égale à 14.465 kV/cm pour D=6 cm, cette valeur atteint 2.07 kV/cm pour D=44 cm.

La remarque générale que nous pouvons tirer des figures de II.45 à II.50, est que le champ électrique au milieu du plan augmente, au fur et à mesure que le paratonnerre s'éloigne de la tige haute tension, pour atteindre les valeurs du système pointe plan sans paratonnerre pour toutes les configurations étudiées. Cette remarque reste valable pour les deux niveaux de tensions appliqués quelle que soit la hauteur du paratonnerre. Pour une distance d=12 cm, h=12 cm (figure II.48), la valeur du champ électrique au sol à la verticale qui passe par l'électrode haute tension est égale à 1.27 kV/cm (pour D=6 cm). Cette valeur croît graduellement quand la position du paratonnerre augmente, pour atteindre la valeur 2.09 kV/cm(pour D=44 cm) qui est celle du système étudié sans paratonnerre (figure II.5).

Nous remarquons clairement que, plus la tension appliquée augmente plus le champ au sommet du paratonnerre augmente. Pour une tension U=112 kV, D=6 cm, h=12 cm (figure II.44) l'intensité du champ électrique à la pointe du paratonnerre est égale à 20 kV/cm et est réduite de moitié pour une tension U=56 kV. Ce résultat confirme l'efficacité des paratonnerres pour les coups de foudre de forte intensité [4, 13, 18].

Pour une position donnée du paratonnerre, lorsque le champ électrique au sol est réduit, celui à la pointe du paratonnerre se retrouve augmenté. Ce dernier sera le point d'impact de la foudre. Par contre, s'il n'influence pas la répartition du champ, son rôle de protection n'est plus assuré.

II-6) Conclusion :

Les résultats du champ obtenus dans ce chapitre, nous a permis de mettre en évidences les remarques suivantes :

- La présence du paratonnerre diminue considérablement l'intensité du champ électrique à son voisinage. Pour des positions du paratonnerre loin de la tige haute tension son influence est faible.
- Le champ électrique est plus intense à la verticale qui passe par l'électrode haute tension. Son intensité augmente lorsque le paratonnerre s'éloigne de la tige sous tension.
- Dans le cas où le paratonnerre est loin, les valeurs du champ se rapprochent de celles obtenues dans le cas système pointe plan sans paratonnerre.
- Le champ électrique au niveau de la pointe est plus élevé, donc la présence d'objets pointus au sol renforce localement ce champ électrique, c'est l'effet de pointe.

La comparaison de nos résultats de simulation avec les résultats expérimentaux rapportés par Mezai [4], a montré, dans la plupart des cas, que les valeurs expérimentales étaient supérieures à celles obtenues par simulation. Cette différence serait due soit à la présence de charges d'espace que nous avons négligé dans ce chapitre ou à l'existence de décharges lors des essais expérimentaux.

III-1) Introduction

Les niveaux de tensions, utilisés lors des essais par Mezai [4] et en simulation par nous-mêmes en chapitre II semblent, dépasser les seuils d'initiation de la décharge. Afin de corriger les hypothèses émises, on se propose, dans ce chapitre, d'intégrer l'évolution de la décharge et d'étudier l'influence de cette dernière sur l'évolution de la répartition du champ électrique dans un environnement protégé contre la foudre. Pour se faire, nous subdivisons ce chapitre en deux parties :

Dans la première, nous présentons les mécanismes fondamentaux d'ionisation de l'air, suivis par une étude générale de la décharge dans l'air.

La deuxième partie fera l'objet d'une modélisation de la décharge. Cette modélisation nous permettra d'examiner la variation du champ, dans tout l'environnement, en fonction de l'évolution de la décharge.

Partie I : Mécanismes fondamentaux de la disruption dans les gaz

III-2) Mécanismes fondamentaux d'ionisation de gaz

La décharge dans les gaz isolants est régie par les mécanismes d'ionisation. Ils sont à l'origine de la création d'électrons qui sous l'effet du champ électrique transforme l'isolant en conducteur.

Pour qu'il y ait ionisation, il faut transmettre à l'atome neutre une énergie suffisante pour pouvoir lui arracher un électron. Les différents processus d'ionisation des gaz sont:

III-2-1) Ionisation par simple collision

Un électron libre (e) en mouvement peut entrer en collision inélastique avec un atome neutre (M) pour lui arracher un électron [43, 44]. Le schéma de cette réaction peut s'écrire :

$$M + e \longrightarrow M^{+} + 2\ e \qquad \text{(III.1)}$$

III-2-2) Excitation

Dans le cas où l'énergie transformé pendant la collision entre l'électron primaire et la molécule neutre est faible, il n'ya aura pas possibilité d'ionisation. Toutefois, la molécule se

retrouve dans un état excité M^*, qui consiste en un déplacement de l'électron de son orbitale fondamental vers l'orbital de niveau supérieur :

$$M + e \longrightarrow M^* + 1\ e \qquad \text{(III.2)}$$

III-2-3) Photo ionisation

Une molécule à l'état fondamental peut être ionisée par un photon de fréquence ν, à condition que le quantum d'énergie $h\nu$ émis par un électron déjà excité ou ionisé, lors de son retour à son état de repos, est plus grande que l'énergie d'ionisation de la molécule.

$$M + h\nu \longrightarrow M^+ + 1\ e \qquad \text{(III.3)}$$

h : représente la constante de Planck.

III-2-4) Processus de désexcitation

A tout processus d'excitation ou d'ionisation est associé un processus inverse tendant à ramener les particules à leur état fondamental ou à réduire la concentration des particules ionisées [44].

A l'équilibre, l'équation d'excitation (III.2) de l'atome *M* par un électron (e), est compensée par la réaction inverse suivante :

$$M^* \longrightarrow M + h\nu \qquad \text{(III.4)}$$

Les processus de désexcitation peuvent se produire spontanément. Lorsque l'électron d'un atome excité revient sur son orbite fondamentale, la perte d'énergie est compensée par l'émission d'un photon $h\nu$ ayant une énergie égale au potentiel de désexcitation [44].

III-2-5) Attachement d'électrons

Une molécule électronégative a toujours tendance à capter un électron afin de saturer sa couche périphérique. En effet, cette molécule en heurtant un électron ou en se retrouvant dans un milieu contenant des électrons libres, récupère un électron et devient un ion négatif :

$$M + e \longrightarrow M^- + h\nu \qquad \text{(III.5)}$$

Le phénomène d'attachement réduit le nombre d'électrons, à l'inverse d'ionisation qui l'augmente.

III-2-6) Ionisation thermique

Une élévation de température engendre une agitation thermique croissante, rendant le processus de collision plus efficace, surtout si la pression est élevée.

III-3) Décharge dans les gaz

La disruption électrique, visible à l'œil nu par l'étincelle ou la décharge produite, correspond au moment où le champ électrique dépasse la valeur seuil nécessaire à l'amorçage de l'air. Les mécanismes de claquage dans les gaz sont principalement [45, 46] :

- le mécanisme d'avalanche ;
- le mécanisme du Streamer.

III-3-1) Avalanche électronique (décharge de Townsend)

Si on considère un gaz contenu entre deux électrodes, il peut exister dans ce gaz, en absence de tout champ électrique appliqué, un certain nombre de particules chargées produites soit par des mécanismes naturels, tels que rayonnement ultraviolet ou radioactivité, soit par des mécanismes artificiels, par exemple en bombardant la surface cathodique avec une source de rayonnement ultraviolet pour extraire des électrons [13].

Si un champ électrique est appliqué, les électrons sont suffisamment accélérés par le champ pour produire d'autres électrons par des collisions, qui à leur tour acquerront par le champ électrique assez d'énergie pour ioniser d'autres atomes, et ainsi de suite. Le nombre d'électrons libres, qui continuent aussi à se déplacer sous l'action du champ électrique, continuera à augmenter. La quantité des électrons et des ions positifs produits de cette façon s'appelle une avalanche électronique. C'est ce phénomène, qui provoque un accroissement exponentiel de la densité de charge électronique lorsqu'on s'éloigne de l'électrode, le claquage par l'avalanche peut avoir lieu (figure III.1) [44].

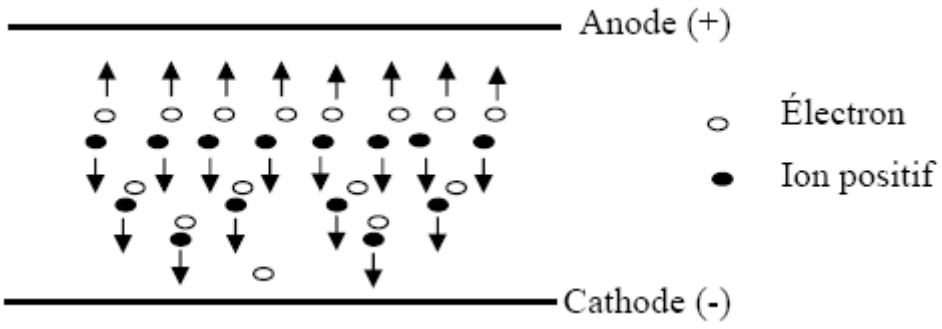


Figure (III.1) : Schéma de l'avalanche électronique [44].

Cette avalanche peut être étudiée quantitativement à partir de la connaissance du coefficient α, dit premier coefficient d'ionisation de Townsend. α, représente le nombre d'électrons (ou d'ions positifs) crées par un électron par élément de longueur le long d'une ligne de force du champ appliqué [13, 44]. Une expression empirique donne la relation qui lie le coefficient α en fonction de la pression atmosphérique et du champ électrique.

$$\alpha = A\,P\,\exp(-\frac{B\,P}{E}) \qquad \text{(III.6)}$$

Avec :
P : Pression atmosphérique ;
E : Champ électrique appliqué ;
A et B : Constantes déterminées expérimentalement.

III-3-1-1) Modélisation de l'avalanche

Dans le cas d'un champ homogène crée par des électrodes planes, α est constant dans tout l'intervalle et on peut calculer le nombre d'électrons et donc le courant produit par l'avalanche électronique, (on néglige ici la distorsion du champ créé par les charges d'espaces) [47]. A titre d'illustration, considérons deux électrodes planes à une distance d l'une de l'autre contenant un gaz à la pression P avant le claquage. Le champ est alors constant (figure III.2) [44]

$$E = V / d \qquad \text{(III.7)}$$

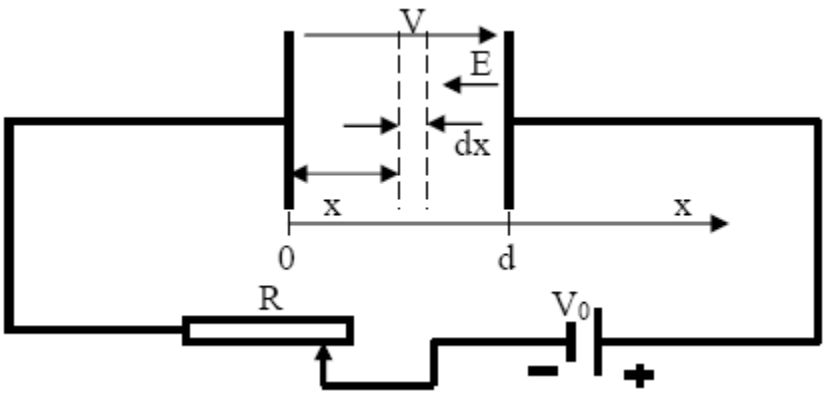


Figure (III.2) : avalanche dans système plan-plan [44].

Soit :

N_0 : Nombre d'électrons émis de la cathode ;
$N(x)$: Nombre d'électrons par seconde, produit par avalanche à la distance x ;
dN : Nombre de nouveaux électrons produit entre x et $(x+dx)$.

Pour $x=0$, $N(x) = N_0$.

Alors :

$$dN(x) = N.\alpha\ dx \tag{III.8}$$

D'où :

$$N(x) = N_0.e^{(\alpha.x)} \tag{III.9}$$

Le nombre d'électrons à une distance d s'écrit :

$$N_d = N_0.e^{(\alpha.d)} \tag{III.10}$$

Le courant mesuré à l'anode, et donc dans le circuit extérieur est donné par :

$$I_d = I_0.e^{(\alpha.d)} = (N_0 e)e^{(\alpha.d)} \tag{III.11}$$

Avec :

I_0 : Courant photoélectrique initial à la cathode.

Par conséquent, en moyenne, chaque électron laissant la cathode produit $\frac{N_d - N_0}{N_0}$ nouveaux électrons (et ions positif correspondant) dans l'espace inter électrodes.

Afin de mieux décrire la multiplication électronique dans la zone à faible champ, où l'attachement ne peut plus être négligé, on est amené à écrire :

$$N(x) = e^{\int_c^{(\alpha-\eta)dx}} \tag{III.12}$$

Où : η est un coefficient d'attachement.

La multiplication s'arrête donc quant l'attachement équilibre la formation de nouveaux électrons, c'est-à-dire lorsque $(\alpha - \eta) = 0$.

Les ions positifs produits par les électrons dans le gaz, sont portés sous l'action du champ électrique à la cathode où ils se déposent en se recombinant, libérant alors de l'énergie pour émettre un électron supplémentaire dans le gaz, dit électron secondaire. On définit un coefficient γ, dit deuxième coefficient d'ionisation de Townsend [13, 46], qui représente le rapport du nombre d'électrons libérés de la cathode par émission secondaire sur le nombre d'ions positifs ayant bombardés la cathode [48].

Soient :

N : Nombre d'électrons collectés par l'anode ;

N' : Nombre d'électrons secondaire extraits de la cathode par bombardement ionique.

L'équation (III.6) s'applique maintenant à tous les électrons cathodiques d'où :

$$N = (N_0 + N')\ e^{\alpha.d} \tag{III.13}$$

D'autre par, le courant qui traverse l'anode doit être égale à celui qui traverse la cathode, d'où :

$$N = (N_0 + N') + \frac{N'}{\lambda} \tag{III.14}$$

Le courant généré par la décharge de Townsend est donné par l'expression suivante :

$$I = \frac{I_0.e^{\alpha.d}}{1-\gamma(e^{\alpha.d}-1)} \tag{III.15}$$

Le critère de claquage selon Townsend est alors défini comme la tension pour laquelle le courant devient infini, soit :

$$\gamma(e^{\alpha.d}-1) = 1 \tag{III.16}$$

Ou bien :

$$\alpha.d = \ln(1+\frac{1}{\gamma}) \tag{III.17}$$

Le critère de Townsend ainsi donné peut s'interpréter simplement en considérant que $e^{\alpha.d}$ représente le nombre d'ions positifs crées par une avalanche primaire à partir d'un seul électron. Ces ions arrivant à la cathode vont produire en moyenne $\gamma\, e^{\alpha.d}$ électrons secondaires [13].

- Si $\gamma\, e^{\alpha.d} < 1$, la décharge est dite « non autonome », car elle ne peut se maintenir d'elle même par le fait des mécanismes secondaires si l'apport d'électrons crées par une source extérieure est interrompu.
- Si $\gamma\, e^{\alpha.d} = 1$, le nombre d'ions crées par l'avalanche primaire est en moyenne juste suffisant à maintenir par bombardement de la cathode l'avalanche électronique. La

décharge dans ce cas, est dite « autonome » c'est-à-dire elle peut se maintenir en absence d'une source extérieure de production des charges. Ce critère définit donc la tension d'amorçage.

- Si $\gamma\, e^{\alpha.d} > 1$, le processus d'avalanches successives est cumulatif et le courant de décharge croit d'autant plus rapidement que $\gamma\, e^{\alpha.d}$ dépasse l'unité.

III-3-2) Théorie du Streamer

Dans un champ électrique suffisant pour créer l'amorçage, la vitesse des électrons est environ 100 fois supérieure à celle des ions positifs, si bien que l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière lui des ions positifs quasi stationnaires, alors l'avalanche conduit à la formation d'une structure dipolaire (figure III.3) [44]:

- Région proche de l'anode à forte densité d'électrons.
- Région proche de la cathode à forte densité d'ions positifs.

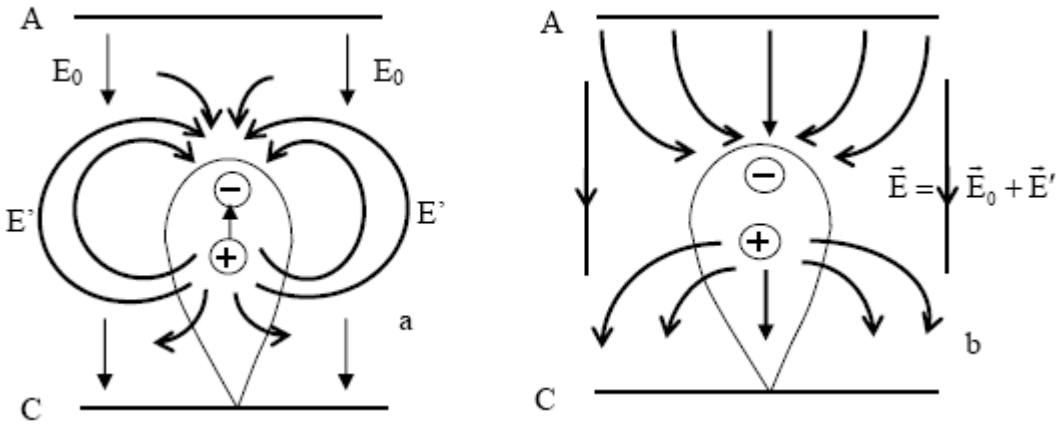


Figure (III.3) : Un diagramme schématique d'une avalanche électronique [44].

Par conséquent, la séparation des électrons et des ions génère une charge d'espace importante produisant un champ électrique $\overrightarrow{E'}$ de structure dipolaire et s'opposant à la séparation, qui s'ajoute vectoriellement au champ extérieur $\overrightarrow{E_0}$. Le champ résultant est alors plus faible que $\overrightarrow{E_0}$ [13, 49].

Le taux d'ionisation croit avec le champ électrique. Il est important à la tête de l'avalanche, tandis qu'il est diminué à l'intérieur de celle-ci par le développement du champ résultant. C'est l'affaiblissement du champ dans l'avalanche qui favorise la formation d'un plasma quasi-neutre [44].

La figure III.4, représente les étapes successives de développement d'un streamer positif :

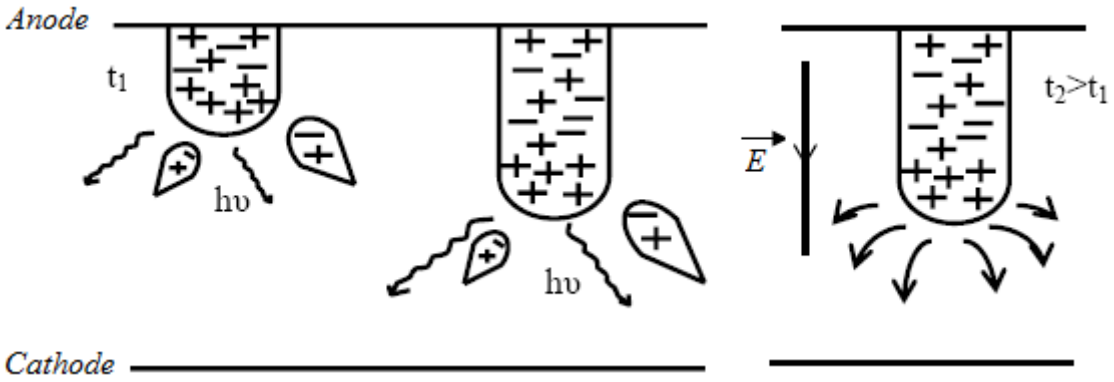


Figure (III.4) : étapes successives de développement d'un streamer positif [44].

Le processus de transformation de l'avalanche primaire en streamer est fondamental dans le claquage et constitue encore un sujet de recherche actuel. Si on considère le cas d'un streamer positif, lorsque l'avalanche atteint l'anode, les électrons commencent à plonger dans le métal de l'électrode, les ions positifs forment une charge d'espace importante qui renforce l'effet du champ résultant. On émet alors l'hypothèse que le mécanisme prédominant réside dans la photo-ionisation par photons énergétiques produits dans l'avalanche par des atomes excités. Les électrons ainsi formés au voisinage de l'avalanche génèrent des avalanches secondaires. Ces nouvelles avalanches rejoignent l'avalanche primaire pour former un plasma quasi neutre de plus grande étendue dans la direction de la cathode. A cet endroit, des atomes sont excités et les mêmes processus peuvent avoir lieu à nouveau et le streamer croit. Lorsqu'il atteint la cathode, un canal de plasma neutre reliant les électrodes se forme, se comportant électrostatiquement comme un fil métallique. Les avalanches secondaires dues à la photo ionisation sont attirées par le canal, ce qui limite sa croissance. Ainsi, la formation du streamer est possible lorsque le champ $\overrightarrow{E'}$ dû à la charge d'espace est plus important que le champ extérieur $\overrightarrow{E_0}$, afin que les avalanches secondaires se dirigent vers l'avalanche primaire. On en déduit un critère de formation suivante [44, 49]:

$$E' = \frac{e}{R^2}\exp[\alpha.x] - E_0 \qquad \text{(III.18)}$$

Avec :

e : Charge élémentaire de l'électron ;

R : est le rayon de la tête de l'avalanche pour x=d, où d représente la distance inter électrodes, on a le champ E' minimal. En calculant *R*, on peut écrire une forme simplifiée du critère dit condition de claquage de Meek :

$$\alpha.d \approx 20 \text{ et } N_e \approx \exp(\alpha.d) \approx 10^8 \qquad \text{(III.19)}$$

Ces critères sont vérifiés en particulier dans l'air à pression atmosphérique.

III-3-2-1) Influence de champ non uniforme

Dans ce cas, le coefficient de multiplication α n'est pas constant dans l'espace entre électrodes. Pour calculer le nombre d'ions positifs créés par une avalanche, il est nécessaire de connaître la distribution du champ électrique le long de son parcours. L'expression ($e^{\alpha.x}$) est alors remplacée par l'intégrale $e^{\int_0^x \alpha.dx}$ d'où la formule généralisée du critère de Meek [13] :

$$E_r = [5.3\ 10^{-7}\ \alpha]\frac{e^{\int_0^x \alpha.dx}}{[x/P]^{1/2}} \qquad \text{(III.20)}$$

Où : E_r est le champ de charge d'espace.

Ainsi pour une géométrie pointe positive-plan, qui présente un haut degré de non-uniformité du champ, le streamer se développe à partir de la pointe positive, puis se propage rapidement dans la zone où le champ appliqué est faible. Une telle propagation n'est possible que sous l'effet du champ de charge d'espace qui est alors prédominant. Il faut noter que la propagation d'un streamer n'entraîne plus nécessairement le claquage de l'intervalle, comme dans le cas d'un champ uniforme [13].

III-4) Type de décharges

Les caractéristiques électriques des décharges dépendent fortement de la géométrie des électrodes. On classe celle-ci en trois familles qui induisent des comportements électriques et des applications différentes.

III-4-1) Décharges pointe-pointe

L'utilisation de pointes métalliques (figure III.5), pour l'étude des décharges est assez courante. Cela est dû à l'effet de pointe, qui permet d'obtenir localement un champ intense (au niveau des pointes et des angles métalliques). Ce champ intense favorise le claquage électrique des gaz. C'est pour cela que l'on utilise des pointes comme paratonnerre et que la machine de Watson était équipée d'une pointe [3].

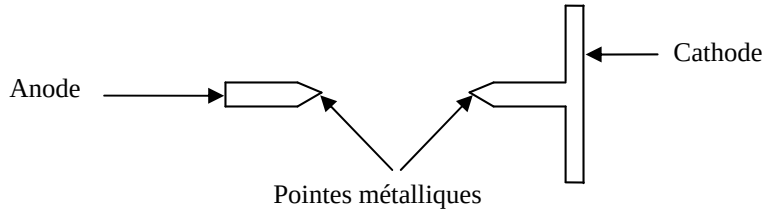


Figure (III.5) : Schéma simplifié d'électrodes pointe-pointe.

L'utilisation de pointes a l'avantage de stabiliser le lieu de la décharge puisqu'on est sûr du point de départ et du point d'arrivé de celle-ci (mais rien n'impose que le trajet entre ces deux point soit une ligne droite). Ce sont souvent des décharges entre deux électrodes métalliques ; on n'utilise que rarement cette configuration avec des décharges à barrière diélectrique [3].

III-4-2) Décharges pointe-plan

Ce sont des arcs dont le chemin peut être instable ; c'est à dire que l'on connaît de manière certaine le point de départ de l'arc mais qu'on ne peut pas prédire quel sera le point d'arrivée sur le plan ni même le chemin parcouru. On peut distinguer trois types de décharge pointe-plan ; les arcs transférés, les arcs non transférés et les arcs glissants, qui ont des utilisations industrielles différentes. Les arcs transférés ou non transférés sont utilisés tous les deux en sidérurgie pour obtenir des gaz à de très hautes températures, à l'aide de courants importants (plusieurs centaines d'Ampères) [3].

La figure III.6, représente un schéma simplifie de la configuration d'électrodes pointe plan :

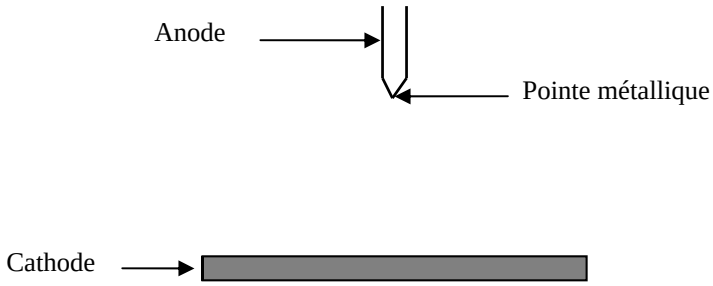


Figure (III.6) : Schéma simplifié d'électrodes pointe-plan [3].

III-4-3) Décharges plan-plan

Les décharges plan-plan sont rarement des décharges entre électrodes métalliques **(**figure III.7). En effet, dans le cas d'une utilisation d'électrodes métalliques planes, on ne connaît ni le point de départ de la décharge, ni le point d'arrivée et, sans traitement particulier sur ces électrodes, on n'obtient pas un arc homogène, réparti sur toute la surface des électrodes ; on observe un arc unique se déplaçant dans l'espace inter électrodes, ou parfois, plusieurs arcs apparaissant et disparaissant dans ce même espace [3].



Figure (III.7) : Schéma simplifié d'électrodes plan-plan [3].

Partie II : Répartition du champ électrique lors de l'évolution de la décharge

III-5) Modélisation

Dans cette partie, nous étudions la modélisation numérique de la décharge dans un système pointe plan en présence d'un paratonnerre vertical. En fonction d'évolution de la décharge et des paramètres du paratonnerre (hauteur et sa position), nous déterminons la répartition du champ électrique au plan ainsi que sur la pointe du paratonnerre.

Cette partie est structurée en deux sous-parties :

La première sera consacrée à la modélisation de la décharge, nous présentons pour cet effet les outils mathématiques utilisés.

Dans la deuxième sous-partie (exploitation), nous présentons les résultats du champ trouvés en fonction des paramètres du système. Des corrections sont apportées aux valeurs du champ mesurées expérimentalement.

III-6) Hypothèses simplificatrices

Pour la simulation de la décharge, nous adoptons les hypothèses suivantes :

- Toute l'étude est portée sur la simulation d'un coup de foudre descendant. De ce fait, la décharge démarre de l'électrode pointe et progresse vers l'électrode plane.
- La progression de la décharge est aléatoire et se fait des points de champ les plus intenses vers les points de moindre champ.
- Nous négligeons les charges d'espaces, en tenant compte que de l'évolution par saut de la décharge.
- La décharge évolue par saut. Cela revient à considérer que le champ électrique change de répartition à chaque évolution de la décharge.

III-7) Progression de la décharge

Pour la simulation de la décharge, nous élaborons un second maillage régulier, qui est constitué d'éléments carrés logés dans une matrice de M lignes et N colonnes (figure III.8). L'évolution de la décharge est aléatoire et se fait par branches de point où le champ est plus élevé vers les points les moins intenses.

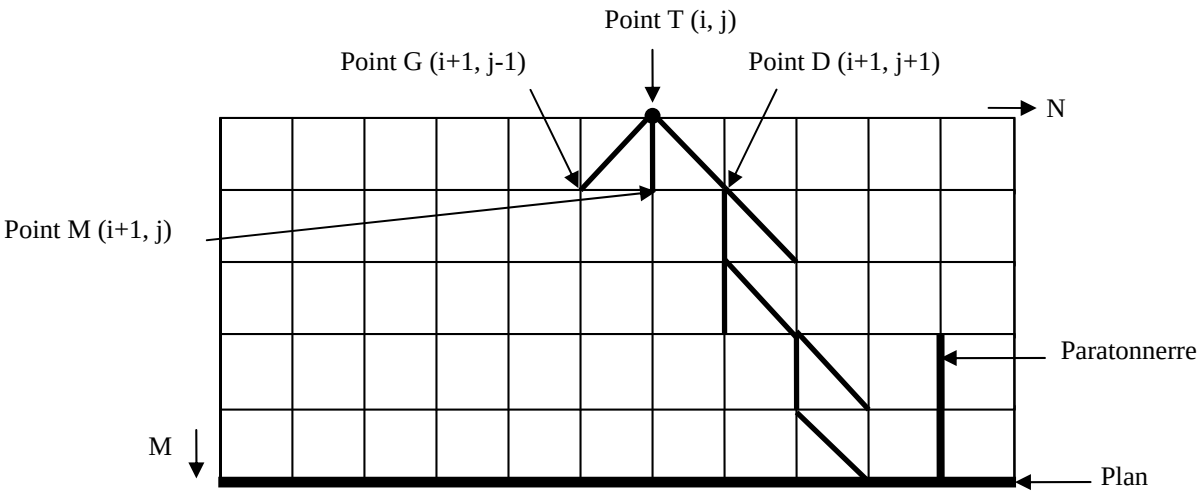


Figure (III.8) : Schéma simplifié de progression de la décharge

La décharge démarre de l'électrode pointe et se dirige vers le plan. A chaque saut, le point du bout de la décharge, T (i, j), présente une probabilité de progression aléatoire vers trois points cibles différents (Figures III.8) : G (gauche), M (centre), D (droite), d'abscisses matricielles respectives (i+1, j-1), (i+1, j) et (i+1, j+1).

Le critère de propagation de la décharge vers un point cible de coordonnées (i, j), d'intensité de champ E (i, j) est donné par la formule suivante [50] :

$$E(i, j) > E_{\max}(1 - Xi) \qquad \text{(III.21)}$$

Avec:
E (i, j) : le champ au point considéré.
E_{max} *:* champ max calculé à chaque saut.
Xi: Variable aléatoire générée par la fonction Random

A chaque pas, de nouvelles branches sont ajoutées à l'ancien tracé, liant ainsi une des extrémités de cette dernière avec les nœuds susceptibles d'être amorcés par la décharge électrique.

Nous supposons que la charge cumulée à l'intérieur du canal de la décharge est très élevé, ce qui revient à admettre que le champ qui y règne est nul (la différence de tension est nulle aussi) et que le canal de décharge est un conducteur pur.

Pour se faire, nous attribuons à chaque branche rajoutée dans la simulation le même potentiel que celui de l'électrode pointe.

Il est possible de simuler n'importe quelle loi probabiliste à partir de la loi uniforme sur [0, 1] (de manière plus ou moins efficace). Le premier problème consiste donc à trouver un procédé pour générer des nombres réels compris entre 0 et 1 possédant les propriétés d'une suite indépendante de variables aléatoires uniformes sur [0, 1]. Cela est obtenu grâce aux générateurs de nombres pseudo-aléatoires [51].

Sans rentrer dans les détails de ces générateurs, ni dans les tests statistiques utilisés pour les admettre, les nombres pseudo-aléatoires fournis par la fonction RANDOM des ordinateurs seraient en général excellents pour ce qui est de la répartition uniforme [51]. D'où le choix de cette fonction pour générer la variable aléatoire dans notre programme.

III-8) Organigramme de simulation

Dans l'organigramme suivant (figure III.9), nous résumons les différentes étapes entreprises pour l'élaboration du programme de simulation de la décharge. Le champ maximal E_{max} est le critère propagation. Il est calculé à chaque étape d'évolution de la décharge.

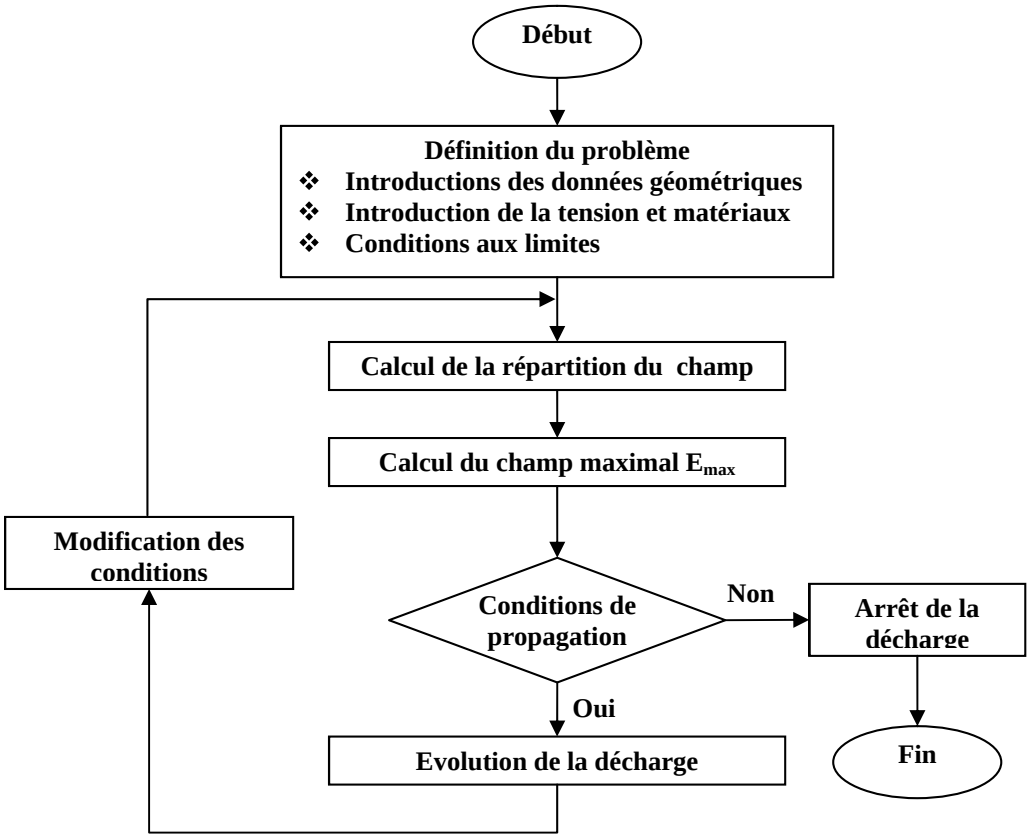
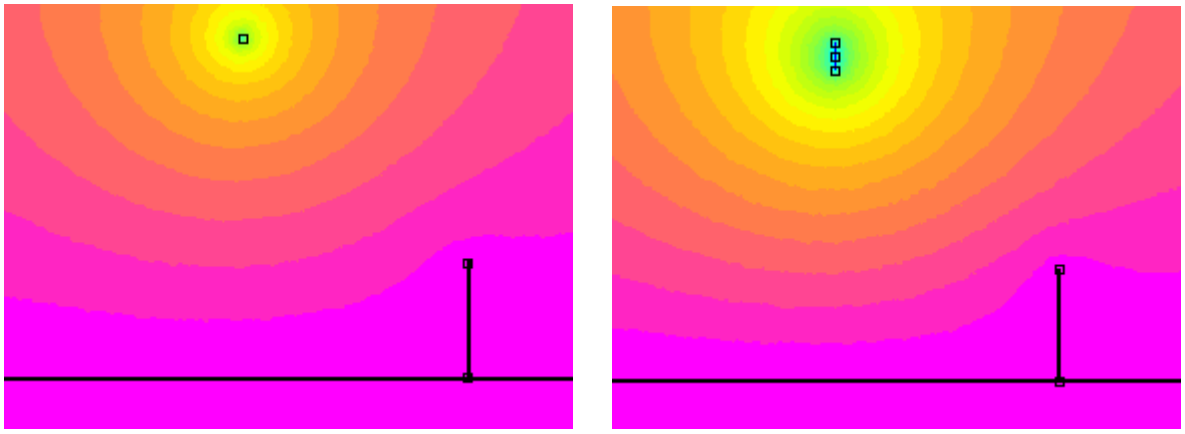


Figure (III.9) : Organigramme de simulation (Modèle sans chute de tension)

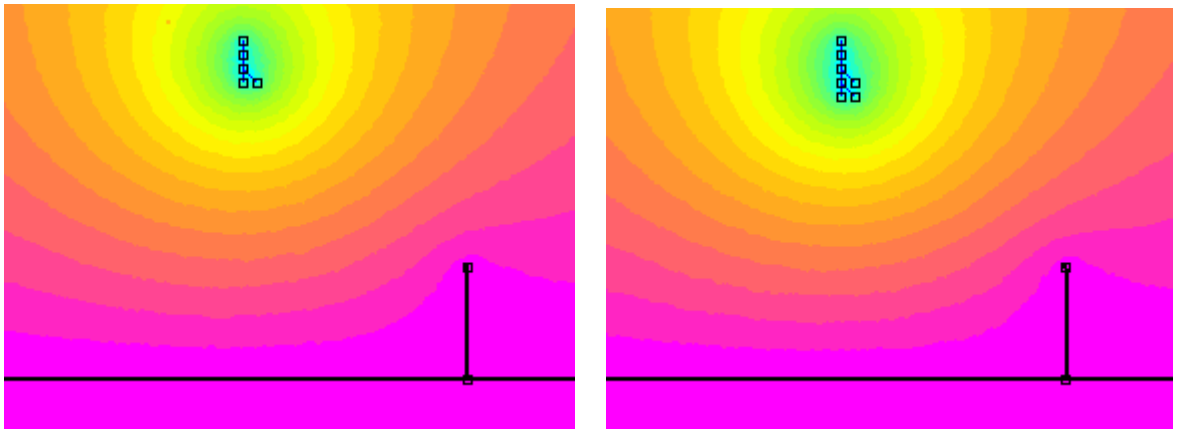
III-9) Résultats et interprétation

III-9-1) Influence de la décharge sur la distribution du champ électrique

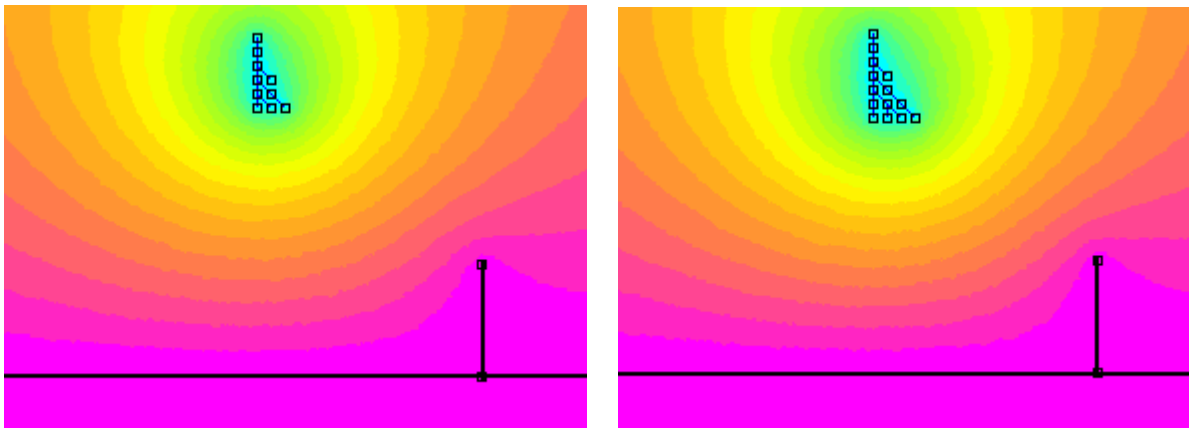
La figure III.10, représente un exemple de densité des lignes du champ électrique en fonction de l'évolution de la décharge (d=12 cm, h=4 cm, D=8 cm, pas d'évolution 0,5 cm) :



l=0 cm l=1 cm



l=1.5 cm l=2 cm



l=2.5 cm l=3 cm

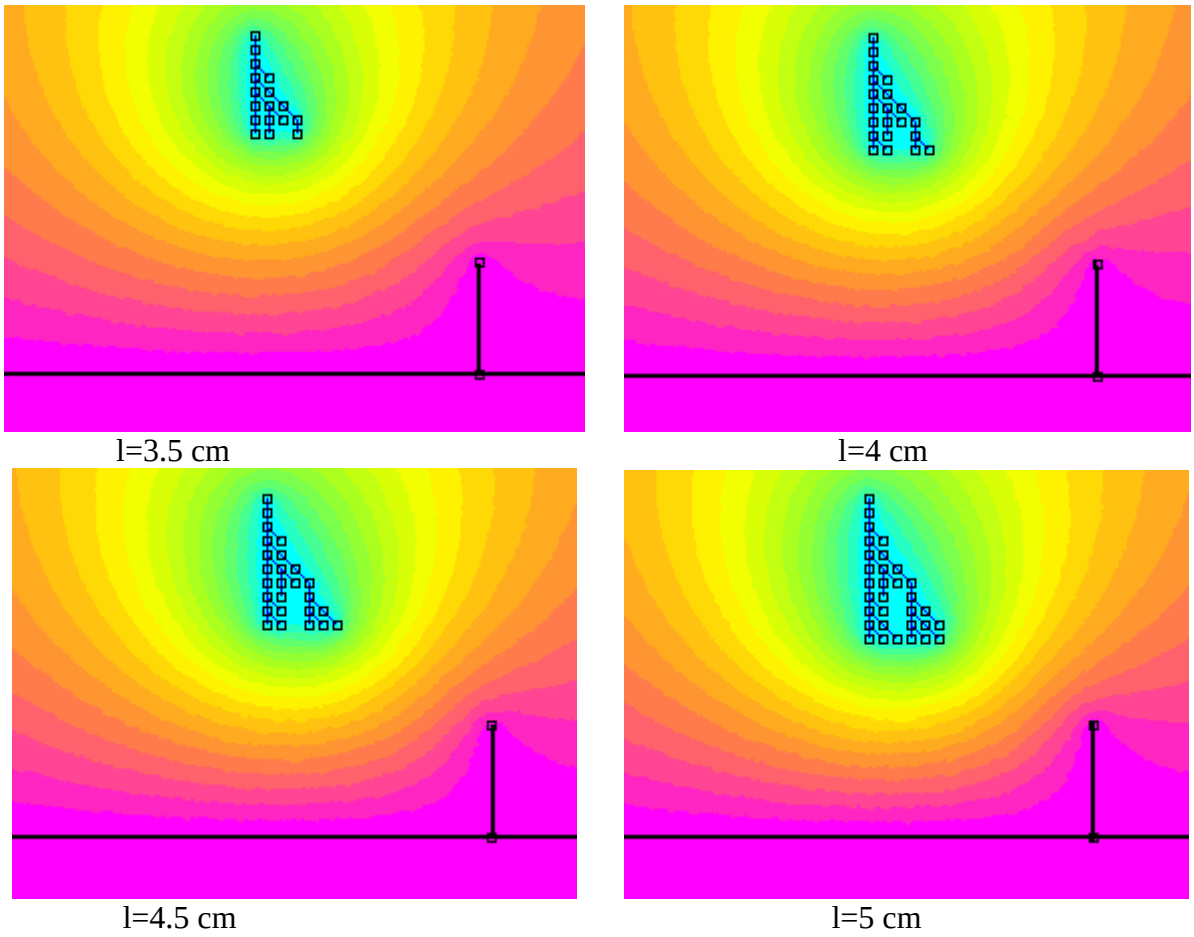
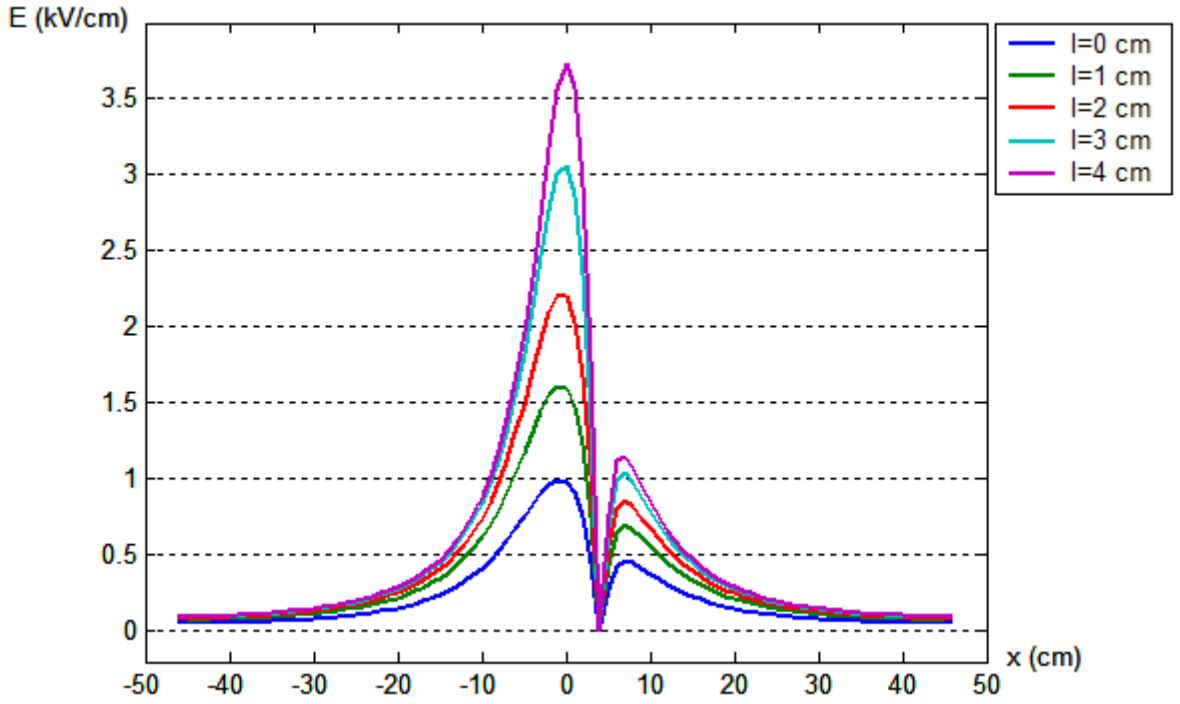


Figure (III.10) : L'évolution de la décharge obtenue par FEMM
d=12 cm, h=4 cm, D=8 cm, pas d'évolution 0.5 cm.

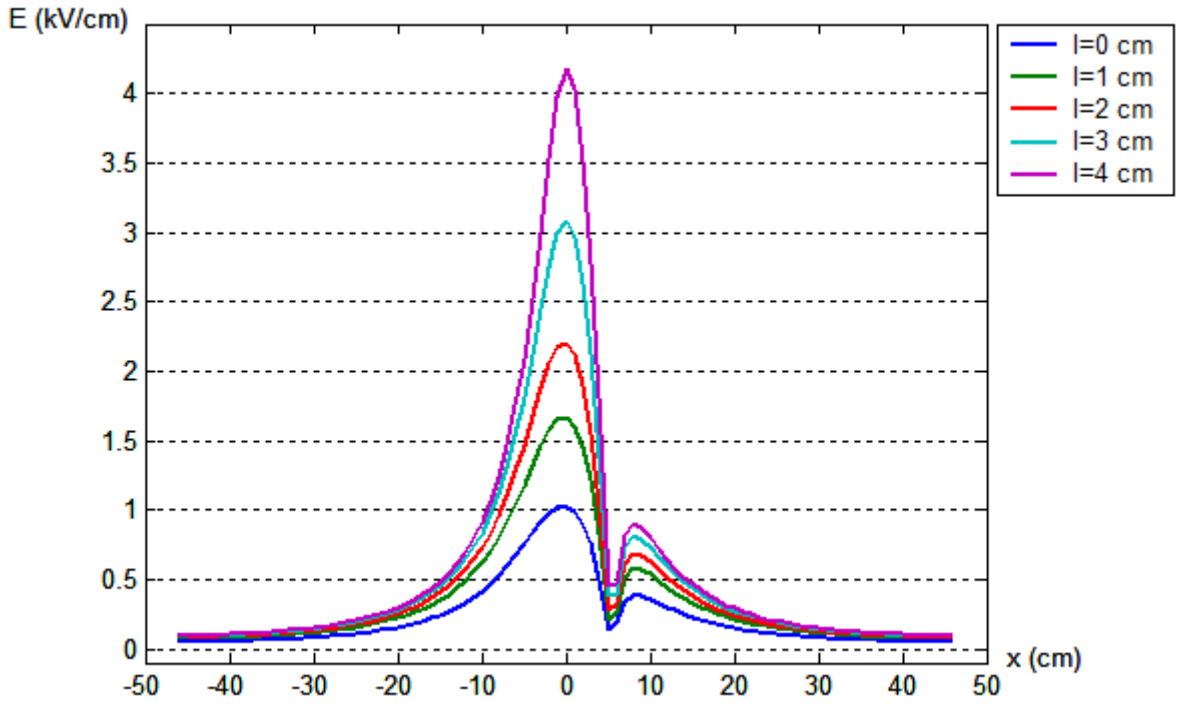
Avant l'initiation de la décharge (figure III.10, l=0 cm), La déformation des lignes équipotentielles est faible. Cette déformation est d'autant plus amplifiée que la décharge évolue (l=2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5 et 5 cm).

Aux premiers pas (l=0.5, 1, 1.5 cm), la décharge progresse linéairement vers le sol. Au-delà de ces longueurs des ramifications, de plus en plus nombreuses, vers le paratonnerre apparaissent. En effet, pour le cas que nous avons présenté (D=8 cm), le programme que nous avons réalisé répond bien au modèle électrogéométrique qui définit une zone de protection avoisinant les 8.9 cm.

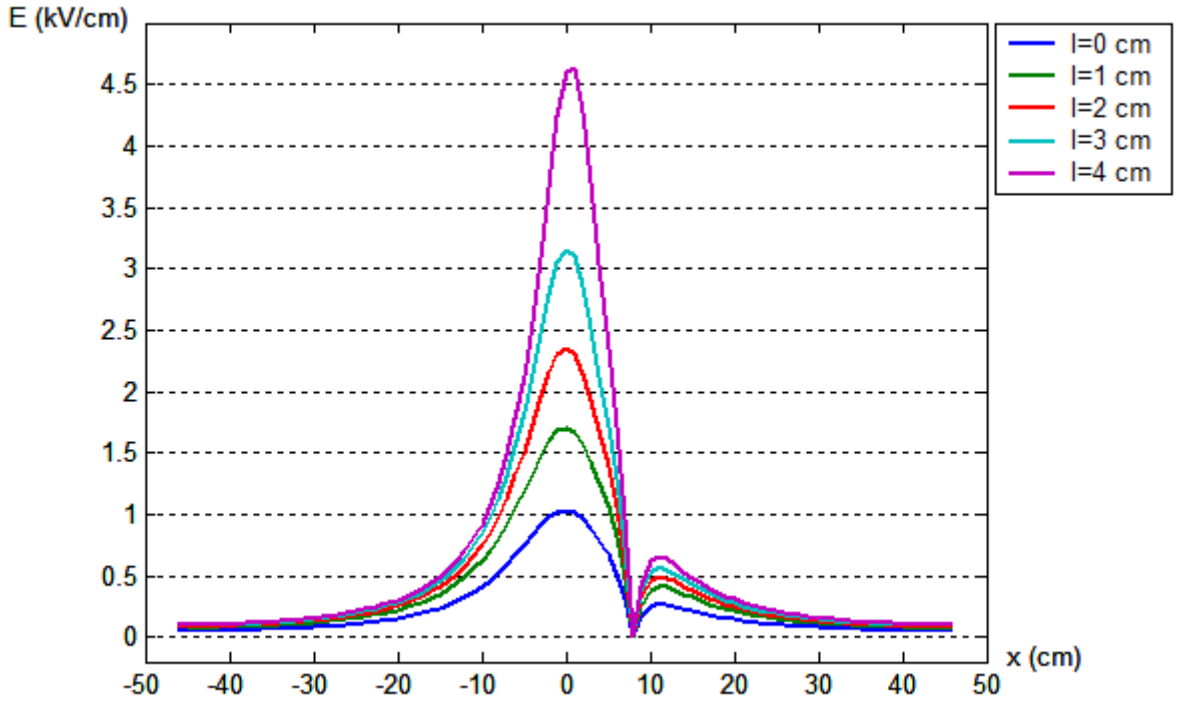
La figure III.11, représente la distribution du champ électrique au sol, en fonction de l'évolution de la décharge, pour trois positions du paratonnerre (D= 4, 5.3, 8 cm) représentant respectivement, position de protection, position limite et position non protégée selon le modèle électrogéométrique. Dans cette série de courbes, nous considérons une hauteur du paratonnerre h= 2 cm.



a) D=4 cm



b) D=5.3 cm



c) D=8 cm

Figure (III.11) : Champ électrique au sol en fonction de la longueur de la décharge, $d = 8\ cm, h = 2\ cm, U = 25.6\ kV$

Nous constatons que les valeurs du champ électrique au plan, croissent au fur et à mesure que la décharge évolue vers le sol (figure III.11.a), pour atteindre des valeurs très élevées lorsque la décharge parcoure la moitié de la distance inter électrodes (à l=4 cm, la valeur du champ est égale au triple de celle trouvée à l=0). Cependant, l'intensité du champ reste proche de zéro au pied du paratonnerre (c'est-à-dire à x=D).

Nous remarquons aussi, que le champ est plus important sur le sol à la verticale qui passe par l'électrode haute tension, cela quelque soit la distance parcourue par la décharge (figure III.11.a, III.b, III.c).

La figure III.12, représente l'évolution du champ électrique au sol, au-dessous de l'électrode haute tension (E0), en fonction de la longueur de la décharge (l), pour trois positions du paratonnerre (D) :

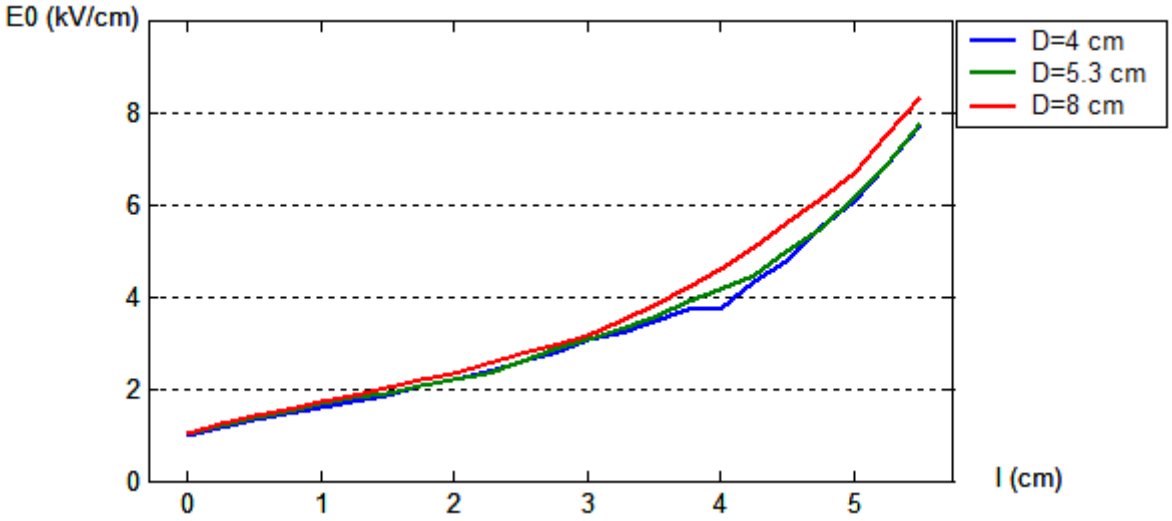


Figure (III.12) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 8\ cm, h = 2\ cm, U = 25.6\ kV$

Nous constatons que, le champ (E0) augmente lorsque la décharge évolue quelle que soit la position du paratonnerre. A titre d'exemple, pour une position du paratonnerre D=4 cm, le champ passe de la valeur 0.9792 kV/cm (pour l=0 cm) à 8.3503 kV/cm (pour l=5.5 cm).

En déplaçant le paratonnerre (D augmente), le champ au milieu du plan augmente faiblement. Cette augmentation n'est, toutefois visible, que si la décharge a bien évolué (l > 3.5 cm) et en particulier lorsque le paratonnerre est dans la zone où il ne protège pas (D=8 cm). Cela confirme l'hypothèse, quand le paratonnerre se trouve dans la zone de protection, l'intensité du champ sur le sol, au voisinage du paratonnerre est faible.

Les figures III.13, III.14, représentent l'intensité du champ électrique à la pointe du paratonnerre, en fonction de l'évolution de la décharge pour trois positions du paratonnerre :

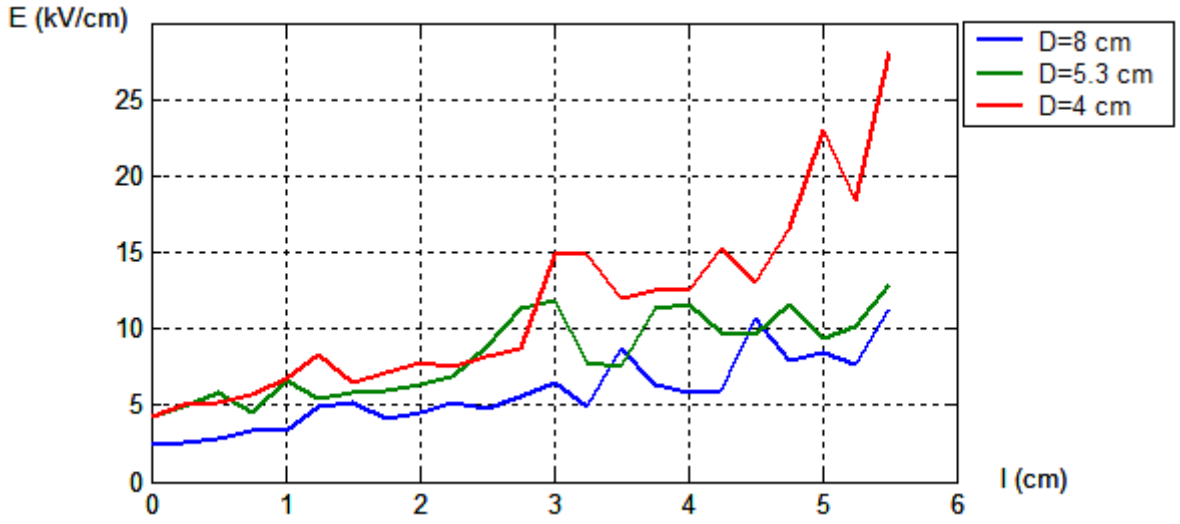


Figure (III.13) : Variation du champ à la pointe du paratonnerre
$d = 8\ cm, h = 2\ cm, U = 25.6\ kV$

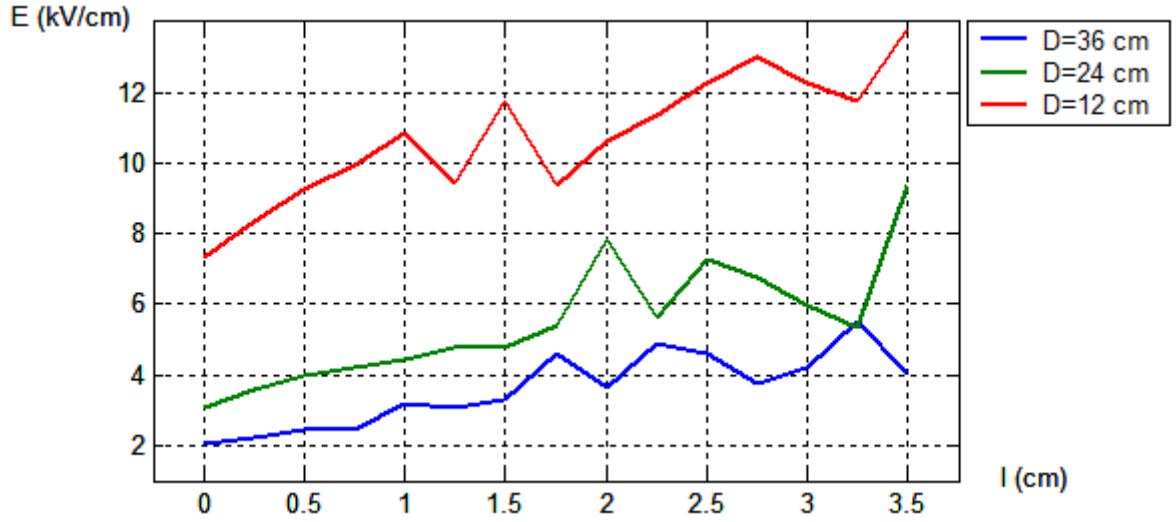


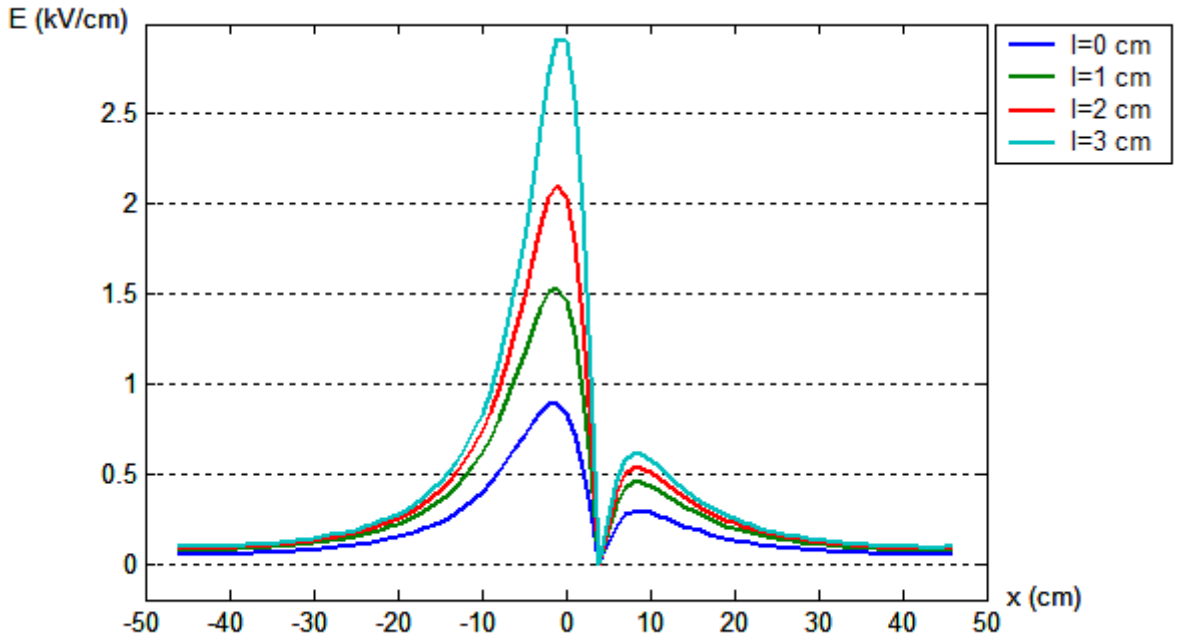
Figure (III.14) : Variation du champ à la pointe du paratonnerre
$d = 16\ cm, h = 12\ cm, U = 56\ kV$

La variation du champ électrique à la pointe du paratonnerre, en fonction de l'évolution de la décharge (figure III.13, III.14), nous permet de constater que le champ est plus intense lorsque le paratonnerre se trouve à proximité de l'électrode haute tension (D=4 cm pour d=8 cm, D=12 cm pour d=16 cm). Pour le cas (D=4 cm, d= 8 cm), le paratonnerre protège selon le modèle électrogéométrique. Lorsque la tête du traceur s'approche du sol, la valeur du champ électrique au sommet du paratonnerre est importante. Si cette valeur du champ est suffisamment élevée (27 kV/cm à l=5.5 cm), elle peut initier l'avalanche et des décharges ascendantes apparaitraient à la pointe du paratonnerre. Dans ce cas le point d'impact de foudre sera inévitablement le paratonnerre [12].

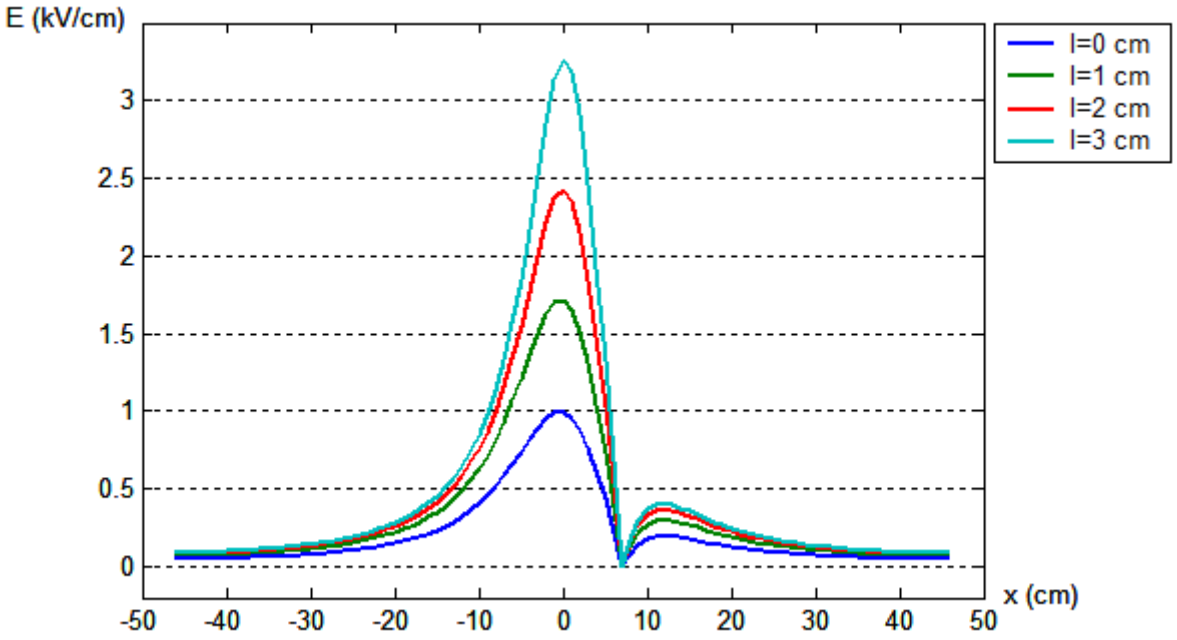
III-9-2) Influence de la hauteur du paratonnerre, en présence de la décharge sur la distribution du champ électrique sur le plan

Pour examiner l'influence de la hauteur, nous conservons les mêmes données (d=8 cm, D= 4 cm) des courbes de la figure III. 11.a et traçons sur la figure III. 15.a, la variation du champ électrique au sol pour une hauteur h= 4 cm.

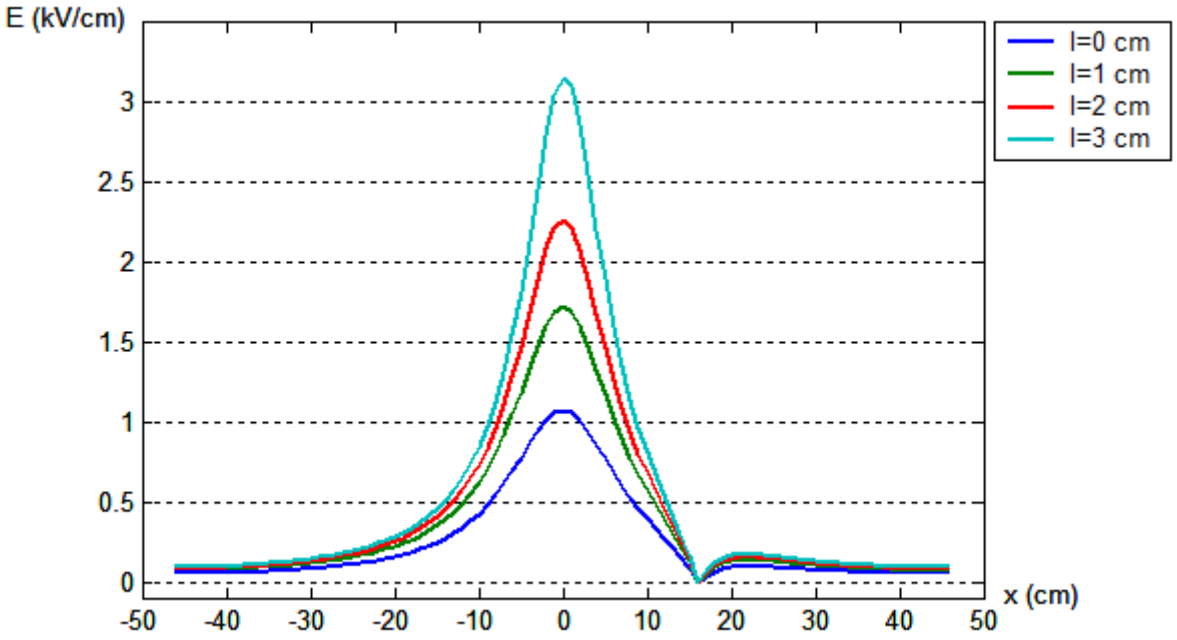
La figure III.15, représente la distribution du champ électrique au sol, en fonction de l'évolution de la décharge, pour trois positions du paratonnerre (le paratonnerre protège à D=4 cm, à la limite D=7 cm et il ne protège pas à D=16 cm) :



a) D=4 cm



b) D=7 cm



b) D=16 cm

Figure (III.15) : Variation du champ électrique au plan
$d = 8\ cm, h = 4\ cm, U = 25.6\ kV$

Nous constatons que le champ sur le sol, diminue quand la hauteur du paratonnerre augmente (figures III.11.a, III.15.a). L'intensité du champ au plan au dessous de la pointe haute tension, passe de la valeur 3.064 kV/cm pour h=2 cm à la valeur 2.906 kV/cm pour h=4 cm, cela pour une même longueur de la décharge (l= 3 cm).

Le milieu du plan est l'endroit où le champ électrique est le plus élevé (figure III.11, III.15), par conséquent, nous nous intéressons à cette zone qui est la cible privilégiée des coups de foudre.

La figure III.16, représente l'évolution du champ électrique au sol, au-dessous de l'électrode haute tension (E0), en fonction de la longueur de la décharge (l), pour trois positions différentes du paratonnerre (D) :

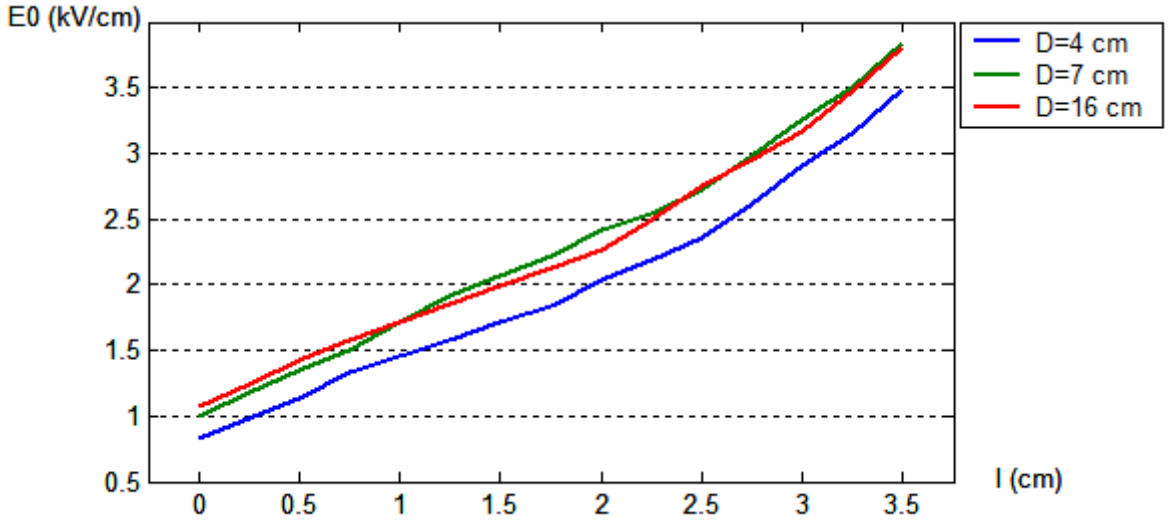


Figure (III.16) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 8\ cm, h = 4\ cm, U = 25.6\ kV$

La figure III.17, représente une comparaison entre deux allures du champ E0, pour deux hauteurs différentes du paratonnerre.

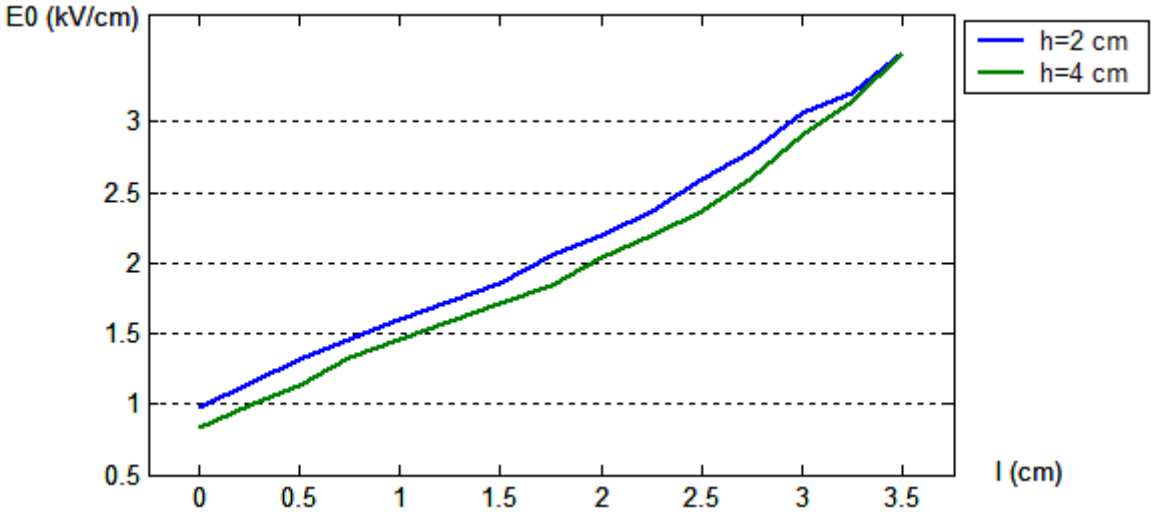


Figure (III.17) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 8\ cm, D=4\ cm, U = 25.6\ kV$

Les remarques que nous pouvons tirer de la figure III.16, sont les mêmes que la figure III.12 à savoir : Le champ (E0) augmente lorsque la décharge évolue vers le sol. L'intensité du champ électrique (E0) croît, lorsque la position du paratonnerre s'éloigne de centre du plan (figure III.16). Cependant, le champ (E0) diminue au sol, quand la hauteur du paratonnerre augmente (figure III.17).

III-9-3) Influence de l'évolution la décharge sur le champ électrique à la pointe du paratonnerre :

Le champ électrique à la pointe du paratonnerre, est un paramètre important à prendre en considération, lors de l'étude du système pointe plan avec paratonnerre. Lorsque le champ local est suffisamment élevé et dépasse le champ seuil d'ionisation de l'air, des décharges ascendantes peuvent apparaitre à la pointe du paratonnerre, un traceur ascendant se forme.

III-9-3-1) Influence de la tension appliquée

Pour illustrer l'influence de la tension appliquée, nous présentons dans les figures III.18, III.19, la variation du champ électrique sur la pointe du paratonnerre en fonction de la longueur de la décharge.

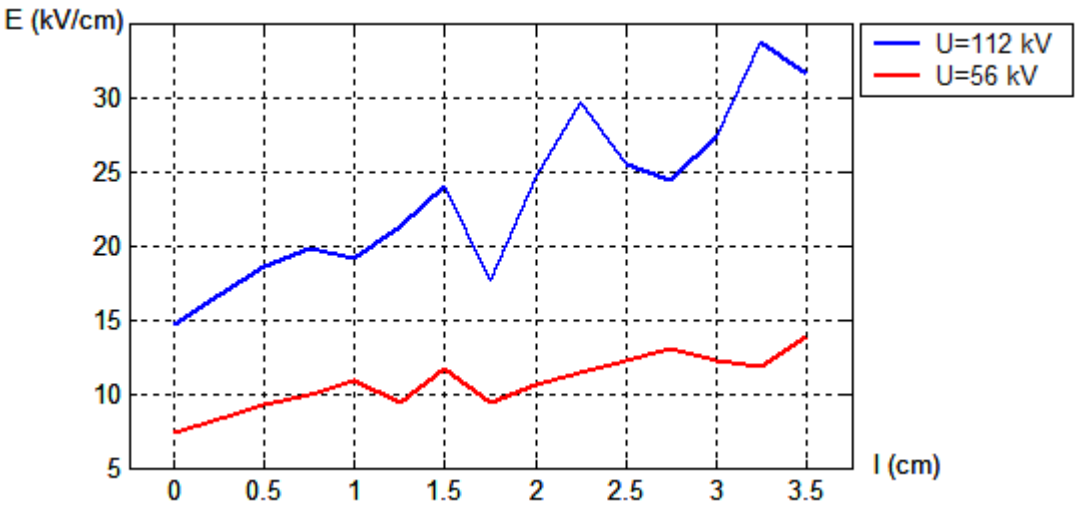


Figure (III.18) : Variation du champ à la pointe du paratonnerre
$d = 16\ cm, h = 12\ cm, D=12\ cm.$

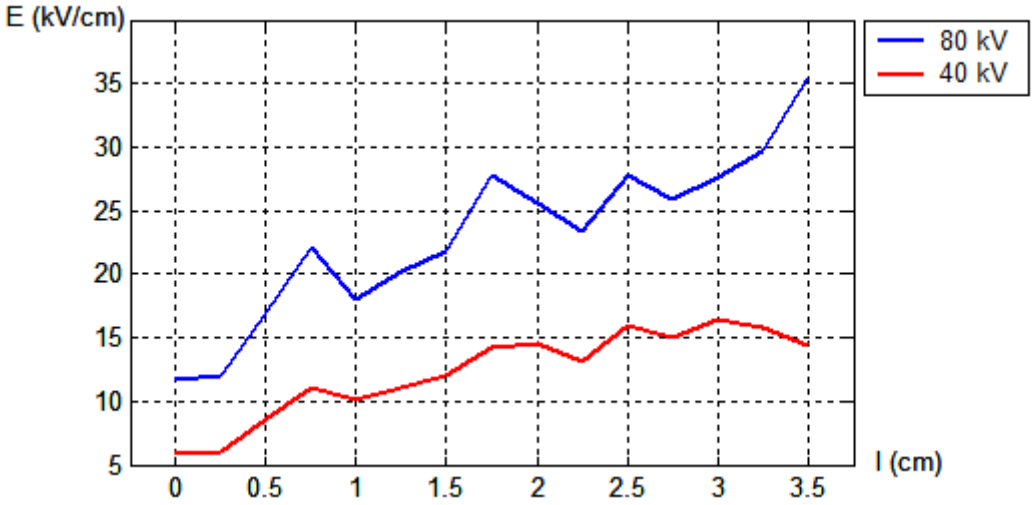


Figure (III.19) : Variation du champ à la pointe du paratonnerre $d = 12\ cm, h = 8\ cm, D=8\ cm.$

Le champ à la pointe du paratonnerre augmente considérablement lorsque la tension appliquée est élevée (Figure III.18, III.19), cela confirme l'efficacité du paratonnerre, dans le cas des coups de foudre d'intensité du courant élevée. Nous remarquons aussi, que la valeur du champ pour une tension de 40% de $U_{0\%}$, n'est pas multipliée par 2 par rapport à celle trouvée pour une tension de 20% de $U_{0\%}$, cela revient à la forme aléatoire de la décharge.

III-9-3-2) Zone de protection du paratonnerre

Pour mieux voir l'influence de l'évolution de la décharge, sur l'intensité du champ électrique au niveau du paratonnerre, nous présentons deux cas de configurations : le paratonnerre ne protège pas (figure III.20) et le paratonnerre protège (figure III.21).

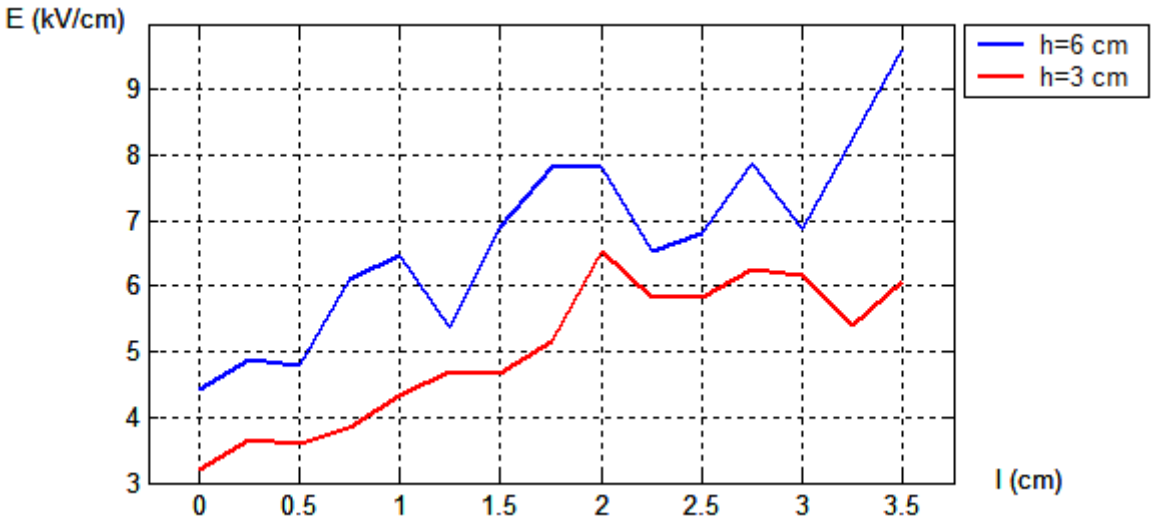


Figure (III.20) : Variation du champ à la pointe du paratonnerre $d = 12\ cm$, $D=12\ cm$, $U = 40\ kV$ (Le paratonnerre ne protège pas).

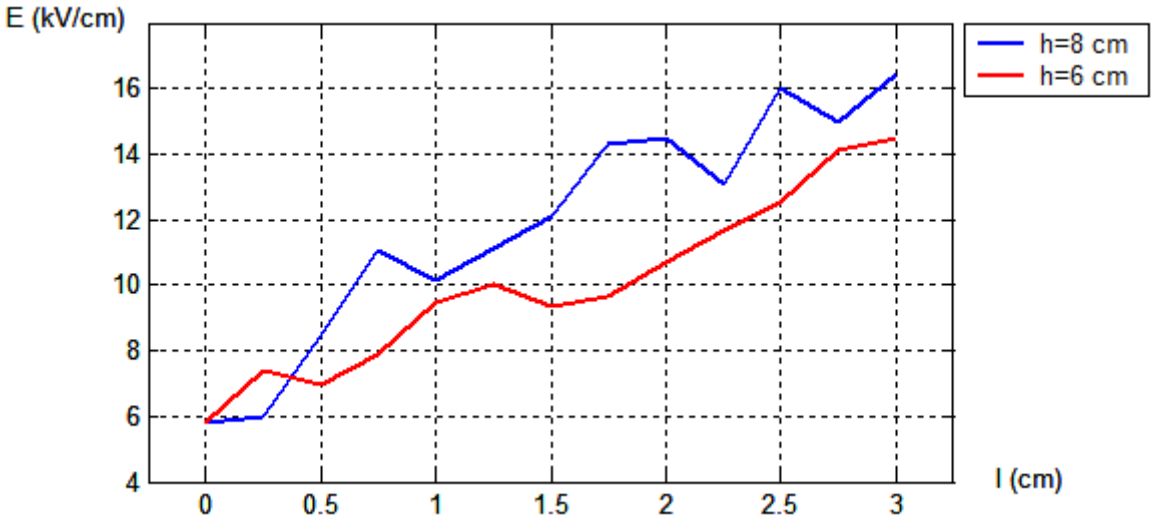


Figure (III.21) : Variation du champ à la pointe du paratonnerre $d = 12\ cm$, $D=8\ cm$, $U = 40\ kV$ (Le paratonnerre protège).

Lorsque le paratonnerre protège (figure III.21), nous remarquons que l'intensité du champ électrique à la pointe du paratonnerre est très élevée. Cependant, pour la même hauteur du paratonnerre h=6 cm, cette valeur du champ est moins importante quand le paratonnerre ne protège pas (figure III.20). Nous constatons aussi, dans la zone de protection du paratonnerre, que la hauteur de celui-ci influe énormément sur la valeur du champ à sa pointe.

Ces résultats justifient les zones de protection déterminées précédemment, à savoir que lorsque le paratonnerre se trouve dans la zone de protection, le champ est très intense à sa pointe. Dans ce cas, la probabilité que le paratonnerre soit le point d'impact de la foudre augmente.

III-9-4) Correction des valeurs expérimentales

Dans cette partie du travail, nous cherchons à corriger les valeurs du champ électrique trouvées expérimentalement, au niveau de centre du plan. Pour cela nous avançons l'hypothèse suivante:

- En pratique, lorsque nous appliquons une tension de 40% de $U_{0\%}$, des décharges locales apparaissent à l'électrode haute tension, sous l'effet de pointe, qui prennent naissance dès que le champ seuil d'apparition des décharges est dépassé. Ce qui change la distribution du champ au plan.

Pour ce faire, nous cherchons la longueur de la décharge, qui correspond à la valeur du champ au centre du plan mesurée expérimentalement, en fonction des différents paramètres de

notre système (hauteur et position du paratonnerre, tension appliquée). Sur chaque courbe tracée, nous indiquons la valeur rapportée par Mezai [4] par un asterisk.

III-9-4-1) Longueur de la décharge en fonction de la hauteur du paratonnerre:

Les figures III.22, III.23, représentent le champ électrique au milieu du plan en fonction de la longueur de la décharge, pour différentes hauteurs du paratonnerre.

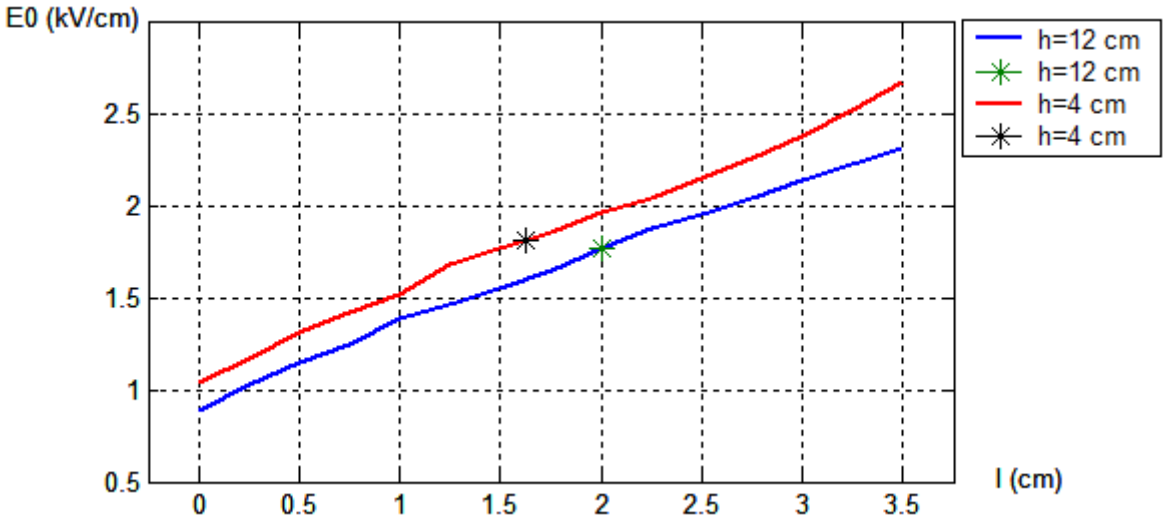


Figure (III.22) : Variation du champ électrique au milieu du plan $d = 16\ cm$, $D=12\ cm$, $U = 56\ kV$.

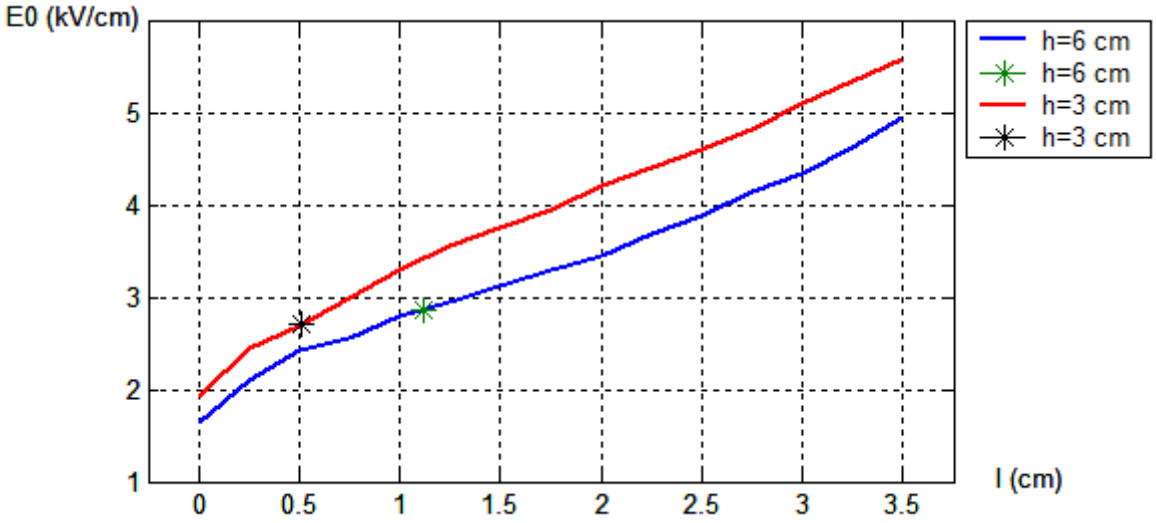


Figure (III.23) : Variation du champ électrique au milieu du plan $d = 12\ cm$, $D=6\ cm$, $U = 80\ kV$.

Nous voyions clairement que la distance parcourue par la décharge, est plus grande lorsque la pointe du paratonnerre est proche de l'électrode haute tension (figures III.22, III.23). Pour une hauteur de h=12 cm (figure III.22), l'évolution de la décharge atteint la longueur de 2.002 cm, qui correspond à la valeur du champ mesurée expérimentalement qui est égale à

1.7688 kV/cm. Cependant, la longueur de la décharge est petite, lorsque la hauteur du paratonnerre est faible. Pour h=4 cm (figure III.22), la décharge parcourt une distance de 1.625 cm, pour atteindre la valeur du champ trouvée expérimentalement (1.8133 kV/cm).

Nous constatons, que la longueur de la décharge diminue, lorsque la hauteur du paratonnerre est faible (figure III.22, III.23). Cela confirme l'influence limité du paratonnerre quand sa hauteur est petite. Dans ce cas, son effet sur l'évolution de la décharge est réduit.

III-9-4-2) Longueur de la décharge en fonction de la position du paratonnerre :

Les figures III.24 à III.27, représentent la variation du champ électrique E0 au milieu du plan, en fonction de la progression de la décharge, pour différentes positions D du paratonnerre.

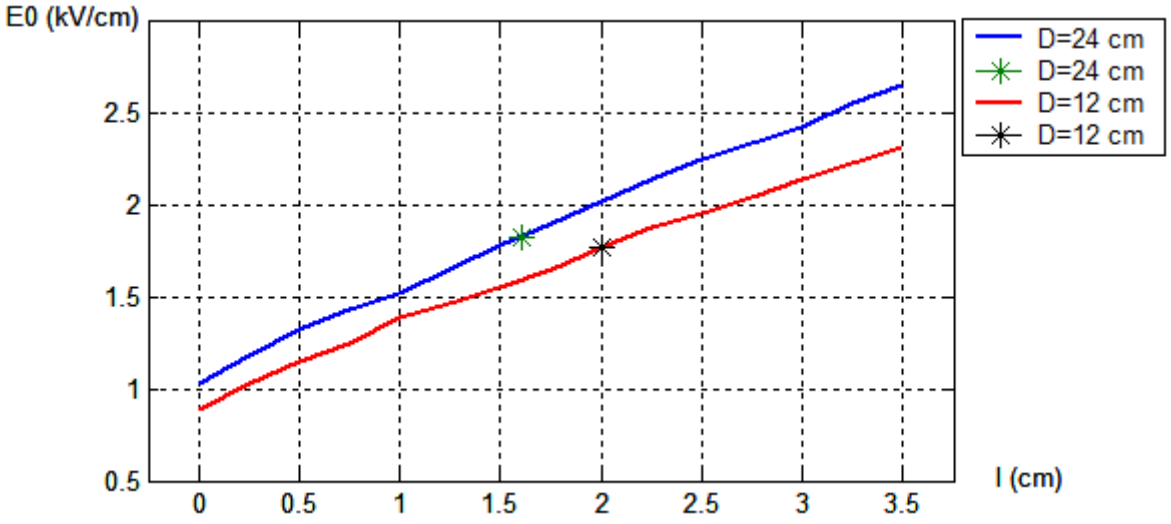


Figure (III.24) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 16\ cm$, $h=12\ cm$, $U = 56\ kV$.

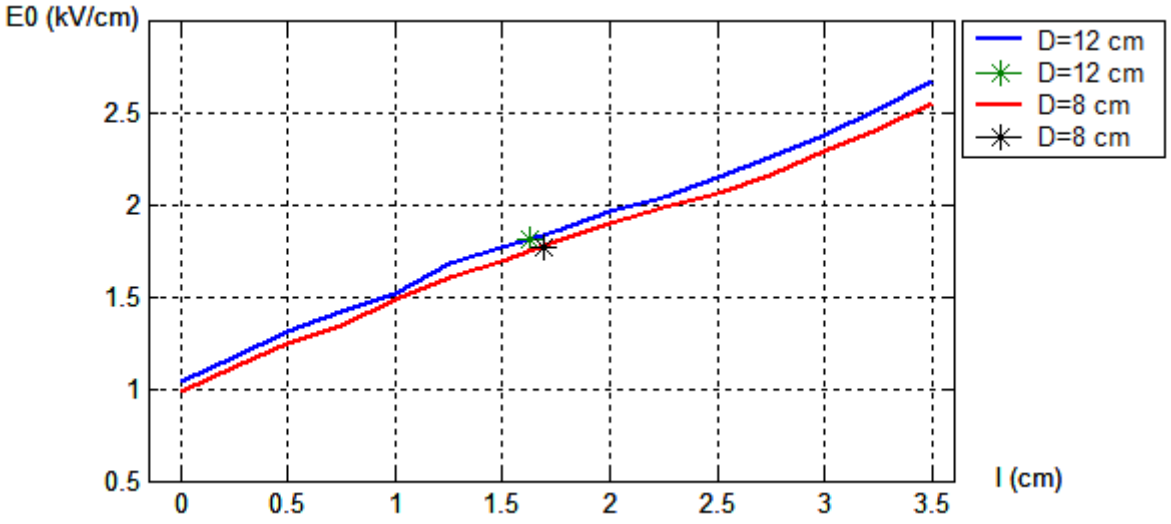


Figure (III.25) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 16\ cm$, $h=4\ cm$, $U = 56\ kV$.

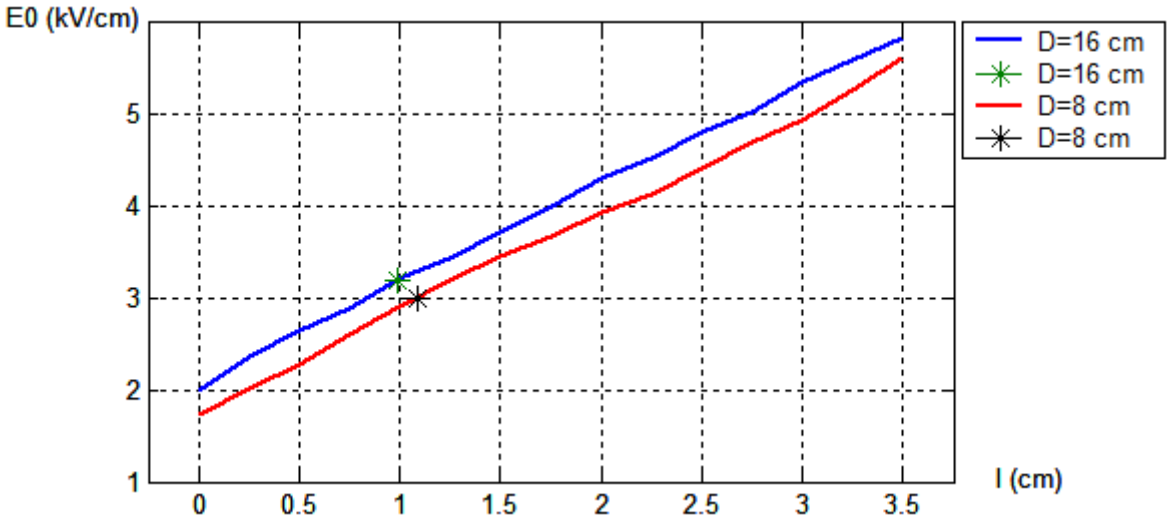


Figure (III.26) : Variation du champ électrique au milieu du plan $d = 12\ cm$, $h=8\ cm$, $U = 80\ kV$.

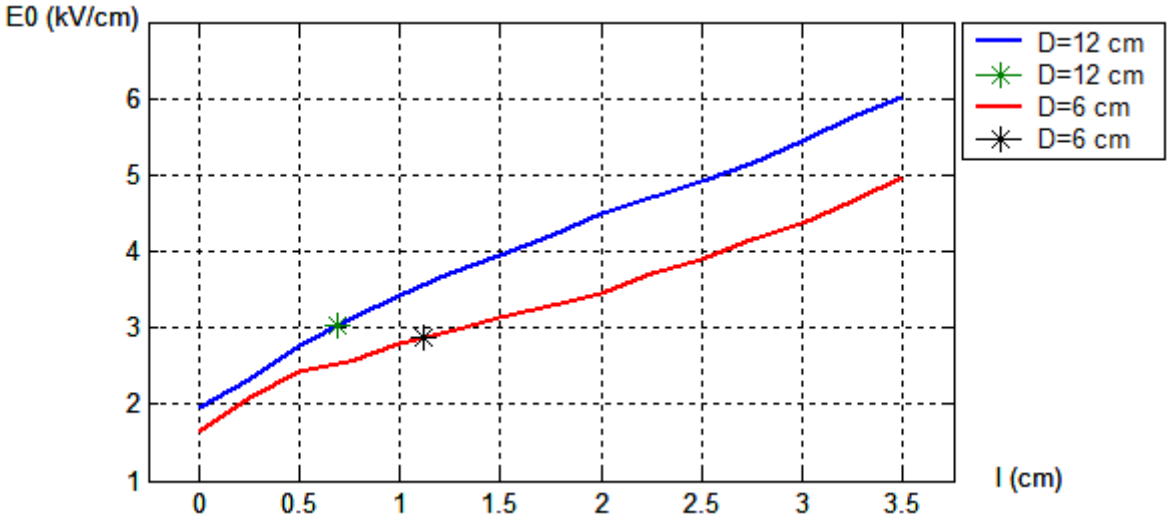


Figure (III.27) : Variation du champ électrique au milieu du plan $d = 12\ cm$, $h=6\ cm$, $U = 80\ kV$.

Nous remarquons, que le champ E0 au milieu du plan, augmente lorsque le paratonnerre s'éloigne de l'électrode haute tension (figure III.24 à III.27). Ainsi, la longueur (pour que la valeur du champ E0 soit égale à celle mesurée expérimentalement) de la décharge est plus grande lorsque le paratonnerre est proche de la pointe haute tension. Pour la position du paratonnerre D=24 cm (figure III.24), la distance traversée par la décharge est égale à 2 cm. Elle vaut 1.6033 cm pour D=12 cm.

Nous constatons aussi, que la longueur de la décharge varie légèrement en fonction de la position du paratonnerre (figure III.25), quand la hauteur du paratonnerre est faible devant la distance inter-électrodes. Pour D=12 cm (figure III. 25), la décharge progresse de 1.624 cm pour

que E0 atteint la valeur trouvée expérimentalement qui est de 1.8133 kV/cm ; pour D=8 cm, la distance parcourue par la décharge est égale à 1.624 cm pour que E0 soit égale à la valeur mesurée (1.776 kV/cm). Nous pouvons justifier ce résultat par l'influence limitée du paratonnerre sur la répartition du champ au milieu du plan, lorsque sa hauteur est petite.

Pour l'intervalle inter électrodes d=12 (figure III.26, III.27). Nous remarquons, que la distance parcourue par la décharge est moins importante, par rapport à celle trouvée pour un système d'électrodes distantes de 16 cm (figure III.24, III.25). Nous pouvons conclure, que la distance inter électrodes influe sur la longueur parcourue par la décharge.

III-9-4-3) Influence de la tension appliquée sur la longueur de la décharge

Afin de visualiser l'influence de la tension sur la longueur de la décharge, nous appliquons deux niveaux de tension, pour les deux distances inter électrodes suivantes (d=16 cm, d=12 cm). Les figures III.28, III.29, représentent les allures du champ électrique au centre du plan en fonction de la longueur de la décharge pour deux niveaux de tensions:

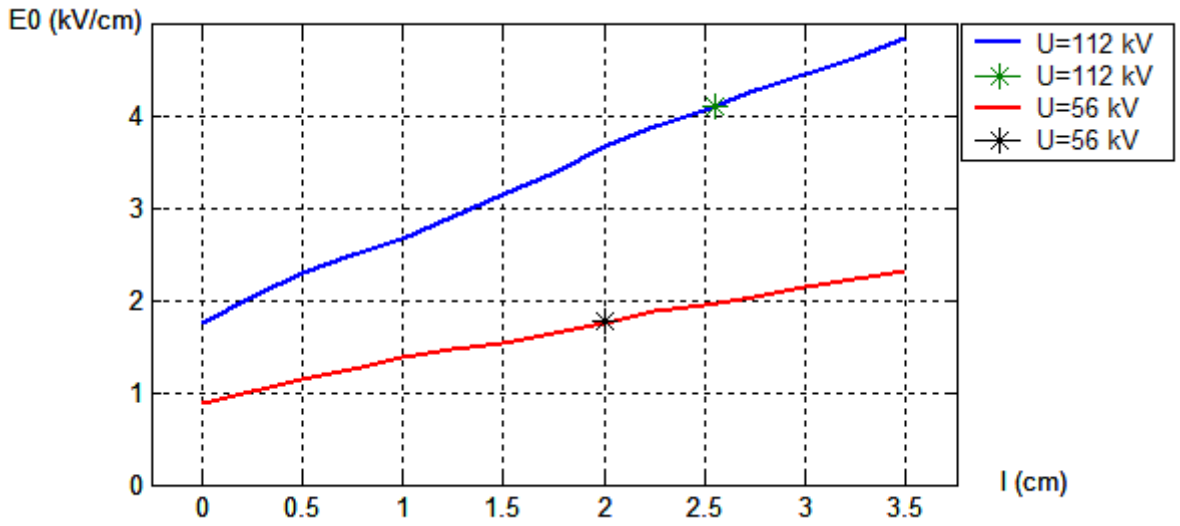


Figure (III.28) : Variation du champ électrique au milieu du plan
$d = 16$ *cm*, *h=12 cm, D=12.*

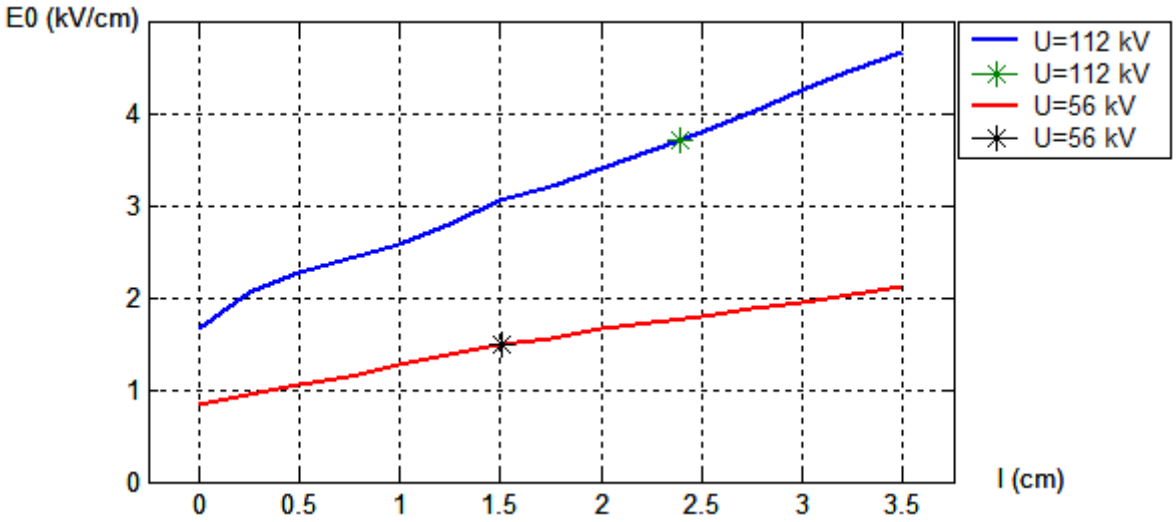


Figure (III.29) : Variation du champ électrique au milieu du plan $d = 16\ cm$, $h=8\ cm$, $D=8$.

Nous constatons à partir des figures III.28, III.29, que la longueur de la décharge augmente lorsque la tension appliquée est plus grande. Pour une tension de 56 kV (figure III.28), la longueur de la décharge est de 2 cm. Cette longueur passe à 2.549 cm pour une tension de 112 kV. Cela confirme l'hypothèse avancée, selon laquelle, pour les niveaux de tensions considérés (20% et 40% de U0%), il y a apparition de décharge au niveau de la pointe.

III-10) Conclusion :

Le modèle de simulation élaboré dans notre étude reproduit la forme de la décharge de foudre. Le caractère aléatoire de la décharge est bien pris en compte.

L'évolution de la décharge de la tête du traceur vers le sol, augmente le champ électrique sur le sol. En effet, plus la décharge progresse plus l'intensité du champ au milieu plan et sur la pointe du paratonnerre augmente.

Lorsque le paratonnerre se trouve dans la zone protection, les valeurs du champ à sa pointe sont très élevées. Quand le champ atteint les valeurs seuils d'ionisation de l'air [3,4], des décharges apparaissent au niveau du paratonnerre, donnant naissance aux décharges ascendantes. Dans le cas contraire, c'est-à-dire le paratonnerre se situe loin de l'électrode haute tension, le champ diminue considérablement à sa pointe, par conséquent le champ augmente au milieu du plan.

Les résultats du champ obtenus dans ce chapitre, confirment les constatations avancées dans le deuxième chapitre à savoir :

- Le champ électrique en présence de la décharge, est plus intense à la verticale qui passe par l'électrode haute tension, son intensité augmente lorsque le paratonnerre s'éloigne de la tige sous tension.
- Le champ électrique au niveau de la pointe est plus élevé, donc la présence d'objets pointus au sol renforce localement ce champ électrique, c'est l'effet de pointe.

L'objectif principal de notre travail est l'étude de la répartition du champ électrique dans un système pointe-plan en présence d'un paratonnerre vertical. Durant ce travail nous avons mis en évidence les différents paramètres qui influent sur la distribution du champ.

L'outil de modélisation que nous avons élaboré pour le calcul de la répartition du champ électrique dans le système étudié est effectué avec le code FEMM, qui résout les équations du champ par éléments finis, piloté par un programme que nous avons développé sous Matlab. Il nous permet ainsi d'examiner avec précision le champ électrique dans un environnement protégé contre la foudre pour deux situations : le champ à l'origine de la foudre et pendant l'évolution de cette dernière, et de visualiser la variation du champ électrique sur le sol et la pointe du paratonnerre en fonction de plusieurs paramètres et de faire les constatations :

- La présence du paratonnerre affaiblit considérablement le champ électrique au sol en particulier à son voisinage.
- Le centre du plan constitue l'endroit au sol où le champ est critique. Cette zone constitue la zone privilégiée de la foudre.
- La valeur du champ électrique sur le plan diminue lorsque le paratonnerre s'éloigne du centre (*D/d* augmente). Pour des distances très loin du paratonnerre (qui correspondent à la zone non protégée) les valeurs du champ relevées se rapprochent de celle obtenues sans paratonnerre
- L'intensité du champ à la pointe du paratonnerre augmente lorsqu'il s'approche de l'électrode haute tension. La présence d'objets pointus au sol renforce localement ce champ électrique, c'est l'effet de pointe. Le champ électrique peut alors atteindre localement des valeurs [4,8] suffisantes pour initier une décharge.
- Quand la hauteur du paratonnerre augmente (d/h diminue), le champ à sa pointe croît considérablement, par contre au sol il diminue énormément.
- Lorsque la tension appliquée à l'électrode est importante, le champ augmente dans tout le système, particulièrement à la pointe du paratonnerre. Ce qui confirme l'efficacité des paratonnerres pour les courants de foudre de grande intensité.

En simulant la décharge électrique, nous avons constaté que le champ électrique au sol change de répartition à la proche du traceur de foudre. En effet, l'intensité du champ augmente dans tout le système étudié en particulier au centre du plan et à la pointe du paratonnerre.

Notre travail est loin d'être terminé, nous suggérons les perspectives suivantes :

- Effectuer des essais au laboratoire en utilisant d'autres techniques de mesure du champ électrique afin de comparer les résultats obtenus.
- Afin d'améliorer le modèle utilisé, nous proposons d'effectuer des calculs numériques du champ électrique en tenant compte de la charge d'espace. Ainsi, de visualiser la répartition du champ en considérant une décharge ascendante à partir de la pointe du paratonnerre.

[1] : O. Pellissier, « *La foudre dans l'industrie?* » MESURES 773 - MARS 2005 www.mesures.com

[2] : J.L. Bryan, R.G. Biermann, G.A. Erickson, rapport de L'INERIS « *Etude des Paratonnerres à Dispositif d'amorçages* », laboratoire d'évaluation des équipements, direction de certification, INERIS-DCE-2000-25265.doc, Octobre 2001.

[3] : J.P Salanne, « *Contrôle du point de fonctionnement des décharges électriques par l'intermédiaire de leur alimentation*.» Thèse de Doctorat, École Doctorale GEET, Toulouse 18/11/2005

[4] : D. Mezai, « *Mesure du Champ Electrique par la Méthode de la Sonde à Capacité Repartie dans un Système Tige-Plan avec paratonnerre vertical sous Tension de Choc de Foudre* », Mémoire de Magister de L'ENP décembre 2006.

[5] : C. Gary, « *La foudre, Nature, histoire, risques et protection* », troisième Edition DUNOD 2004.

[6] : D. Khelil « *Modélisation de la Décharge de Foudre en Présence d'un Paratonnerre et Détermination de sa Dimension Fractale*», Mémoire de Magister, De l'Ecole Nationale Polytechnique, 26 Juin 2008.

[7] : M. Glot « *Protection de la Foudre d'une Station de Réception GPS* » Laboratoire de géophysique interne et techno-physique, référence : PhD/01/013

[8] : P. Gruet, rapport de L'INERIS « *Le risque Foudre et les Installations Classées pour la Protection de l'Environnement* », Méthodes pour l'évaluation et la prévention des risques accidentels INERIS-DRA- Septembre 2001.

[9] : A. Hermant, C. Lesage et J. Stephan, « *l'électricité atmosphérique et la foudre* » Que sais-je ? - Presse Universitaires de France – 1997.

[10] : A. Hermant « *100 orages faciles à prévoir* » - Nathan – 1996

[11] : www.foudre1.html « phénomène météorologique : orages et la foudre»

[12] : M. Aguet, M. Ianoz, « *Haute Tension* », presses polytechnique et universitaire Romandes, Deuxième édition ISBN :2-88074-062-2.

[13] : 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.

[14] : T. Horvath: « *Computation of lightning protection* », Research studies press LTD, England; 1ère Ed; 1991. pp: 1-76.

[15] : E. Kuffel, W. S. Zaengl: « *High voltage engineering* », Pergamon Press, G.B; 1ère Ed; 1984. pp: 463-488.

[16] : P. Abati « *Bien choisi et bien monté, le parafoudre est efficace* ». MESURES 776 - JUIN 2005 - www.mesures.com

[17]: A. Boubakeur: « *Influence of earth electrogeological properties on lightning protection modélisation* », Proceeding of the IEEA, International Annual Conference, IEEA'97, Vol.1, Batna, Dec 1997, pp.17-21.

[18] : C.GARY : « *La foudre : Des méthodologies antiques à la recherche moderne* », Edition Masson, 1994, pp : 3-11.

[19] : « *Guide de conception des réseaux électriques industriels* » T & D 6 883 427/A, Schneider Electric.

[20] : S. Mouhoubi «*Etude de l'influence d'une barrière dans un intervalle pointe-plan, par la mesure de la tension disruptive, du champ électrique et des décharges partielles* », Thèse de Doctorat, Département du Génie Electrique, Ecole Nationale Polytechnique, Décembre 2008.

[**21**] : H. Moulai, S. Belkhir, A. Mameri, Y. Kadoum, « *Evaluation du champ électrique dans les systèmes à haute tension en vue des travaux sous tension- approche numérique* », 5éme conférence national sur HT CNHT'2003, Oran, 2003.

[**22**] : E.O. Selim, « *High voltage breakdown in non uniform fields, new measurements technics and application* », Pd.D Thesis, UK 1979.

[**23**] : L.G. Blomberg, J.A. Cumnok, A.I. Eriksson, « *The Martian plasma environment: electric field and Langmuir probe diagnostic* », Plasma science IEEE Trans, Vol.31. pp 1232-1236, 2003.

[**24**] : J.M. Meek, M.MC. Collins, « *Measurement of field preceding impulse breakdown of rod-plan gaps*», Proc. Of the 7th Int. Conf. on Phenomena in Ionised Gazes, Vol1, Belgrad, pp.581-585,1966.

[**25**] : E.O. Selim, R.T. Waters, « *Static probe for electrostatic field measurement in the presence of space charge* », IEEE Trans. Electr. Insul. Diel. Phen, Vol. IA-16, P.458-463, 1980.

[**26**]: Y. Zebboudj, « *Influence de l'humidité de l'air atmosphérique sur les paramètres de la décharge couronne positive en géométrie cylindrique* », Thèse de Doctorat de l'université Paris VI, 1988.

[**27**]: M. Aguet, M. Ianoz, « *Haute tension*», Presse polytechnique Romandes, 1987.

[**28**] : G. Baldo, « *Electric field measurement during AC corona* », Conseil national de la recherche. Science di ingenerie e di Architettura, pp.473-476, 1969.

[**29**]: O.J. Tassicker, « *Bonndary probe for measurement of current density and electric field strength- with special reference to ionised gases* », IEE. Proc. Sci.Meas. Technol, Vol, 121.N°3, 1974.

[**30**]: S. Mouhoubi et Y. Zebboudj, « *Mesure du champ électrique par la sonde polarisée lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan*», 2éme Conférence nationale sur Haute Tension Tizi-Ouzou novembre 1997.

[**31**]: A. Bouziane, G. Hartman, K. Hidake, M.C. Taplamacioglu, « *Linear-geometry electric-field probe for DC corona measurements* », IEE Proc. Sci.Meas Technol, Vol. 141, pp.111-117, 1994.

[**32**]: A. Kasdi, Y. Zebboudj, H. Yala, « *Analysis of the bipolar corona discharge in two wires to-plane system* », 5éme Conférence nationale sur HT CNHT' 2003, Oran, 2003.

[**33**]: L. Duvillaret, G. Gaborit, A. Paupert et J. Louis Lasserre «*Mesure Vectorielle de Champs Électriques Micro-onde par une Sonde Electro Optique Fibrée Temporellement Stable* » OHD Valence 2007.

[**34**]: M. Fortin, « *Contribution au développement d'un capteur optique de champ électrique* », Thèse de Maîtrise, université de Chicoutimi, Québec 2002.

[**35**]: J. Coelho, K. Hidaka « *Optical high voltage measurement technique using pockels device* », Jpn. J. Appl . Phys. Vol 36, pp. 2394-2398. 1997.

[36] : Rapport de l'ENERIS, « *Protection des installation industrielles contre les effets de la foudre* », N°22, Juillet et Aout 1995.

[37] : Conservatoire national des arts et métiers , « *Méthode des éléments finis* », département STIC/calcul scientifique, (France) année 2007-2008.

[38] : www.gersoo.free.fr

[39] : K. Neceredine, « *Zone de protection contre la foudre sur un sol hétérogène : simulation numérique* », Département du Génie Electrique, Mémoire de Magister, Ecole Nationale Polytechnique, 1994.

[40] : N.K. Bedoui, « *Réalisation d'un programme de calcul d'équipotentielles, d'énergie dissipée et des capacités équivalentes d'un système électrostatique* », Rapport DEA, Ecole Centrale de Lyon, 1998

[41] : D. Meeker, « *Finite Element Method Magnetics* », Version 4.0, User's Manual, June, 2004.

[42] : R. Ierusalimschy, L. H de Figueiredo, W. Celes, Reference Manual of the Programming Language Lua 4.1 (beta), February 14, 2002.

[43] : V. Latocha, « *Deux problèmes en transport des particules chargées intervenant dans la modélisation d'un propulseur ionique* », Thèse Doctorat, spécialité Mathématiques appliquées, Université Paul Sabatier Toulouse 3- INSA de Toulouse, 4 juillet 2001.

[44] : Y. Bourek, « *Détermination des conditions d'ionisation caractérisant le seuil de claquage de l'air par la logique floue*», Mémoire du Magister, Université de Batna, décembre 2005.

[45]: « Breakdown of gaseous insulation» www.classictesla.com/download/breakdown_gi.pdf

[46] : www.ens-lyon.fr\DSM\magistere\projets_biblio\2003\lblaise-\memoire.html

[47] : Ph. Robert, « *Matériaux de l'électrotechnique- volume II-*», Presses polytechniques romande, Lausanne 1987-1989.

[48] : A. Boubakeur, « *Foudre- Zone d'attraction d'un paratonnerre* », support pour conférence, Alger 2004.

[49] : www.lanl.gov_stanleym\dissertation\dissertation.html

[50] : Z. Djemai, « *Détermination de la dimension fractale des décharges électriques radiales sur les surfaces Isolantes* », Département du Génie Electrique, Thèse de Doctorat d'Etat, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, Décembre 1999.

[51] : J.P FOUQUE, « *Calcul des probabilités, concepts et résultats de base* », Technique de l'Ingénieur, A 560, 1993.

This document was created with Win2PDF available at http://www.win2pdf.com.
The unregistered version of Win2PDF is for evaluation or non-commercial use only.
This page will not be added after purchasing Win2PDF.