

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
Université Abderrahmane MIRA de Bejaïa  
Faculté de Technologie



Département de Génie Electrique

## Mémoire de Fin de cycle

Présenté par :

M<sup>r</sup>: MESROUA      Sofiane

M<sup>r</sup>: MOKRANE      Fares

En vue de l'obtention du diplôme de Master en Electrotechnique

Option : Techniques de haute tension

*Etude de l'influence d'un écran métallique vertical sur un intervalle d'air pointe-plan sous tension continue positive.*

Soutenu le : 30/06/2015 devant le jury constitué de :

Mr. R. BOUDISSA	Professeur	Univ. Bejaia	Président.
Melle. N. ROUHA	Docteur	Univ. Bejaia	Examinatrice.
Mme. S. MOUHOUBI	Docteur	Univ. Bejaia	Promotrice.

**SOMMAIRE**

Introduction générale.....1

**CHAPITRE I : MECANISMES DES DECHARGES ELECTRIQUES**

I.1.Introduction :.....3

I.2.Décharge électrique :.....3

    I.2.1.Mécanisme de Townsend :.....3

    I.2.2.Mécanisme des Streamers :.....6

I.3.Influence de la polarité de la tension appliqué:.....8

    I.3.1.Décharges pointe positive-plan :.....8

    I.3.2.Décharges pointe négative-plan :.....9

I.4.Décharges couronne:.....9

I.5 .Champ électrique et topographie de la décharge en géométrie pointe-plan :.....11

I.6.Les paramètres influant sur le développement de la décharge :.....12

    I.6.1.Paramètres atmosphériques :.....12

    I.6.2.Présence de particules conductrices dans l'air :.....12

    I.6.3.Influence du matériau de la pointe :.....12

    I.6.4.Influence de la pollution de l'air : .....13

        I.6.4.1.Effet de la pollution sur la rigidité diélectrique de l'air :.....13

I.7 .Conclusion :.....14

**CHAPITRE II: METHODE DE MESURE DE CHAMP ELECTRIQUE**

II.1.Introduction :.....15

II.2. Machine a champ :.....15

    II.2.1.Moulin a champ :.....15

II.3.Sonde à champ statique :.....16

    II.3.1.Sonde capacitive :.....16

II.3.2. Sonde polarisée :.....18

II.3.2.1.Sonde polarisée circulaire :.....	18
II.3.2.2. Sonde polarisée linéaire :.....	22
II.4.Conclusion :.....	24

## **CHAPITRE III : LES BARRIERES ELECTRIQUES**

III.1. Introduction :.....	25
III.2. Influence des barrières sur la répartition des lignes de champ électrique :.....	25
III.3. Influence des barrières isolantes sur le champ électrique d'un intervalle d'air pointe-plan :.....	26
III.4. Influence des barrières sur la rigidité d'un intervalle d'air pointe-plan :.....	31
III.4.1. Influence de la position et de la largeur de la barrière :.....	31
III.4.2. Influence de la barrière trouée :.....	32
III.4.3. Influence de la barrière métallique :.....	33
III.5. Conclusion :.....	33

## **CHAPITRE IV : ETUDE EXPERIMENTALE**

IV.1. Introduction :.....	35
IV.2. Mesure de la tension disruptive :.....	35
IV.2.1. Dispositif expérimental :.....	35
IV.2.1.1. Circuit d'alimentation :.....	36
IV.2.1.2. Circuit de mesure de la haute tension :.....	36
IV.2.1.3. Arrangement pointe-cylindre-plan :.....	36
a) Electrodes utilisées :.....	37
b) Les cylindres utilisés :.....	39
IV.2.2 Mesure des paramètres physiques de l'air :.....	39
IV.3. Mesure du champ électrique :.....	39
IV.3.1. Dispositif expérimental :.....	41
IV.3.2. Détermination de la densité de courant :.....	42
IV.3.3. Détermination du champ électrique :.....	43
IV.3.4. Précision de mesure avec la sonde polarisée circulaire :.....	44
IV.4. Conclusion:.....	44

**CHAPITRE V : INTERPRETATION DES RESULTATS**

V.1. Introduction :.....45

V.2. Résultat de la tension disruptive :.....45

V.3. Densité de courants :.....47

V.4. Champ électrique :.....51

V.5. Conclusion :.....55

Conclusion générale .....56

## LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

---

**Figure (I.1).** tube a décharge.

**Figure. (I-2).**schéma d'une avalanche primaire .

**Figure. (I.3).** Différentes configurations de décharge couronne.

**Figure. (I.4).** Représentation de l'avalanche électronique et de la couronne lumineuse.

**Figure. (I.5).**Topographie de la décharge couronne en configuration pointe-plan.

**Figure. (II.1).**Schéma d'un moulin à champ.

**Figure. (II.2).**Méthode de wilson.

**Figure. (II.3).**Sonde circulaire.

**Figure. (II.4.a).**Lignes de champ et équipotentielles en présence de la décharge.

**Figure. (II.4.b).**Lignes de champ et équipotentielles en absence de la décharge et sonde polarisée.

**Figure (II.4.c).**Lignes de champ et équipotentielles en présence de la décharge et de la polarisation.

**Figure (II.5) :** Schéma simplifié de la sonde linéaire.

**Figure. (III.1).**Déformation du champ électrique en présence de la barrière.

**Figure. (III.2).**Effet d'une barrière isolante sur le champ électrique en Système pointe-plan ( $v=89\text{kV}$ ).

**Figure. (III.3).**Diagramme schématique d'un système pointe-plan avec une barrière isolante.

**Figure. (III.4).**Distribution du champ électrique sous la barrière obtenue avec une sonde à effet pockels.

**Figure. (III.5).**Schéma représentatif du système d'électrodes pointe-barrière-plan.

**Figure. (III.6).**Distribution du champ au plan avec barrière trouée en fonction de la distance  $r$  pour  $V=28\text{ kV}$ ,  $d=7\text{cm}$ .

**Figure. (III.7).**Variation du champ au plan en fonction de  $d_{pb}$ .

**Figure. (III.8).**Influence de la largeur de la barrière en bakélite sur le rapport de tensions disruptives  $U/U_{sb}$  avec et sans barrière.

**Figure. (III.9).**Influence de la barrière perforée en bakélite sur le rapport  $U/U_{sb}$ .

**Figure. (III.10).**Rapport de tensions disruptives  $U/U_{sb}$  avec et sans barrière métallique / (bords arrondis vers la pointe).

**Figure. (IV.1).** Dispositif expérimental de mesure de la tension disruptive.

**Figure. (IV.2).** Photographie de l'arrangement pointe-cylindre-plan.

## LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

---

**Figure. (IV.3).** Configuration pointe-cylindre-plan.

**Figure. (IV.4).** Abaques donnant l'humidité absolue  $h$  en fonction de la température  $T$ .

**Figure. (IV.5).** Abaques donnant le facteur  $k_h$  en fonction de l'humidité absolue.

**Figure. (IV.6).** Dispositif de mesure du champ électrique par la sonde polarisée.

**Figure. (IV.7).** Courbe  $I_s/I_{so} = f(V_b)$  pour la polarité positive.

**Figure. (V.1).** Tension disruptive en fonction de la distance interélectrodes.

**Figure. (V.2).** Tension disruptive en fonction de la hauteur du cylindre, ( $d=5\text{cm}$ ).

**Figure. (V.3).** Tension disruptive en fonction de  $d_{pc}$ , ( $d=5\text{cm}$ ).

**Figure. (V.4).** Variation de la densité de courant en fonction de la distance inter électrodes  $d$  pour deux tensions appliqués.

**Figure. (V.5).** Distribution de la densité de courant au plan ( $d=5\text{cm}$ ).

**Figure. (V.6).** Densité de courant au plan en fonction de  $d_{pc}$ , ( $d=5\text{cm}$  et  $V_{app}=12\text{kV}$ ).

**Figure. (V.7).** Distribution de la densité de courant au plan ( $d=5\text{cm}$ ,  $d_{pc}=0.5\text{cm}$  et  $V_{app}=12\text{kV}$ ).

**Figure. (V.8).** Champ électrique en fonction de la distance inter électrode.

**Figure. (V.9).** Le champ électrique en fonction de  $x$  ( $d=5\text{cm}$ ).

**Figure. (V.10).** Champ électrique en fonction de la position du cylindre  $d_{pc}$  pour deux diamètres différents ( $d=5\text{cm}$  et  $V_{app}=12\text{kV}$ ).

**Figure. (V.11).** Distribution du champ électrique sur le plan pour deux hauteurs différentes, ( $d=5\text{cm}$  diamètre  $\phi = 5\text{cm}$  et  $V_{app}=12\text{kV}$ ).

**Tableau (I-1):** Tension de claquage en fonction de la longueur de l'intervalle pour deux matériaux de la pointe.

## TABLE DE NOTATIONS DES PRINCIPALES GRANDEURS

---

a : Distance pointe-barrière (cm)

C : capacité de la sonde (pF)

C<sub>0</sub>: Capacité de la sonde polarisée (pF)

D : Induction électrique ( $\frac{C}{m^2}$ )

d : Distance interélectrodes (cm)

D<sub>m</sub> : Diamètre de la barrière métallique (cm)

D<sub>t</sub> : Diamètre du trou de la barrière perforée (mm)

E : Champ électrique mesuré au plan (kV/m)

e : Epaisseur de la barrière (mm)

E<sub>b</sub>: Champ de polarisation de la sonde linéaire (kV/m)

E<sub>p</sub>: Champ de polarisation à l'intérieur de la barrière isolante (kV/m)

E<sub>ρ</sub>: Champ de la charge d'espace (kV/m)

E/p : Champ réduit ( $V \cdot cm^{-1} \cdot torr^{-1}$ )

E<sub>tm</sub>: Champ électrique à la surface du sol du moulin à champ

g : Intervalle d'air annulaire de la sonde polarisée (mm)

H<sub>a</sub> : Humidité absolue ( $g/m^3$ )

I<sub>s</sub>: Courant traversant la sonde polarisée circulaire à  $V_b \neq 0$  (nA)

I<sub>s0</sub> : Courant traversant la sonde polarisée circulaire à  $V_b=0$  (nA)

I<sub>m</sub> : est la valeur moyenne du courant de mesure i(t)

J : Densité de courant au plan ( $\frac{mA}{m^2}$ )

k<sub>d</sub> : Facteur de correction de la densité de l'air

k<sub>h</sub> : Facteur de correction de l'humidité

L<sub>c</sub> : Longueur critique de l'avalanche ( $\mu m$ )

N<sub>c</sub> : nombre critique d'électrons en tête d'avalanche (de l'ordre de  $10^8$ ).

P : Pression atmosphérique (mbars)

P<sub>e</sub>: Pente de la partie linéaire de la courbe  $I_s / I_{s0} = f(V_b)$

## TABLE DE NOTATIONS DES PRINCIPALES GRANDEURS

---

- $r_s$  : Rayon de la sonde polarisée circulaire (mm)
- $r_e$  : Rayon interne du plan polarisé de la sonde circulaire (mm)
- $R_a$  : Rayon du rotor du moulin à champ (cm)
- $R_e$  : Rayon externe du plan polarisé de la sonde circulaire (mm)
- $r_m$  : Rayon effectif de la sonde polarisée circulaire (mm)
- $S$ : Surface de la sonde (mm<sup>2</sup>)
- $S_m$ : Surface effective de la sonde (mm<sup>2</sup>)
- $U$  : Potentiel de la sonde (volts)
- $V$  : Potentiel appliqué à la pointe (kV)
- $V_b$  : Tension de polarisation de la sonde circulaire (Volts)
- $V_c$  : Tension aux bornes de la capacité  $C$  de la sonde capacitive (volts)
- $x$  : Distance au plan (cm)
- $\alpha$  : Première coefficient de Townsend (  $cm^{-1}$  )
- $\bar{\alpha}$  : Coefficient effectif d'ionisation (  $cm^{-1}$  )
- $\gamma$  : Deuxième coefficient de Townsend (  $cm^{-1}$  )
- $\eta$  : coefficient d'attachement.
- $\delta$  : Densité de l'air
- $\epsilon_0$  : Permittivité du vide
- $\Phi_s$ : Flux à travers la sonde polarisé a  $V_b \neq 0$  (C)
- $\Phi_{s0}$ : Flux à travers la sonde polarisé a  $V = 0$  (C)
- $\bar{\mu}$  : Mobilité moyenne des porteurs de charges [ $m.V^{-1}.S^{-1}$ ].
- $\rho$ : Densité des porteurs de charges [ $C/m^3$ ].



## REMERCIEMENT

---

*Nous rendons grâce à dieu de nous avoir donné le courage et la patience afin de mener ce travail à terme.*

*Arrivé au terme de notre travail, nous tenons à exprimer vivement notre profonde gratitude à notre promotrice : Mme S.MOUHOUBI pour l'aide précieuse, l'orientation et l'intérêt qu'elle n'a cessé de nous apporter jusqu'à l'achèvement de notre travail.*

*Nous désirons aussi remercier Mr. H.AIT.SAID, Mr. K.MEZIANE, qui nous ont fait part de leurs connaissances dans le domaine.*

*Nous tenons aussi à adresser nos chaleureux remerciements aux membres du jury, de nous avoir honoré en acceptant d'évaluer ce travail : Mr R.BOUDISSA et Mlle N.ROUHA.*

*Ainsi que nous voudrions exprimer notre reconnaissance envers tous les amis, particulièrement M<sup>elle</sup> K.MOUSLI, qui nous ont apporté leur support moral et intellectuel tout au long de notre travail.*

*Dédicaces*

*A la mémoire de mon grand père et de ma grande mère.*

*A ma très chère mère et mon très cher per.*

*A mes sœurs, louiza et djahida. Et aussi a mon frère lounes.*

*A toi kenza et tous mes amis.*

*Je dédie ce modeste travail.*

**Dédicaces**

*À mes très chers parents pour tout leur soutien moral durant ces années d'études.*

*A mes frères, à mes sœurs.*

*A tous mes amis.*

*Je dédie ce modeste travail.*

**F. MOKRANE**

## Introduction générale :

Dans la technique de haute tension, on utilise souvent l'air pour parvenir à une isolation entre électrodes. Ces dernières peuvent être des parties métalliques sous tension de différents appareillages, des conducteurs de lignes aériennes ou des bornes à haute tension dans les laboratoires d'essais. La géométrie et la nature des électrodes sont très diverses. De toutes les configurations, seule la géométrie pointe-plan est la plus défavorable. En effet, la rupture diélectrique de l'air se manifeste dans ce cas aux plus faibles tensions quand la pointe est positive.

Le but principal de la haute tension est la conception et la réalisation des appareils et systèmes capables de générer et de supporter des champs électriques élevés. Ainsi de nombreuses recherches ont été réalisées sur les écrans horizontaux afin d'améliorer la rigidité diélectrique. Nos investigations vont vers la vérification de l'effet d'un écran vertical conducteur de forme cylindrique sur la rigidité diélectrique et le champ électrique au plan d'un intervalle d'air pointe plan sous tension continue positive. On essaiera de faire une corrélation entre la tension disruptive, la densité de courant et le champ électrique au plan du système d'électrodes pointe-plan avec écran vertical.

Dans notre étude, nous nous sommes intéressés aux intervalles d'air pointe-plan inférieurs à 10 cm. Nous avons considéré l'influence des paramètres du cylindre tels que : ses dimensions (hauteur et diamètre) et sa position dans l'intervalle inter électrodes.

Notre mémoire est structurée en cinq chapitres. Le premier chapitre traite des mécanismes de décharge électrique.

Différentes méthodes de mesure du champ électrique en haute tension sont décrites dans le deuxième chapitre.

Nous évoquons au troisième chapitre une synthèse des travaux antérieurs concernant l'influence des écrans horizontaux (barrières) sur la rigidité diélectrique des intervalles d'air pointe-plan et sur la distribution du champ électrique.

Le quatrième chapitre présente le Protocole expérimental où nous allons présenter le dispositif expérimental pour la mesure de la tension disruptive et du champ électrique ainsi que la densité de courant avec la sonde polarisée de Tassicker.

Dans le dernier chapitre de notre travail, nous présentons les résultats d'essais, ainsi

que leurs interprétations.

Nous terminons notre travail par une conclusion générale.

## I.1.Introduction :

Depuis environ un siècle, de nombreux travaux ont été consacrés à la physique de la décharge électrique dans les gaz. Ces travaux ont permis d'éclaircir les mécanismes fondamentaux des décharges électriques aussi bien au niveau microscopique que macroscopique [1],[2].

Une décharge électrique suppose toujours l'existence de charges libres et d'un champ électrique qui peut être continu, alternatif ou impulsionnel, uniforme ou non. Les décharges électriques peuvent être produites dans le volume du gaz ou à la surface des électrodes à l'aide d'un agent ionisant extérieur (rayonnement de particules, chaleur, etc.)[3].

Sous l'action d'un champ électrique suffisamment grand, les charges peuvent se multiplier, augmentant ainsi le courant de la décharge. Les décharges qui peuvent survivre à l'agent ionisant extérieur sont dites autonomes. Elles apparaissent lorsque la tension appliquée aux électrodes dépasse une valeur minimale. Au delà de cette valeur le gaz devient le siège d'un ou plusieurs phénomènes produisant les électrons nécessaires à l'entretien de la décharge sans intervention d'un agent ionisant extérieur. Par contre, la décharge est dite non-autonome si elle s'interrompt dès que l'agent ionisant extérieur cesse d'agir.

Dans tous les cas, la pression  $p$  du gaz est un facteur très important dont dépendent les caractéristiques de la décharge. Les mécanismes de décharges sont distingués en fonction du produit de la pression par la distance inter électrodes ( $p.d$ ) [3].

## I.2.Décharge électrique :

### I.2.1. Mécanisme de Townsend :

La théorie de Townsend est basée sur la multiplication électronique par ionisation du gaz[4]. Sous l'effet d'un champ électrique homogène, un ou plusieurs électrons germe peuvent acquérir une énergie suffisante pour ioniser les molécules rencontrées au cours de leur trajet vers l'anode (Figure.I.1). Lors de chaque collision ionisante, il se forme alors un ion positif et un électron nouveau. Cet électron créé sera à son tour susceptible d'ioniser les molécules du gaz. Suivant le même processus de multiplication électronique, un électron peut donner naissance à une avalanche contenant  $N$  électrons.

L'irradiation de la cathode émet  $N_0$  électrons par unité de temps, chacun d'eux génère  $\alpha$

électrons sur chaque unité de longueur de son parcours. Supposons qu'il se soit formé  $N$  électrons à une distance  $x$  de la cathode, alors ils vont produire  $dN$  électrons sur une distance  $dx$ , où :

$$dN = N \cdot \alpha \cdot dx \quad (\text{I.1})$$

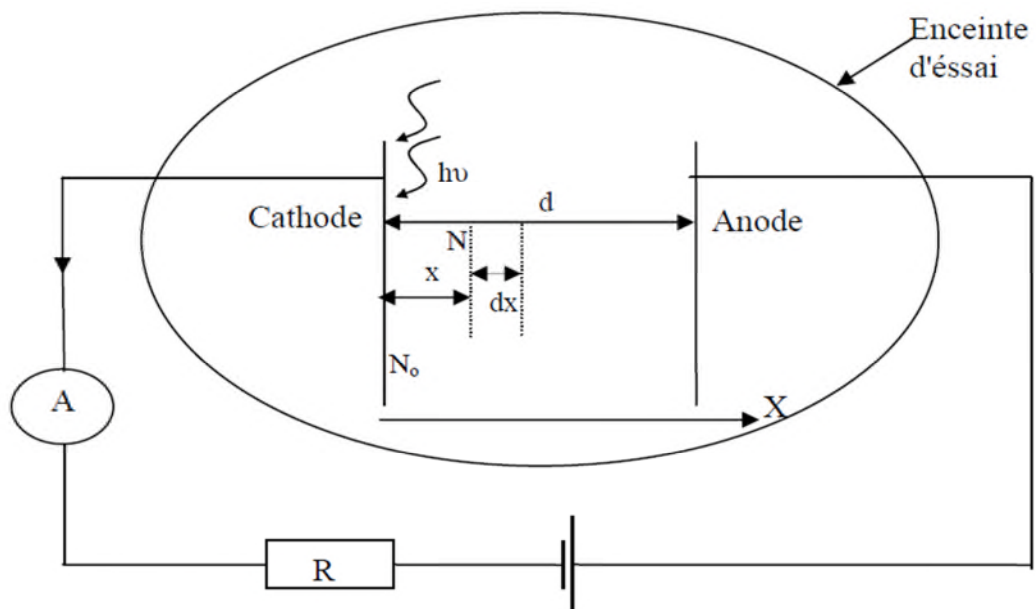
$\alpha$ : est le premier coefficient de Townsend. Il exprime le nombre d'ionisations par centimètre de parcours d'un électron soumis au champ électrique  $E$ . Dans le cas d'un champ homogène, le coefficient  $\alpha$  reste constant, sachant qu'à  $x = 0, N = N_0$ , nous obtenons :

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha \cdot x} \quad (\text{I.2})$$

Le courant total collecté à l'anode vaut :

$$I = I_0 \cdot e^{\alpha \cdot x} \quad (\text{I.3})$$

$I_0 = e \cdot N_0$ ,  $e$  : étant la charge de l'électron.



**Figure.(I.1).** tube a décharge.

L'étude expérimentale du courant  $I$  en fonction de la distance  $d$  effectuée par Townsend, montre que ce courant augmente plus rapidement que celui donné par la relation (I.3) ; ceci est

dû au phénomène d'ionisation secondaire qui se produit près de la cathode. En effet, si un ion positif en se déplaçant vers la cathode acquiert une énergie cinétique suffisante, il peut extraire de la cathode un certain nombre d'électrons. Ce phénomène est caractérisé par le taux d'émission secondaires  $\gamma$  (deuxième coefficient de Townsend), qui est le nombre d'électrons secondaires extraits de la cathode par un ion positif.

La valeur de  $\gamma$  dépend de la vitesse et de la nature des ions ainsi que de la nature de la cathode. Townsend a montré aussi que l'existence simultanée des deux phénomènes (ionisation des gaz inter électrode et ionisation en surface de la cathode par les ions positifs) peut mener à l'amorçage de la décharge autonome.

Le courant collecté à l'anode vaut alors:

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (\text{I.4})$$

D'après Townsend, la condition nécessaire pour que la décharge soit autoentretenu est que le dénominateur de l'équation (I.4) soit nul. Ce critère pour lequel le courant croit vers l'infini, se traduit alors par l'existence d'une distance critique  $d_c$  tel que:

$$1 - \gamma(e^{\alpha \cdot d_c} - 1) = 0 \quad (\text{I.5})$$

Comme :  $e^{\alpha \cdot d_c} \gg 1$ , le critère devient :

$$e^{\alpha \cdot d_c} = 1/\gamma \quad (\text{I.6})$$

Dans le cas où le rapport entre le champ électrique et la pression ( $E/p$ ) n'est pas constant, cas d'un champ électrique non uniforme à cause de la géométrie des électrodes (pointe-plan, pointe-pointe, ... etc.),  $\alpha$  varie et le critère de claquage s'exprime par la relation suivante :

$$(e^{\int_0^d \alpha \cdot dx} - 1) = 1/\gamma \quad (\text{I.7})$$



La présence des gaz ayant des atomes à ions électronégatifs, tel le  $SF_6$ , peuvent capter un électron pour former un ion négatif. Ce phénomène est caractérisé par le coefficient d'attachement  $\eta$  qui s'oppose au processus  $\alpha$ . Le coefficient effectif d'ionisation  $\bar{\alpha}$  s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (I.8)$$

Le passage à la décharge de Townsend signifierait que chacun des électrons primaires est remplacé par au moins un électron secondaire. Ces électrons secondaires peuvent être émis soit par la cathode par effet du bombardement direct des ions positifs, soit par les molécules du gaz sous l'effet du choc des électrons [5]. Ils peuvent aussi provenir d'autres sources telles la photo-ionisation dans le gaz, induit par les photons émis lors de la désexcitation de certains atomes.

Quand le nombre d'électrons dans une avalanche singulière atteint  $10^6$  à  $10^8$ , une zone intermédiaire où le champ électrique local est fortement accentué tend à se former entre les électrons à la tête de l'avalanche et les ions positifs traînant derrière. Dans cette région, les charges positives et négatives s'accumulent en nombre égal et un plasma filamentaire appelé streamer tend à se former.

La théorie avancée par Townsend s'est vue apportée par la suite de nombreux compléments et ajustements. En effet, il a été supposé que les électrons ne puissent être éjectés de la cathode que sous l'action des ions positifs ; or, d'autres phénomènes peuvent intervenir lors de la décharge et avoir pour effet la production des électrons. Parmi ces phénomènes on peut citer l'extraction des électrons de la cathode sous effet de la radiation due à la décharge elle-même (effet photo-électrique). Les électrons nécessaires à l'entretien de l'avalanche peuvent également être produits dans le volume du gaz à la suite des collisions entre les atomes et les ions positifs. Pour des pressions élevées, les ions positifs sont freinés et leur énergie cinétique n'est plus suffisante pour extraire des électrons de la surface cathodique. D'ailleurs les travaux de Fletcher confirment la non validité de cette théorie pour des pressions des gaz élevées en champ uniforme [1].

Le mécanisme de Townsend est valable pour un produit  $p.d$  inférieur ou égale à 200 torr.cm, avec :

( $p$  : pression du gaz et  $d$  : distance inter électrodes) [6].

### I.2.2.Mecanisme des Streamers :

Pour le produit (p.d) supérieur à 200 torr.cm, Meek et Raether ont définis une théorie basée sur le passage de l'avalanche primaire en streamer. Raether a établi un critère basé sur le fait que l'avalanche doit atteindre une taille critique pour que le streamer puisse se développer [7],[1]. Le critère est :

$$\int_0^{L_c} \alpha \cdot dx = \ln N_c \quad (I-9)$$

Avec :  $N_c$  : nombre critique d'électrons en tête d'avalanche (de l'ordre de  $10^8$ ).

$L_c$  : est la longueur critique de l'avalanche.

La croissance d'un canal ionisé mince (les streamers) entre les électrodes s'explique par le phénomène de photo-ionisation se produisant à l'intérieur de l'avalanche primaire. Les électrons de grande énergie accélérés par le champ électrique causent l'excitation des atomes du gaz environnant en les portant à des niveaux d'énergie élevés. Ces atomes, en retrouvant leur état stationnaire, libèrent des photons. Si ces photons ont une énergie inférieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz environnant, ils peuvent être absorbés par ces atomes avant d'être émis de nouveau [8]. Si leur énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz, de nouveaux électrons peuvent être libérés. Par exemple dans l'air les molécules d'azote  $N_2$  excitées peuvent émettre des photons avec une énergie supérieure à 13 eV, susceptible d'ioniser les molécules d'oxygène dont le potentiel d'ionisation n'est que de 12.2 eV. Si les électrons ainsi produits sont situés au voisinage de l'avalanche primaire, ils vont créer de nouvelles avalanches dites secondaires. Donc la propagation d'un streamer ne peut se maintenir sans les deux principes suivants :

- Notion d'avalanche de taille critique ;
- Création d'électrons en avant de la tête de streamer.

Les streamers positifs ont été amplement étudiés dans les travaux scientifiques [9],[2],[1].

Ce qui n'a pas été le cas des streamers négatifs. Cependant, des différences notables ont été clairement établies dans leur développement. Dans le cas du streamer positif, l'avalanche primaire initiée par un électron germe amène la présence d'une charge d'espace positive près de la cathode et une injection d'électrons devant l'électrode positive. La croissance du nombre de paires d'électron-ion est exponentielle le long du parcours de l'avalanche et le profil de densité des ions positifs croît très rapidement vers la tête de l'avalanche. Une charge d'espace positive de très forte densité se crée ainsi dans le canal inter électrodes. Elle entraîne une distorsion du

champ électrique qui se traduit par une augmentation du champ entre elle et la cathode et un abaissement de celui-ci dans le sens de l'anode (Figure I.2.a).

En effet, la séparation des électrons et des ions génère une charge d'espace importante produisant un champ électrique  $E_\rho$  de structure dipolaire, s'opposant à la séparation et qui s'ajoute vectoriellement au champ extérieur  $E_0$  (Figure. I.2.b). Le champ résultant  $E_r$  est alors plus faible que  $E_0$  et acquiert une composante radiale. A ce modèle, il faut ajouter l'effet de répulsion entre électrons qui n'est plus négligeable lorsque la densité électronique devient importante. Il en résulte une augmentation du rayon de la tête de l'avalanche. Alors le taux d'ionisation, croissant avec le champ électrique, est augmenté à la tête de l'avalanche, tandis qu'il est diminué à l'intérieur de celle-ci par le développement du champ résultant. Le champ électrique est alors fortement perturbé par ces charges d'espace. Si ces densités sont importantes le mécanisme de streamer est alors déclenché.

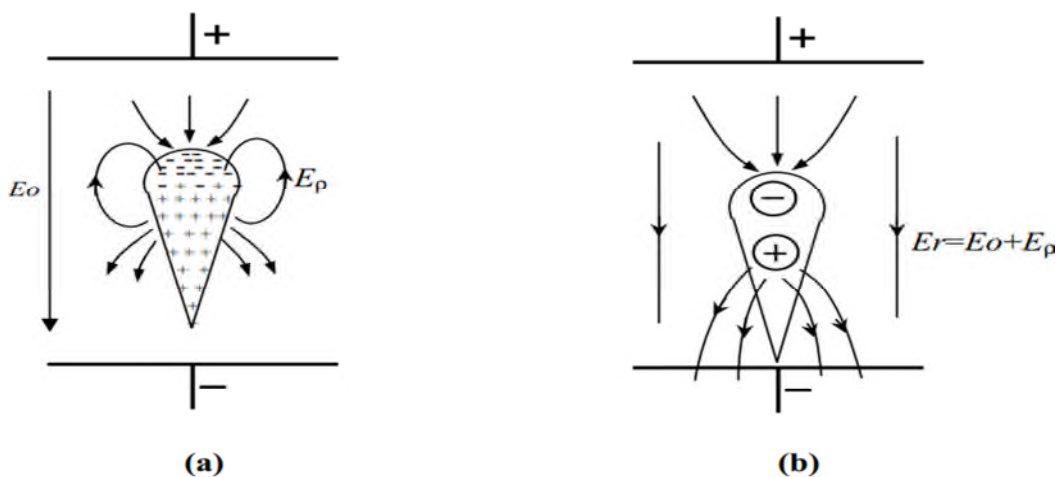


Figure. (I-2).schéma d'une avalanche primaire [9].

### I.3.Influence de la polarité de la tension appliqué:

Les phénomènes élémentaires de développement et de propagation des décharges ont surtout été décrits pour des configurations pointe-plan.

Deux cas principaux sont à distinguer :

- L'application d'une tension positive à la pointe.
- L'application d'une tension négative à la pointe.

### **I.3.1. Décharges pointe positive-plan :**

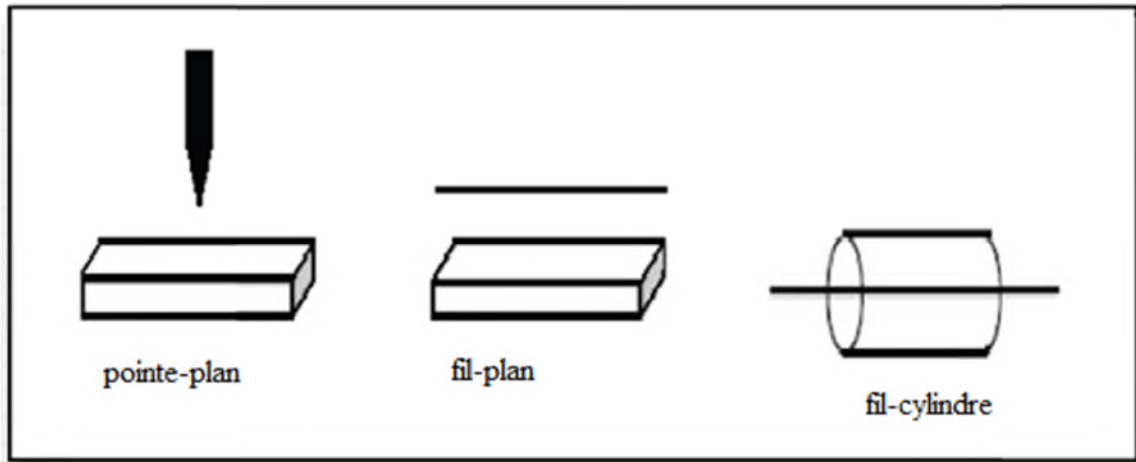
Dans le modèle proposé par Townsend, un électron présent au voisinage de la pointe est accéléré vers celle-ci par le champ électrique. Il subit lors de son trajet des collisions ionisantes, produisant une avalanche d'électrons attirés eux aussi vers la pointe. Après leur collecte par l'anode, ils laissent dans leur sillage des cations qui forment une zone de charges d'espace positive. Celle-ci modifie localement le champ électrique, prolongeant celui créé par l'anode dans l'espace inter électrodes. La photoionisation a lieu suffisamment près de la charge d'espace afin de bénéficier d'un champ électrique local important. Ces électrons sont à leur tour accélérés par le champ électrique et engendrent des avalanches secondaires provoquant la propagation du streamer. Selon J. Braithwaite, le streamer dont le diamètre mesure environ  $20 \mu\text{m}$ , se propage à une vitesse de  $10^5$  à  $10^6 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$  [10]. La densité électronique en tête de streamer atteint  $10^{15}$  à  $10^{16}$  électrons par  $\text{cm}^3$  et l'énergie moyenne des électrons y est d'environ 15 eV. La température est de l'ordre de 300 à 350 K et l'amplitude de l'impulsion de courant due à l'arrivée des électrons sur le plan peut atteindre quelques centaines de milliampères.

### **I.3.2. Décharges pointe négative-plan :**

Dans le cas d'une pointe alimentée par une tension négative (pointe cathodique), l'apparition d'un électron germe à proximité de la pointe peut provoquer une avalanche électronique qui se développe en champ divergent. La cathode accélère alors les ions positifs qui la percutent et lui arrachent des électrons secondaires. La charge d'espace positive domine dans la zone d'ionisation tandis que la zone de dérive ionique possède une charge d'espace négative, faible ou forte suivant l'importance des processus d'attachement électronique [10]. Au-delà d'une tension supérieure à un seuil  $V_s$ , le courant circule en impulsions très régulières (Trichel). La fréquence de l'impulsion augmente avec la tension appliquée.

### **I.4. Décharges couronne:**

Les décharges couronnes sont caractérisées par une dissymétrie géométrique des électrodes. Les configurations courantes utilisées dans les expériences sont de type pointe-plan, fil-plan et fil-cylindre (figure I.3). Lors de l'application d'une haute tension au niveau de l'électrode ayant le plus petit rayon de courbure, le champ électrique produit dans l'espace inter électrodes est fortement inhomogène. Il a une valeur élevée au voisinage de cette électrode puis décroît rapidement au fur et à mesure qu'on s'approche de la cathode plane.

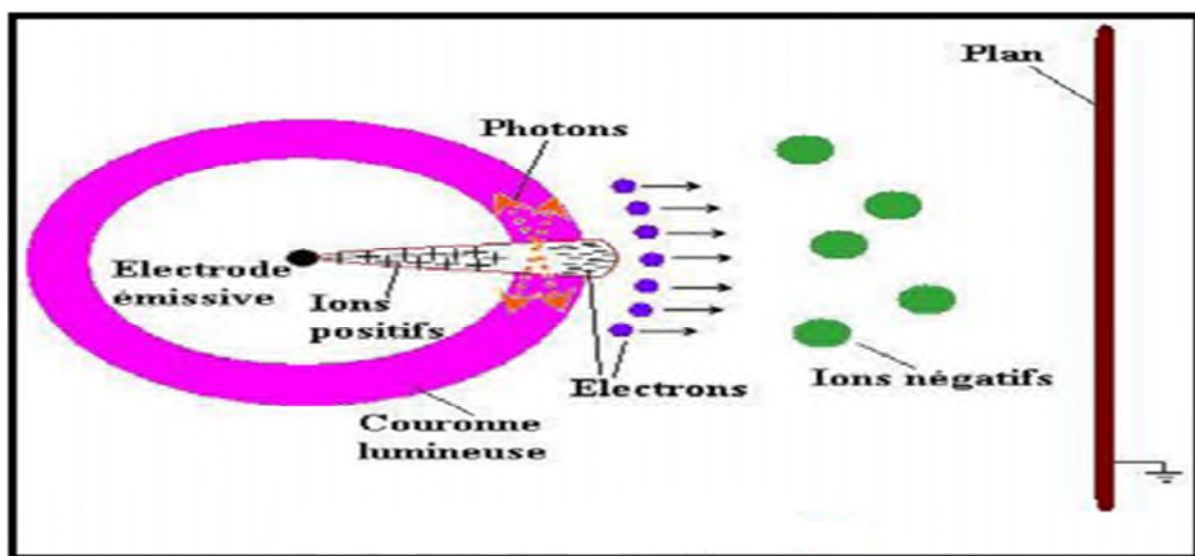


**Figure.(I.3).**Différentes configurations de décharge couronne.

A proximité de l'électrode anodique (figure I.4), l'amplitude importante du champ électrique permet de générer des électrons avec des énergies suffisantes pour ioniser le gaz.

C'est une zone où se développent les avalanches électroniques [11],[12], ce qui permet rapidement l'accumulation d'une charge d'espace à l'origine de la propagation de la décharge.

Naturellement dans cette zone proche de la pointe les processus d'ionisation prédominent sur les processus d'attachement des électrons. En revanche, si on s'éloigne de la pointe, le champ électrique devient plus faible. L'avantage de la décharge couronne et de pouvoir fonctionner avec tous les types d'alimentation électrique.



**Figure. (I.4).**Représentation de l'avalanche électronique et de la couronne lumineuse.

### I.5.Champ électrique et topographie de la décharge en géométrie pointe-plan :

La dissymétrie des électrodes entraîne la non homogénéité du champ électrique. Parmi les configurations les plus étudiées, nous retrouvons les configurations pointe-plan.

La distribution spatiale du champ électrique est donnée en géométrie pointe hyperbolique plan (Figure I.5) par la relation suivante [13],[10]:

$$E(z) = \frac{V}{(z+R/2)\ln(\frac{2d+r}{r})} \quad (\text{I.11})$$

Avec :

$E(z)$  : champ électrique (V/m),

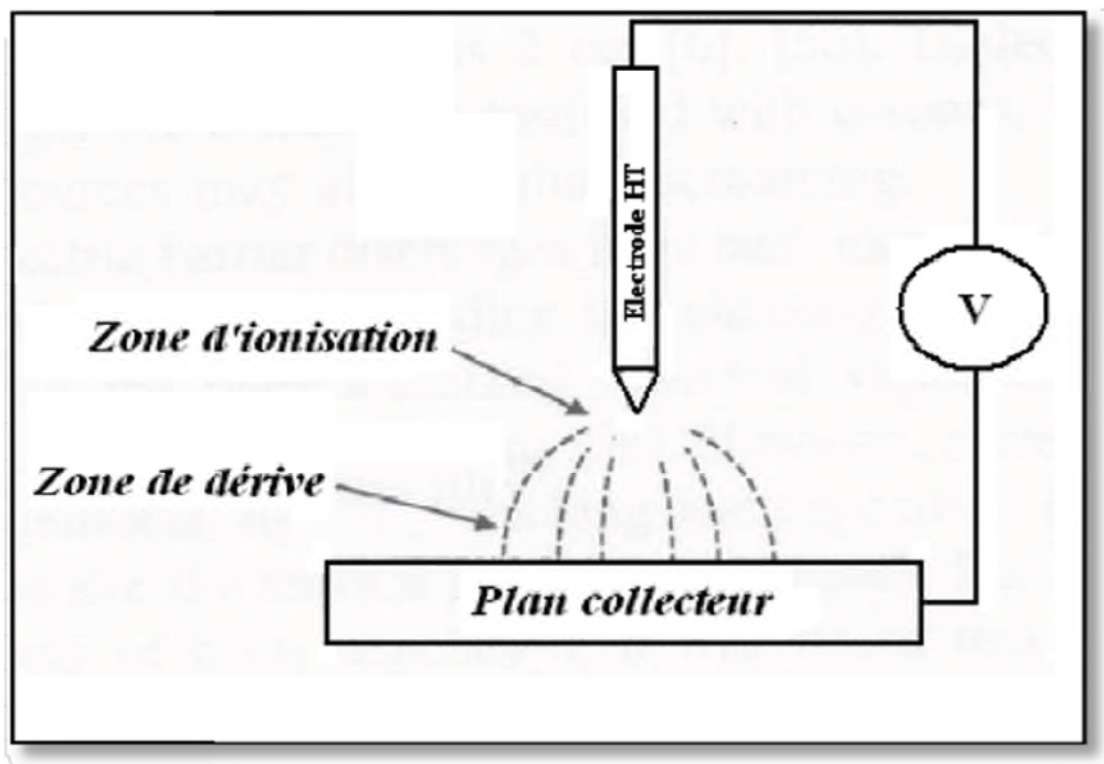
$V$  : tension appliquée à la pointe (V),

$z$  : distance à la pointe sur l'axe pointe-plan (m),

$r$  : rayon de courbure de la pointe à son extrémité (m),

$d$  : distance inter électrodes (m).

$x$  : position au plan.



**Figure. (I.5).**Topographie de la décharge couronne en configuration pointe-plan.

## **I.6. Les paramètres influant sur le développement de la décharge :**

### **I.6.1. Paramètres atmosphériques [3] :**

Parmi les propriétés physiques de l'air conditionnant le mécanisme d'évolution des décharges et ayant une grande influence sur sa rigidité, on trouve la densité  $\delta$  et l'humidité  $H_a$ . L'influence de la densité entraîne implicitement celle de la température  $T$  et de la pression  $P$ , vu leur dépendance mutuelle où :

$$\delta = \frac{P}{760} \cdot \frac{293}{273+T} \quad (\text{I-12})$$

$P$  : est la pression en mm Hg et  $T$  : est la température en °C.

Un isolant gazeux est assez fortement influencé par les trois facteurs ( $P$ ,  $T$ ,  $H_a$ ) avec une prédominance pour la température et la pression qui en modifiant la densité ont un rôle direct et antagoniste: la tension disruptive augmente avec la pression et diminue avec la température [3].

### **I.6.2. Présence de particules conductrices dans l'air :**

Il a été montré que les particules existant dans un intervalle d'air pointe-plan sont responsables des modifications des conditions de décharge. A. Sumuila et L. Dascalescu ont analysé les conditions de décharge en présence de petites particules conductrices sphériques, de rayon  $r_c$  et de masse  $m$ , sous l'effet d'un champ électrique  $E$  pour un système pointe positive-plan [14].

La présence de particules conductrices réduit la rigidité de l'air. Un champ Uniforme, relativement faible, peut déplacer des objets métalliques fins, d'où l'initiation de la décharge par des micro-décharges produites par ces particules lorsqu'elles sont proches des électrodes.

### **I.6.3. Influence du matériau de la pointe :**

Zhao. You-Bin [15], a montré que la tension de décharge disruptive sous tension continue change avec le matériau de la pointe, ses résultats sont présentés dans le tableau (I.1).

Il a observé qu'après 80 décharges la pointe en aluminium a diminué de 0.07mm de hauteur.

En effet, la chaleur dégagée de la pointe en aluminium est plus élevée que dans le cas des autres matériaux utilisés à cause de sa conductivité, qui est plus importante, ce qui facilitera son usure, (le point d'ébullition est plus faible pour l'aluminium).

Longueur de l'intervalle (mm)		100	500	1000
Tension de claquage (kV)	Aluminium	80.4	291	569
	Acier	83.2	294	583

**Tableau (I-1) :** Tension de claquage en fonction de la longueur de l'intervalle pour deux matériaux de la pointe [15].

#### **I.6.4. Influence de la pollution de l'air :**

La pollution est introduite par l'homme, directement ou indirectement sous forme de substances ou d'énergie dans l'environnement qui entraîne des conséquences préjudiciables de nature à mettre en danger la santé humaine, à nuire aux ressources biologiques et aux systèmes écologiques. Notamment dans le domaine d'électrotechnique, la pollution constitue un sérieux problème dont il faut tenir compte lors du dimensionnement de l'isolement des lignes de transport et de l'appareillage haute tension. En effet, les dépôts polluants qui recouvrent les surfaces isolantes peuvent conduire au contournement total des systèmes d'isolation [13], [10].

##### **I.6.4.1. Effet de la pollution sur la rigidité diélectrique de l'air :**

Les études menées par Kaluzny. A.J [16] sous un champ uniforme et non uniforme, permettent de noter les constatations suivantes :

La rigidité diélectrique de l'intervalle d'air dépend de la concentration des impuretés de l'air (par exemple impuretés industrielles), comme elle dépend largement de l'humidité.



La rigidité diélectrique augmente en présence d'impuretés pour des valeurs de l'humidité comprises entre  $11 \text{ g/m}^3$  et  $13.1 \text{ g/m}^3$  et décroît si l'humidité est supérieure à  $13.1 \text{ g/m}^3$ .

La rigidité diélectrique de l'air polluée diminue en augmentant la distance inter électrodes.

### **I.7 .Conclusion :**

Dans ce chapitre nous avons rappelé quelque type de décharge électrique en pointe plan dans l'air, ensuite nous avons évoqué quelque propriété des décharges couronnes. Dans cette première partie on a aussi vu les paramètres influençant sur le développement de la décharge tel que les paramètres atmosphérique et la présence des particules conductrice dans l'air, il ya aussi l'influence du matériau de la pointe et la pollution de l'air.

Dans le chapitre suivant on s'intéressent aux méthodes de mesure de champ électrique, et parmi ces méthodes, on trouve la sonde circulaire de Tassicker.

## II.1.Introduction :

Parmi les paramètres essentiels caractéristiques de la décharge couronne, on peut citer la caractéristique courant-tension, la densité de courant et la distribution du champ électrique. La mesure de ces paramètres, particulièrement le champ électrique, est loin d'être facile en présence d'une charge d'espace au voisinage de l'électrode de mesure. Nous allons présenter, dans ce chapitre, les différentes méthodes de mesure de champ électrique qui diffèrent les unes des autres par leur principe en nous concentrons particulièrement sur le principe de mesure que Tassicker a développé [17].

## II.2.Machine a champ :

Les machines à champ sont les premiers dispositifs utilisés pour mesurer les champs électriques. Ces machines à champ existent sous plusieurs formes, elles sont conçues pour la mesure continue du champ électrique en utilisant des capteurs mécaniques mobiles. Leur principe 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 champs les plus connus est le moulin à champ [18].

### II.2.1.Moulin a champ :

La mesure du champ électrique  $E_{tm}$  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.II.1) [19],[20]. Le champ électrique est calculé à partir de la relation suivante :

$$E_{tm} = \frac{2.I_m}{\pi.\epsilon_0.n.R_a^2} \quad (II-1)$$

Où :  $I_m$  : est la valeur moyenne du courant de mesure  $i(t)$  ;

$R_a$  : est le rayon du rotor ;

$n$  : est la vitesse du rotor.

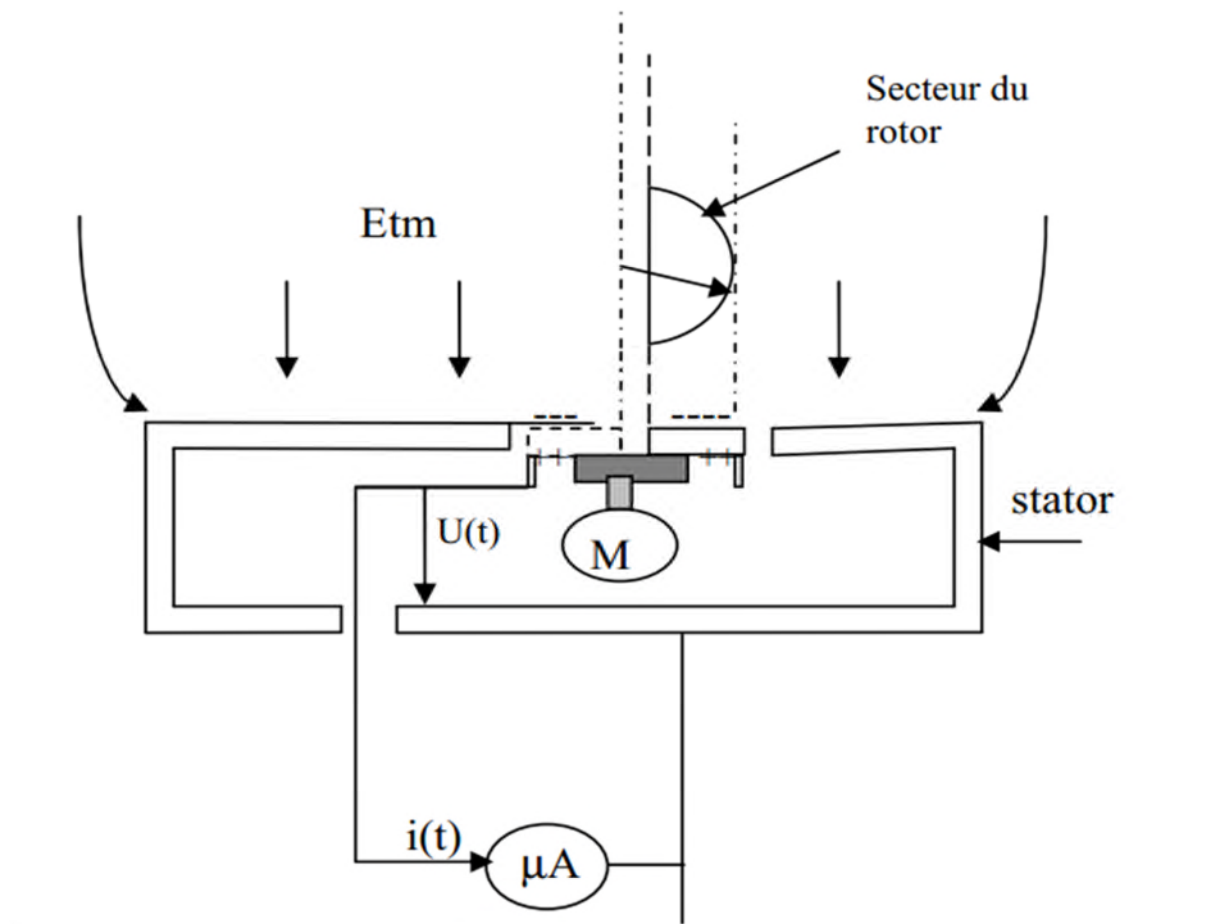


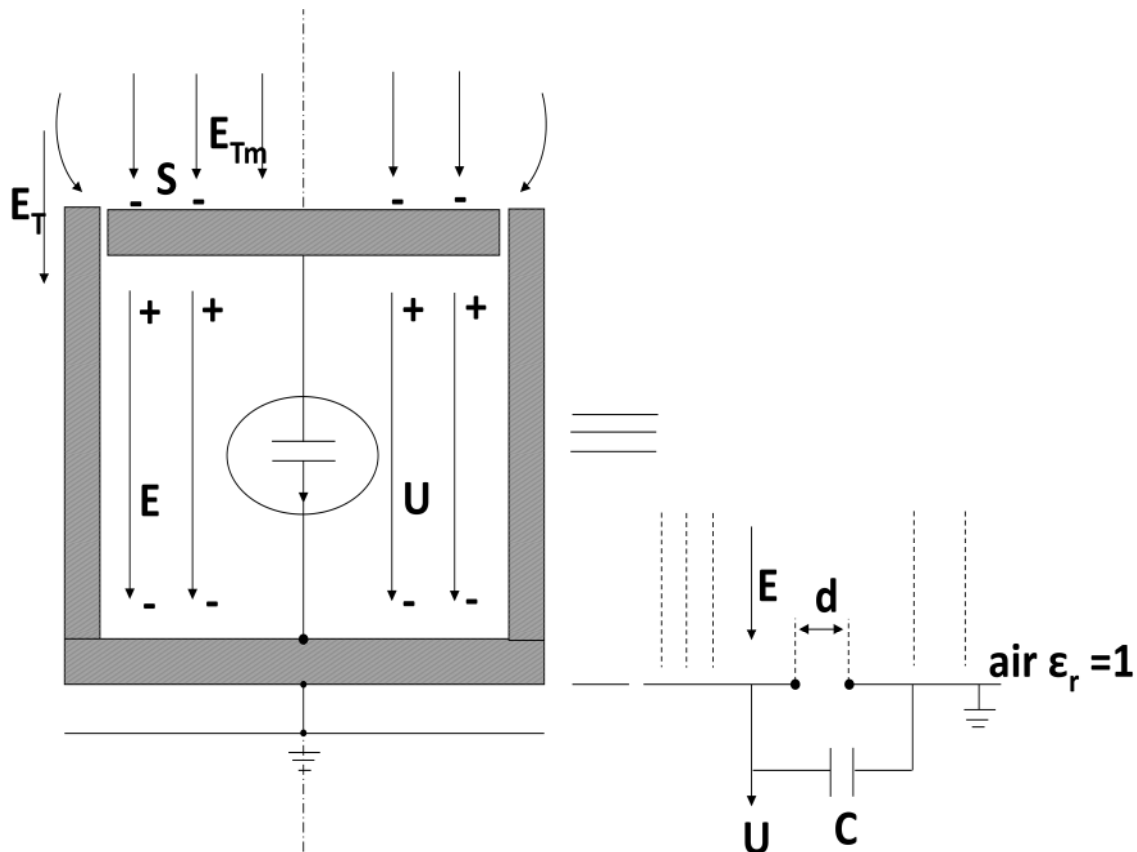
Figure. (II.1).Schéma d'un moulin à champ [20].

### II.3.Sonde à champ statique :

Les sondes à champ statique 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. On distingue les sondes capacitatives et les sondes polarisées.

#### II.3.1.Sonde capacitive :

La méthode de Wilson consiste à déterminer au moyen d'une sonde, le champ électrique  $E_{tm}$ , à la surface du sol, en mesurant les charges électriques  $Q$  à la surface de celle-ci. La sonde capacitive est un simple capteur circulaire incorporé au même niveau de surface, dans une électrode isolée d'elle à la surface de laquelle on veut mesurer le champ électrique. Ce genre de sonde ne peut pas mesurer le champ électrique en présence d'une charge conduite. Néanmoins, elle est bien adaptée à la mesure des champs rapidement variables. Cette sonde a été utilisée par Meek.



**Figure. (II.2).**Méthode de wilson.

$d$  : est la distance entre la sonde et la capacité  $C$ , connue d'après sa géométrie.

La loi de Gauss nous permet d'écrire :

$$DS = Q \Rightarrow \epsilon_0 ES = CU \quad (\text{II.2})$$

$$\Rightarrow E = \frac{CU}{\epsilon_0 S} \quad (\text{II.3})$$

Ou :

$U$  : Potentiel de la sonde (mesuré de la sonde à l'aide d'un oscilloscope relié à cette dernière).

$S$  : Section de la sonde.

$C$  : capacité de la sonde (capacité de l'électrode de surface contre le boîtier mis à la terre)

[21].

### II.3.2. Sonde polarisée :

Les sondes polarisées sont de simples capteurs, de forme circulaire ou linéaire, incorporés dans un même niveau de surface dans une électrode mise à la terre et sur laquelle on veut mesurer le champ électrique.

Le principe a été introduit par Tassicker en 1974 [21],[22],23] sur un modèle de forme circulaire et développé ultérieurement par Selim et Waters en 1980 [22],[24].

Le principe de fonctionnement d'une telle sonde lors d'une décharge couronne positive est basé sur le fait que le courant de décharge  $I_s$  qu'elle collecte se trouve réduit par une tension de polarisation  $V_b$  négative. Cette sonde peut également être polarisée positivement, dans ce cas le courant  $I_s$  sera augmenté. L'inverse se produit lors d'une décharge couronne négative.

#### II.3.2.1.Sonde polarisée circulaire :

Tassicker a développé un modèle théorique sur la sonde polarisée circulaire. Il considère un plan circulaire (S) de rayon  $r_s$ , centré au milieu d'une électrode (E) de rayons interne et externe respectivement  $r_e$  et  $R_e$ , (Figure.II.3). Les surfaces des deux parties de la sonde sont au même niveau et forment un intervalle d'air annulaire de largeur  $g = r_e - r_s$ .

Le principe de fonctionnement d'une telle 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 d'accéder à la valeur du champ électrique E au voisinage immédiat de cette surface et cela en partant de la loi d'Ohm :

$$J = \sigma \cdot E \quad (\text{II-4})$$

$\sigma$ : est la conductivité à proximité de la sonde.

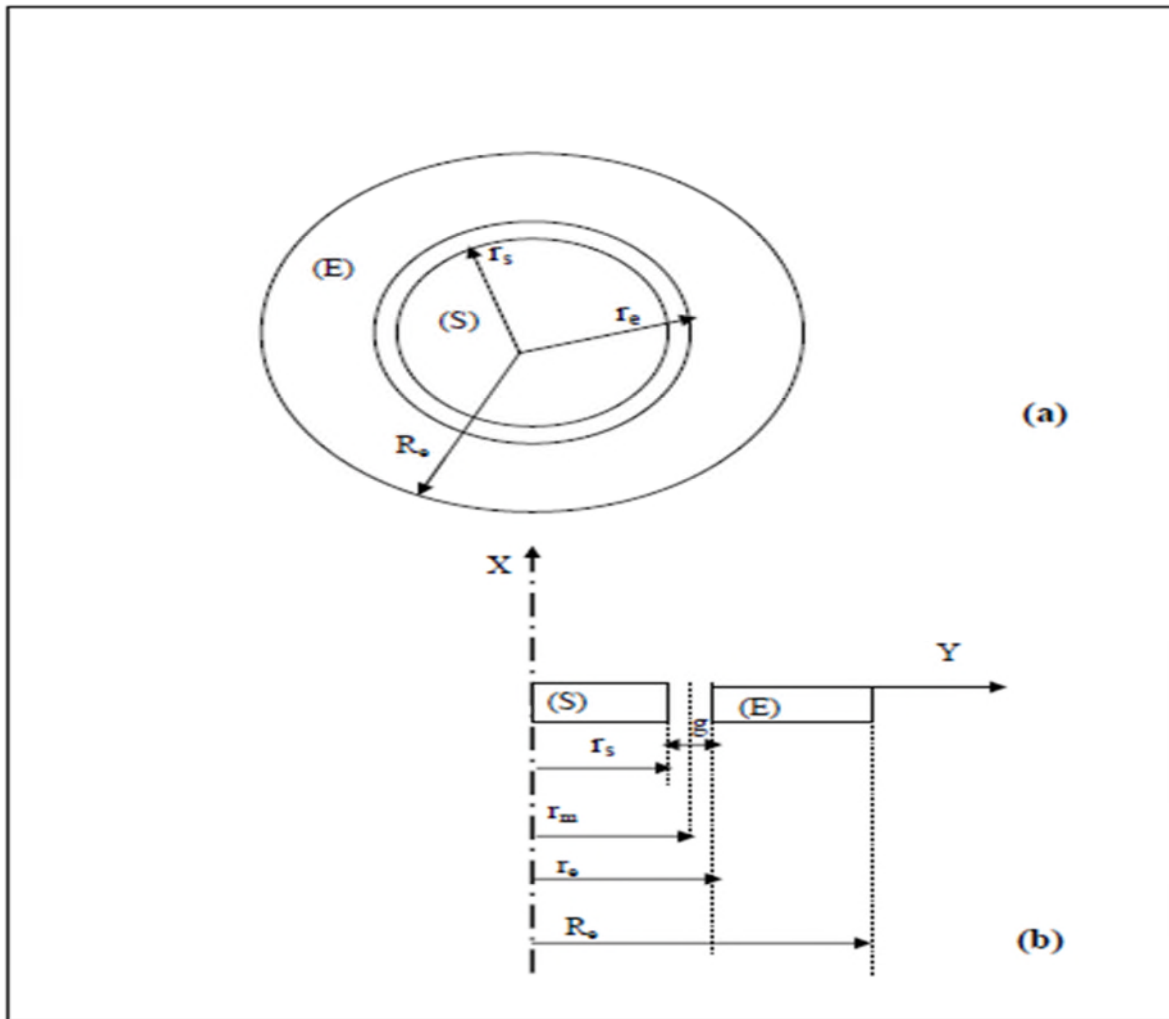


Figure. (II.3).Sonde circulaire [25].

(a) Vue de dessus

(b) Coupe transversale

Les figures (II.4.a, II.4.b et II.4.c) donnent des représentations schématiques des lignes de champ et des équipotentielles dans différents cas. La figure (II.4.a) présente ces lignes dans le cas où la sonde n'est pas polarisée alors que la décharge a lieu. Nous remarquons sur cette figure que les lignes de champ sont des droites parallèles, traduisant un champ uniforme à proximité de la sonde. La figure (II.4.b) correspond au cas où la sonde est polarisée en absence de la décharge. La figure (II.4.c) quant à elle nous donne une représentation simultanée des deux phénomènes, la décharge a lieu et la sonde est polarisée. Dans ce cas nous remarquons une légère déformation des lignes de champ électrique [25].

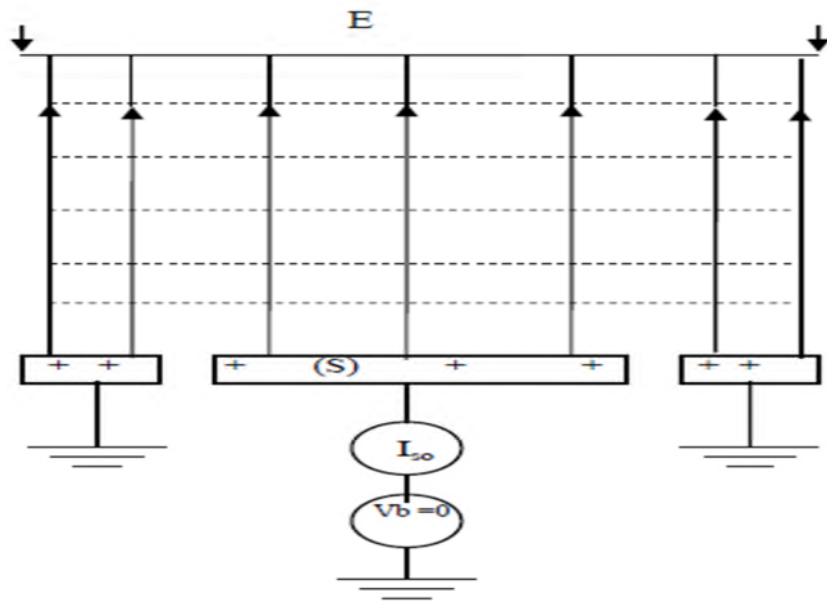


Figure. (II.4.a).Lignes de champ et équipotentiellles en présence de la décharge [25].

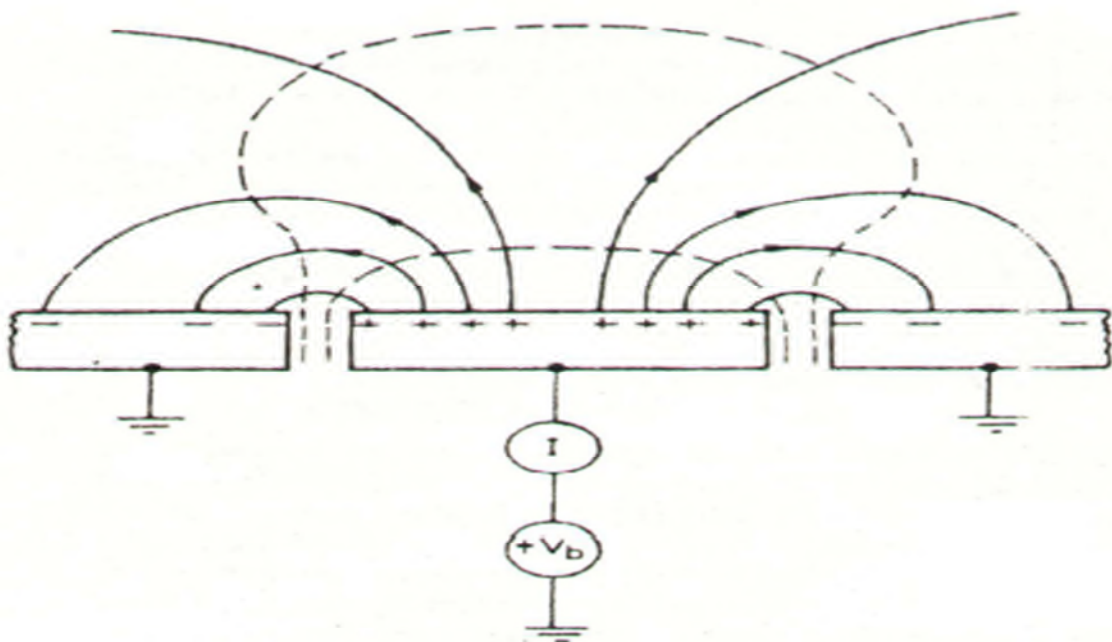
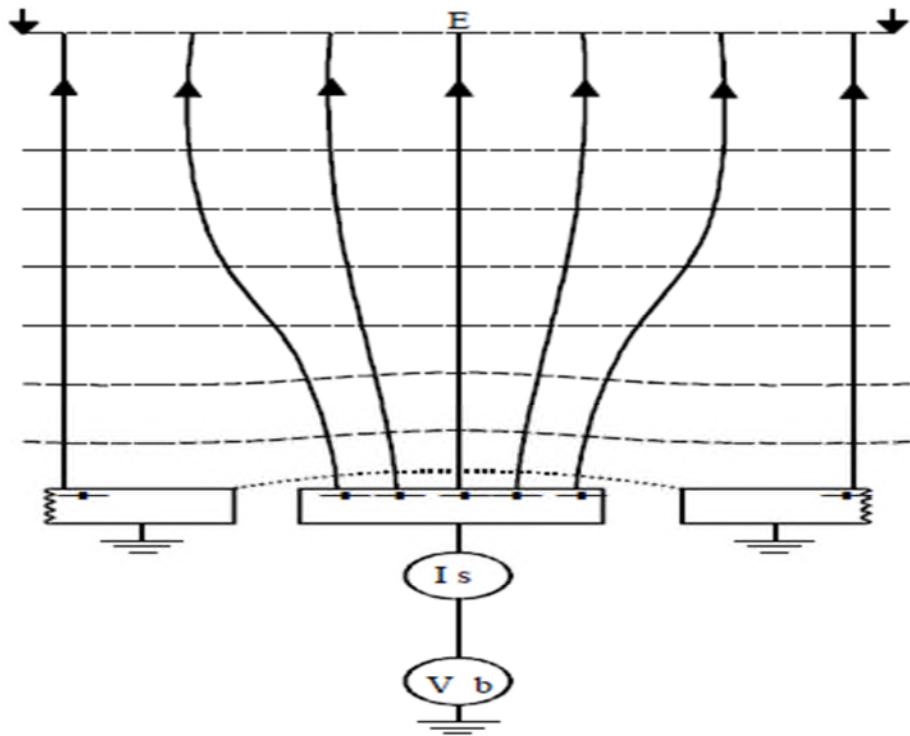


Figure. (II.4.b).Lignes de champ et équipotentiellles en absence de la décharge et sonde polarisée [25].



**Figure. (II.4.c).** Lignes de champ et équipotentiels en présence de la décharge et de la polarisation [25].

Pour parvenir à la valeur du champ électrique  $E$  à mesurer on procède de la façon suivante :

Soit  $I_s$  le courant collecté par la surface  $S$  de la sonde. Nous avons alors :

$$I_s = J \cdot S = \bar{\mu} \cdot \rho \cdot \frac{D \cdot S}{\epsilon_0} = \bar{\mu} \cdot \rho \cdot \frac{\Phi_s}{\epsilon_0} \quad (\text{II-5})$$

Avec :

$\bar{\mu}$  : Mobilité moyenne des porteurs de charges [ $\text{m} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ].

$\rho$  : Densité des porteurs de charges [ $\text{C}/\text{m}^3$ ].

$D$  : Induction électrique ( $\text{C}/\text{m}^2$ ).

$\Phi_s$  : Flux du vecteur  $D$  (C).

Lorsque la sonde est polarisée, nous avons deux contributions du flux  $\Phi_s$ . L'une provenant du champ  $E$  à mesurer  $\Phi_{s0}$ , l'autre de la tension de polarisation  $V_b$  qui est  $\Phi_{s1}$ .



$$\Phi_s = \Phi_{s0} + \Phi_{s1} \quad (\text{II-6})$$

Avec :

$$\Phi_{s0} = S_m \cdot E \cdot \epsilon_0 \quad (\text{II-7})$$

Où:

$S_m = \pi \cdot r_m^2$  qui est la surface effective de la sonde,  $r_m$  étant son rayon effectif, (Figure. II.3).

$$\Phi_{s1} = C_0 \cdot V_b \quad (\text{II-8})$$

$C_0$  est la capacité du condensateur formée par les surfaces des deux parties (S) et (E). Pour le calcul de  $C_0$ , Tassicker a utilisé une expression analytique proposée par Spence [9].

Où:

$$C_0 = 4r_s \cdot \epsilon_0 \left[ 1.07944 + 0.5 \cdot \ln \left( 1 + \frac{r_s}{2g} \right) \right] \quad (\text{II-9})$$

La théorie de Tassicker 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 :

$$\frac{I_s}{I_{s0}} = \frac{\Phi_s}{\Phi_{s0}} = 1 + \frac{C_0}{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_m^2} \cdot \frac{V_b}{E} \quad (\text{II-10})$$

Où :

$\Phi_s$  et  $\Phi_{s0}$  sont les flux à travers la sonde, associés respectivement à  $V_b \neq 0$  et  $V_b = 0$ .

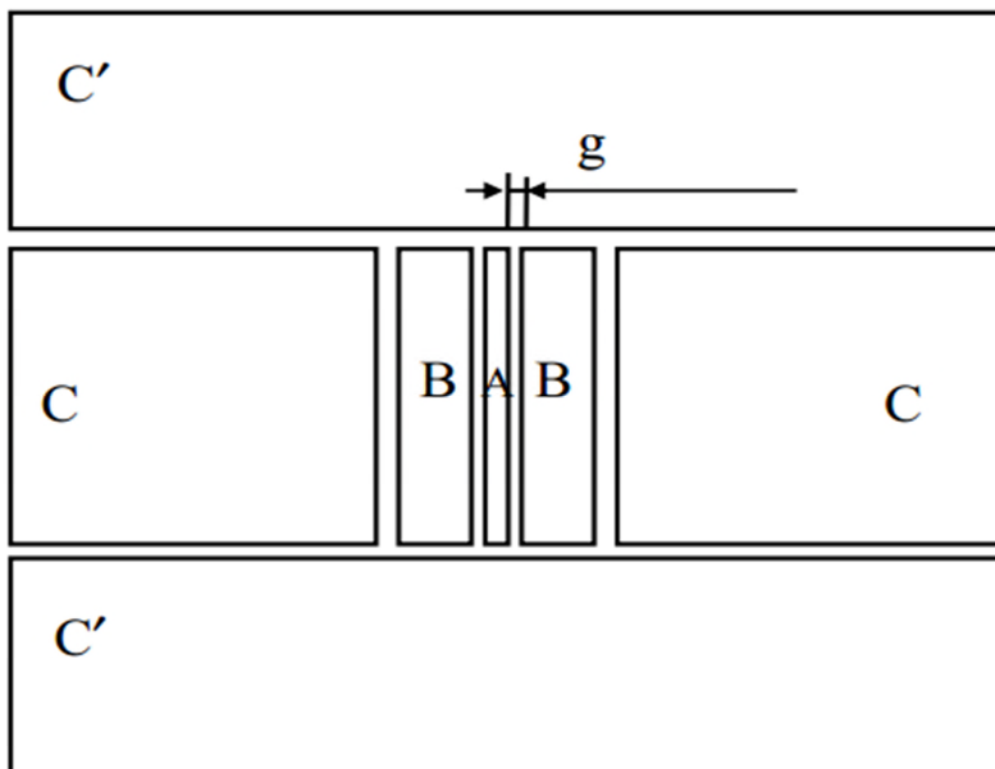
La relation (II.10) donne une courbe  $I_s / I_{s0} = f(V_b)$  linéaire. Cependant, aux fortes valeurs de  $V_b$  Il se produit une déviation de la caractéristique de la ligne droite. Dans ce cas, la valeur du champ électrique près de la sonde ne peut plus être considérée constante.

### III.3.2.2. Sonde polarisée linéaire :

La sonde polarisée linéaire est constituée principalement de deux plaques de polarisation rectangulaires (B), entre lesquelles loge une lame rectangulaire appelée collecteur (A) [26]. 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 garde (C) et (C'), (Figure. II.5).

Le principe de fonctionnement de cette sonde est toujours basé sur le courant de conduction  $I_s$  traversant le collecteur. Ce courant est contrôlé par le champ électrique créé localement par polarisation de la sonde. Ainsi, le champ de polarisation  $E_b$ , se superpose avec le champ à mesurer  $E$ . Par conséquent, pour chaque valeur de la tension de polarisation  $V_b$  correspond une valeur du courant  $I_s$ . La polarité de la tension  $V_b$  fait que le champ local  $E_b$ , crée renforcera ( $V_b > 0$ ) ou réduira ( $V_b < 0$ ) la valeur du courant collecté.

La connaissance du rapport  $I_s/I_{s0}$  nous 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 analytique [27], [28].



**Figure. (II.5).**Schéma simplifié de la sonde linéaire.

### **II.5.Conclusion :**

Nous avons présenté dans ce deuxième chapitre les différentes méthodes de mesure du champ électrique utilisées auparavant. Nous avons étalés la méthode que Tassicker a développée en 1974, cette méthode fera l'objet de notre étude expérimentale dans la partie expérimental.

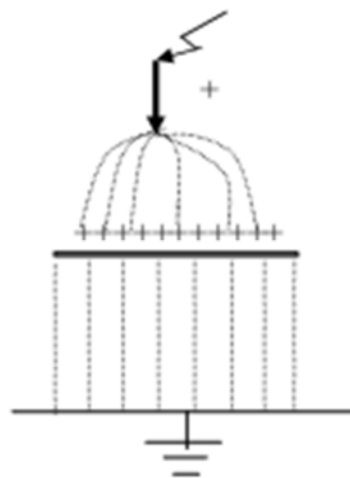
### III.1. Introduction :

L'air en tant que diélectrique est largement rencontré comme unique isolation entre électrodes dans la technique de haute tension. Ces électrodes peuvent être soit les parties métalliques de différents appareillages sous tension, soit des conducteurs de lignes aériennes ou des bornes à haute tension dans les laboratoires d'essais.

Dans les systèmes d'isolation il est possible d'améliorer la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe-plan, par l'introduction convenable d'une barrière isolante horizontale.

### III.2. Influence des barrières sur la repartition des lignes de champ électrique :

L'amélioration de la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe-plan en y plaçant correctement une barrière isolante est une très bonne solution pour garantir une meilleure isolation. En effet, la présence d'un écran isolant entre les deux électrodes transforme l'intervalle d'air initial en un système stratifié (air-barrière). Les ions positifs créant la charge spatiale sont alors freinés par la barrière et se répartissent sur sa surface. La répartition du champ électrique subit alors une déformation en provoquant une augmentation importante de la tension disruptive du système et une amélioration notable quand l'écran est placé près de la pointe positive (Figure III.1). L'intervalle barrière-plan est caractérisé par une répartition quasi uniforme du champ électrique, dépendant essentiellement de paramètres de la barrière tel que sa largeur et sa position



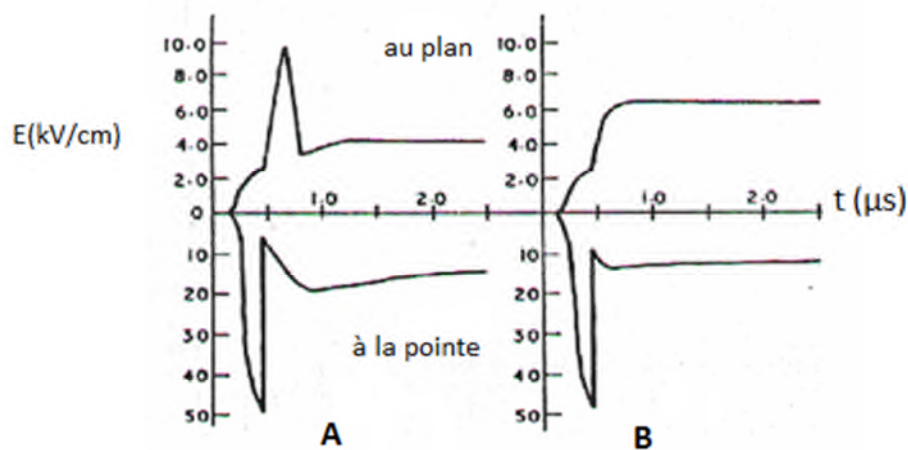
**Figure. (III.1).**Déformation du champ électrique en présence de la barrière.

### III.3. Influence des barrières isolantes sur le champ électrique d'un intervalle d'air pointe-plan :

En utilisant une sonde capacitive, Meek et Collins ont observé les variations de l'intensité du champ électrique à la surface des électrodes d'un intervalle d'air pointe-barrière isolante-plan, ayant une distance inter électrodes de 15 cm, aux chocs 0.4/30  $\mu$ s [29].

La figure (III.2) donne des oscillogrammes du champ électrique sans et avec barrière isolante. La figure (A) (sans barrière), montre un pic de champ électrique à la pointe qui décroît rapidement à cause de la charge positive injectée dans l'intervalle, créant un champ de charge d'espace opposé au champ appliqué. On note aussi le développement d'un pic au plan.

Les streamers de la décharge couronne traversent l'intervalle et augmentent avec l'augmentation de la tension appliquée à la pointe. Par la suite, le champ électrique décroît tant que les streamers atteignent le plan, la charge est alors neutralisée. La figure(B) donne le champ électrique avec barrière isolante. On remarque que le champ électrique au plan augmente pour atteindre un maximum, mais ne diminue pas tant que les streamers sont empêchés d'atteindre la barrière où ils devraient être neutralisés. Au niveau de la pointe le champ électrique est légèrement réduit par rapport à celui obtenu dans le cas sans barrière.



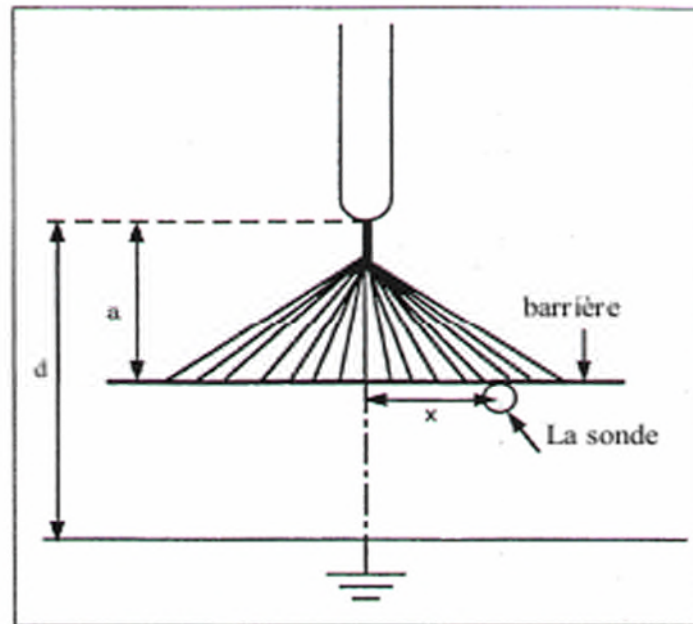
**Figure. (III.2).** Effet d'une barrière isolante sur le champ électrique en Système pointe plan

( $V = 89$  kV) [29].

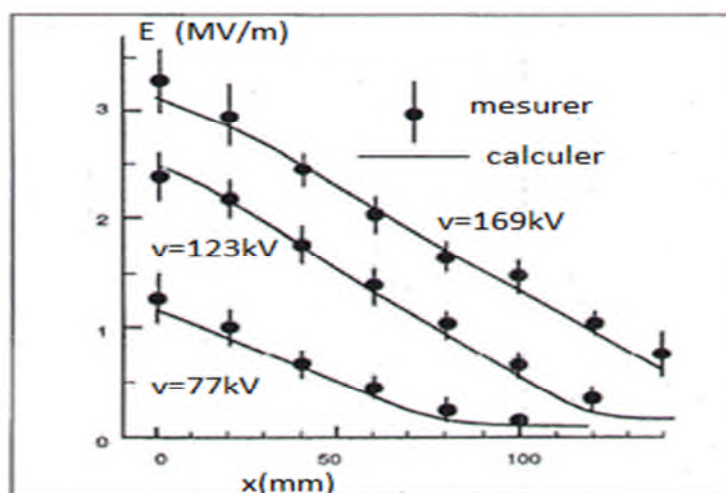
**A)** Sans barrière **B)** Barrière à 5 cm du plan

K. Hidaka a également effectué la même étude, mais en utilisant une sonde optique à

effet pockels, Figure (III.3) [30]. La distribution du champ électrique sur la surface opposée à la pointe en tension impulsionnelle est donnée à la figure (III.4). Il ressort de cette étude que la charge d'espace accumulée sur la barrière est maximale au centre de la barrière et décroît dans la direction radiale. En effet la charge accumulée réduit le champ électrique entre la pointe et la barrière.



**Figure. (III.3).**Diagramme schématique d'un système pointe-plan avec une barrière isolante [30].



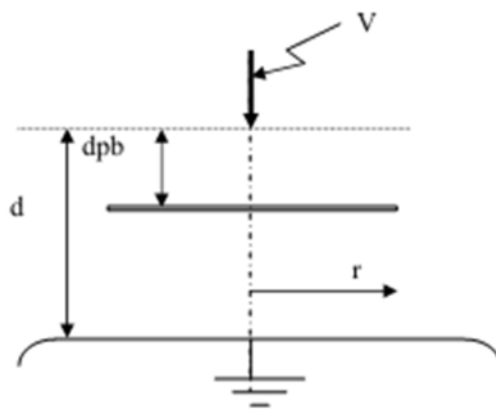
**Figure. (III.4).**Distribution du champ électrique sous la barrière obtenue avec une sonde à effet pockels ( $d = 10$  cm,  $a = 3$  cm) [30].

L. Mokhnache a réalisées des modèles de simulation sur les intervalles pointe-barrière-plan [31], [32]. Elle a élaboré un programme pour le calcul du champ électrique par la méthode des éléments finis, pour les longs intervalles d'air pointe-barrière-plan [33], [32].

Dans son modèle, elle a tenu compte de l'effet du champ de polarisation de la barrière et a obtenu l'influence de quelques paramètres tels que la tension, la permittivité, l'angle d'ouverture de la pointe et la largeur de la barrière.

Il ressort des résultats de simulation que plus la largeur de la barrière augmente, plus le champ électrique sur la barrière, notamment en son centre, devient important.

Toutefois, plus l'angle d'ouverture de la pointe 'alpha' augmente moins le champ électrique est important à la surface supérieure de la barrière et sur l'axe de la pointe. Aussi l'augmentation de la permittivité relative du matériau de la barrière rend le champ électrique plus important. Pour la mesure du champ électrique au plan en système pointe-plan avec barrière, S. Mouhoubi et A. Boubakeur [35] ont utilisé une électrode pointe soumise à une tension continue, elle est de forme conique ayant un angle de  $30^\circ$ . La barrière isolante est en bakélite (Figure III.5).



**Figure. (III.5).** Schéma représentatif du système d'électrodes pointe-barrière-plan.

Le champ électrique augmente lorsque la distance  $dpb$  entre la pointe et la barrière diminue. Le champ au plan du système sans barrière est supérieur à celui avec barrière quelle que soit la distance barrière-plan. Ainsi l'insertion d'une barrière isolante dans un intervalle pointe-plan conduit à la réduction du champ électrique au plan.

La position de la barrière ne manque pas d'influer sur le champ électrique au plan. En effet, le déplacement de la barrière de la pointe vers le plan, influe sur le champ électrique global selon que la barrière se situe dans une zone à fort champ (près de la pointe) ou dans

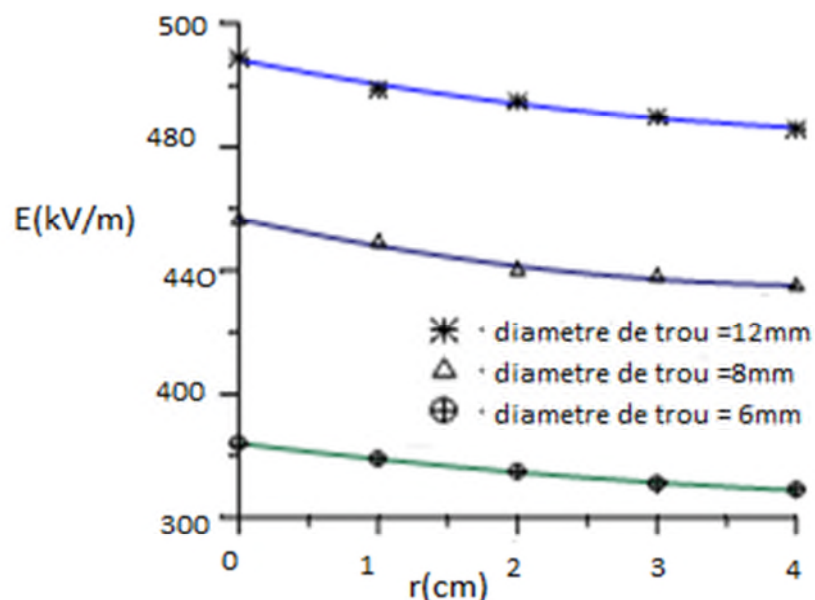
une zone à champ électrique quasi uniforme ( $a/d= 0.4- 0.6$ ), ou bien dans la zone à champ pratiquement uniforme (barrière sur le plan).

Concernant les barrières trouées, la décharge ne tend pas à passer par un trou de faible diamètre [35] à cause de la forte concentration de la charge d'espace au centre de la barrière.

La figure (III.6) présente les courbes donnant la distribution du champ électrique au plan avec des barrières de différents diamètres de trous. Ces courbes montrent que le trou de 12mm constitue la limite supérieure où la charge d'espace joue le rôle d'obstacle électrostatique au développement de la décharge [35].

Le champ au plan est pratiquement constant, particulièrement pour les distances  $r$  au plan allant de 3 à 4 cm. En l'occurrence, ce résultat contribue à la confirmation de l'hypothèse de l'uniformisation du champ électrique dans l'intervalle barrière-plan.

La figure (III.7) présente la variation du champ électrique  $E$  au plan en fonction de la distance pointe barrière  $d_{pb}$ . Nous constatons que l'effet de la charge d'espace est sensible lorsque la barrière n'est pas en contact de la pointe.



**Figure. (III.6).** Distribution du champ au plan avec barrière trouée en fonction de la distance  $r$  pour ( $V=28$  kV,  $d=7$ cm) [36].



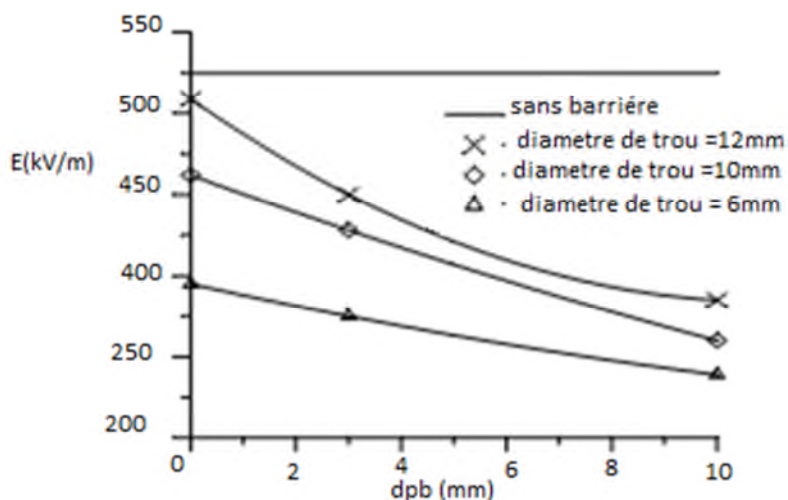


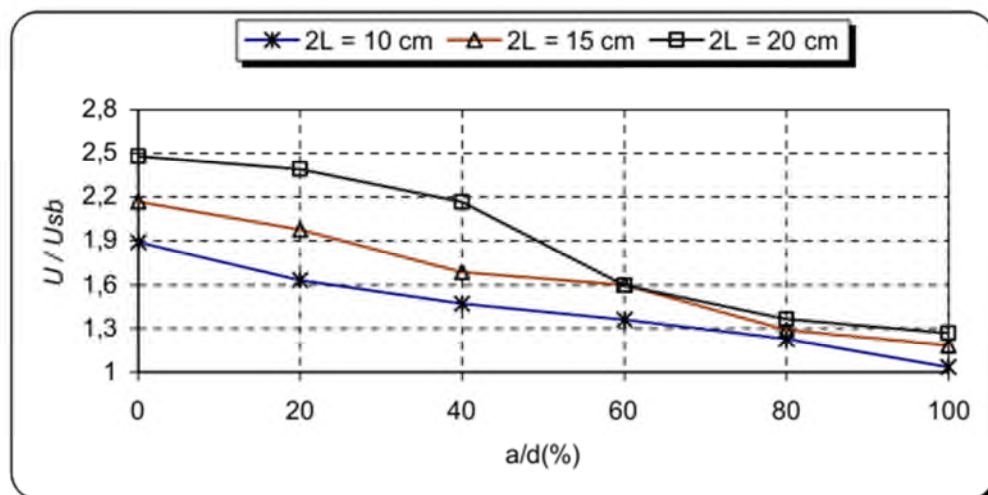
Figure. (III.7).Variation du champ au plan en fonction de dpb pour  $V=28$  kV,  $d=7$ cm [35].

### III.4. Influence des barrières sur la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe-plan :

#### III.4.1. Influence de la position et de la largeur de la barrière : [34]

Les résultats des essais de claquage pour les barrières en bakélite sont illustrés à la figure (III.8), où  $U$  désigne la tension disruptive avec barrière et  $U_{sb}$  sans barrière. Il résulte de la figure (III.8) que pour les différentes largeurs des barrières, d'épaisseur 2.1mm, la valeur maximale du rapport de tensions disruptives  $U/U_{sb}$  est obtenue lorsque la barrière est en contact avec la pointe, c'est-à-dire à  $a/d = 0\%$ . A partir de cet optimum elle décroît pour tendre vers la valeur de la tenue de l'intervalle sans barrière [34]. Quand la barrière touche le plan mis à la terre ( $a/d=100\%$ ), son influence reste faible et la tension disruptive est proche de celle sans barrière. Dans ce cas, pour une largeur  $2L = 10$  cm, le point d'impact de la décharge disruptive sur le plan est éloigné de 5 cm par rapport à l'axe de la pointe. Un même ordre de déviation est obtenu dans le cas du système sans barrière. De ce fait, en augmentant la largeur de la barrière, la longueur du canal de décharge augmente, d'où la croissance du rapport  $U/U_{sb}$  avec la largeur ' $2L$ ' à  $a/d = 100\%$ .

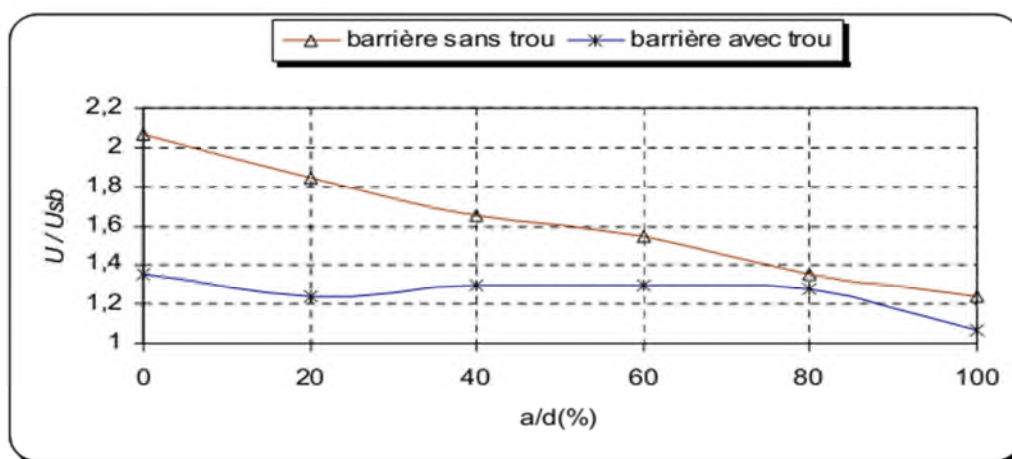
La diminution de la tension disruptive lors de l'éloignement de la barrière de la pointe peut être attribuée à la réduction de la longueur globale de la décharge et à la faible influence de la charge d'espace dans l'intervalle pointe-barrière [3].



**Figure. (III.8).**Influence de la largeur de la barrière en bakélite sur le rapport de tensions disruptives  $U/U_{sb}$  avec et sans barrière ( $\epsilon=2.1$  mm, tension continue positive).

### III.4.2. Influence de la barrière trouée [3] :

Nous constatons à partir de la figure (III.9) que la perforation de la barrière affecte considérablement sa qualité d'isolation. En effet, lorsque la barrière est en contact avec la pointe, le rapport  $U/U_{sb}$  passe de 2.07 à 1.36 avec le trou centré de diamètre  $D_t = 2$ mm [3].

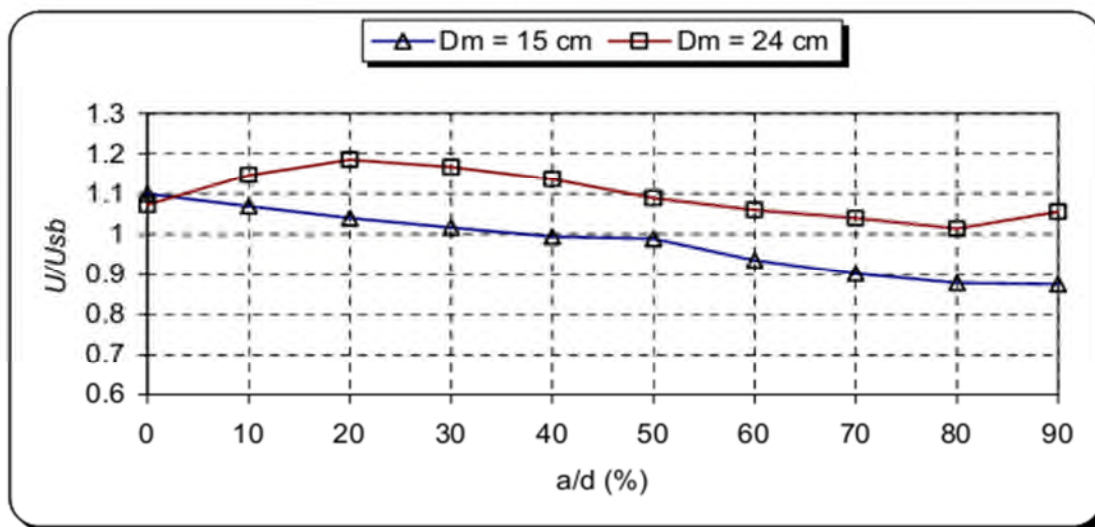


**Figure. (III.9).**Influence de la barrière perforée en bakélite sur le rapport  $U/U_{sb}$

( $\epsilon=0.5$  mm,  $2L=15$  cm,  $D_t=2$  mm, tension continue positive).

### III.4.3. Influence de la barrière métallique :

En utilisant des barrières avec bords arrondis vers le haut (côté pointe), nous remarquons de la figure (III.10) que le rapport  $U/U_{sb}$  est supérieur à l'unité pour la barrière métallique de diamètre 24 cm et inférieur à l'unité pour des positions de la barrière de diamètre 15 cm comprises entre 40 et 90 %. La tension disruptive pour la barrière de largeur 24 cm est de 1.2 fois celle sans barrière à  $a/d = 20$  %. Lorsque la barrière est en contact avec la pointe, le diamètre de la barrière métallique n'influe quasiment pas sur la tension disruptive [3].



**Figure. (III.10).** Rapport de tensions disruptives  $U/U_{sb}$  avec et sans barrière métallique / (bords arrondis vers la pointe).

### III.5. Conclusion :

L'introduction d'une barrière isolante horizontale dans un intervalle d'air pointe plan augmente la rigidité diélectrique du système, en modifiant la distribution du champ électrique dans l'intervalle d'air en général et sur le plan en particulier.

En effet, le système pointe-barrière-plan est équivalent à deux systèmes d'électrodes : un système pointe-plan et un autre plan-plan dont la barrière est l'électrode commune. Le champ électrique dans le deuxième système d'électrodes est quasi uniforme.

Une étude a été réalisée sur le champ électrique dont le but est de vérifier l'uniformisation de celui-ci dans la partie barrière-plan lors d'une décharge en géométrie

pointe-barrière métallique-plan [33], [37]. Il a été conclu que lorsque la pointe est sous tension, la barrière conductrice se charge par influence électrostatique et la distribution du champ se fait de deux manières. L'une non uniforme dans l'intervalle pointe-barrière et l'autre pratiquement uniforme dans l'intervalle barrière-plan. A cet effet le système "pointe-barrière-plan" aurait une rigidité équivalente à la somme de la rigidité d'un intervalle pointe-plan correspondant à la distance pointe-barrière et de celle d'un système plan-plan correspondant à l'intervalle barrière-plan,

Suite à ces travaux, notre étude s'inscrit dans l'étude de l'influence d'un écran vertical métallique de forme cylindrique introduit dans un intervalle d'air pointe plan sous une tension continue positive.

## IV.1. Introduction :

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été réalisés au sein du Laboratoire Haute Tension de l'université A. Mira de Bejaia en collaboration avec le Hall de Technologie.

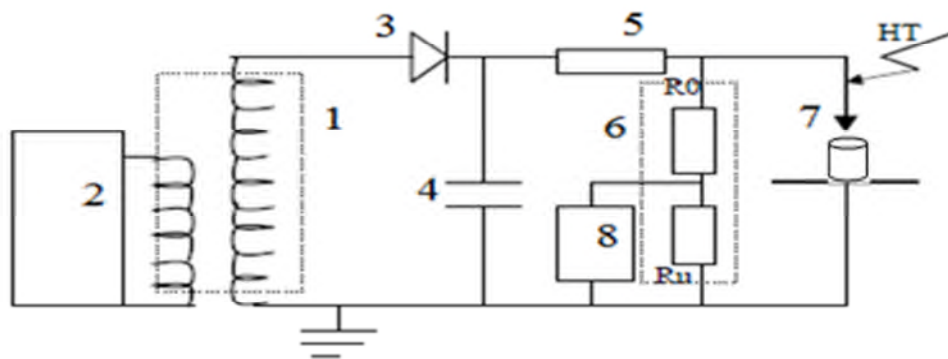
L'étude expérimentale que nous avons réalisée a pour objectif de mesurer la tension disruptive et le champ électrique  $E$  en pointe positive - plan avec et sans écran métallique vertical de forme cylindrique. Pour la mesure du champ électrique nous avons utilisé la sonde circulaire polarisée de Tassicker dont le principe a été décrit dans le chapitre II.

Nous avons pris en considération l'influence des paramètres de l'écran vertical à savoir : sa hauteur, son diamètre et sa position par rapport au plan mis à la terre. Dans ce chapitre nous exposons le dispositif expérimental ainsi que la méthodologie d'essais.

## IV.2. Mesure de la tension disruptive :

### IV.2.1. Dispositif expérimental :

La haute tension continue positive est mesurée à l'aide d'un diviseur de tension résistif, relié au secondaire d'un transformateur d'essai. Le dispositif de mesure est représenté à la figure. (IV.1), où on trouve les éléments suivants :



**Figure. (IV.1).** Dispositif expérimental de mesure de la tension disruptive.

- 1 : Transformateur HT ;
- 2 : Commande de l'alimentation du transformateur ;
- 3 : Redresseur de HT ;
- 4 : Capacité de filtrage 10 nF,

- 5 : Résistance haute tension de limitation de courant ( $R_a=106\text{k}\Omega$ );
- 6 : Diviseur de tension résistif ;
- 7 : Le système pointe-cylindre-plan ;
- 8 : Voltmètre de crête AC/DC à affichage numérique.

#### **IV.2.1.1. Circuit d'alimentation :**

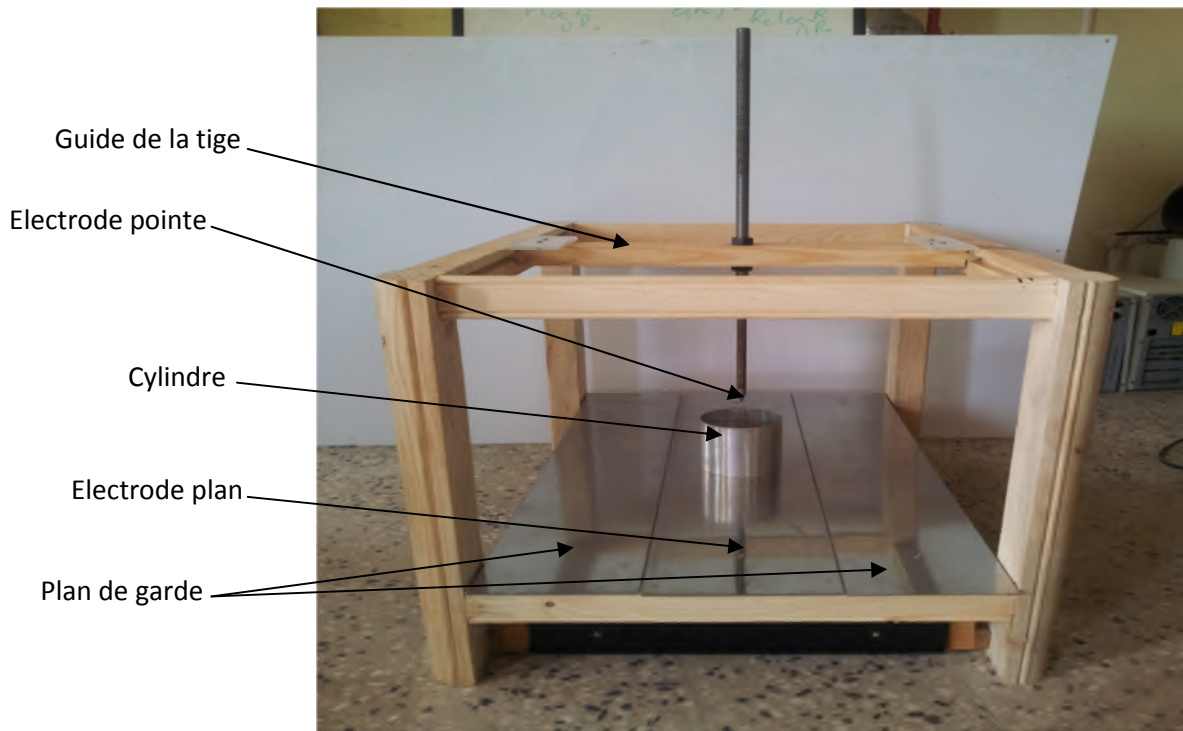
Il est constitué d'un transformateur d'essai (0.08A), dont le primaire est relié à un transformateur de réglage, permettant d'ajuster la tension à la valeur désirée. Il peut délivrer au secondaire une tension de 135kV pour des circuits à courant continu de polarité positive et négative.

#### **IV.2.1.2. Circuit de mesure de la haute tension :**

La tension continue positive est mesurée à l'aide d'un diviseur de tension résistif. Ce dernier est constitué d'une résistance haute tension ( $R_0=250\text{ M}\Omega$ ) en série avec un ensemble de résistances dont la résistance basse tension ( $R_u=501\text{ k}\Omega$ ), résistance du câble coaxial et la résistance d'entrée des appareils de mesure. Le voltmètre de crête à affichage numérique permet la lecture de la tension disruptive réduite en la mémorisant automatiquement pendant quelques secondes.

#### **IV.2.1.3. Arrangement pointe-cylindre-plan :**

Le modèle expérimental est composé d'une tige pointue portée à la haute tension et d'un plan mis à la terre. Un cylindre vertical en aluminium est introduit entre les deux électrodes. Les différents éléments de cet arrangement sont décrits ci-dessous.



**Figure. (IV.2).** Photographie de l'arrangement pointe-cylindre-plan.

**a) Electrodes utilisées :**

L'arrangement pointe- cylindre - plan est constitué de deux électrodes. L'électrode haute tension (pointe) est constituée d'un tube cylindrique de diamètre  $\Phi = 12\text{mm}$ , terminé par une pointe conique en acier, ayant un angle de  $34.95^\circ$ , qui se termine par une surface hémisphérique de rayon de courbure  $r = 1.14\text{mm}$ . Le déplacement vertical et horizontal de la pointe est assuré par un guide en bois (Figure. IV.3).

L'électrode mise à la terre est constituée d'un plan E ( $18 \times 80$ )  $\text{cm}^2$  et deux plans de garde, afin d'éviter les effets de bords, de dimensions ( $15 \times 80$ )  $\text{cm}^2$ . Ces derniers sont séparés du plan E par un intervalle de 1 mm de largeur. L'ensemble est disposé sur un support isolant en bois lequel est disposé sur une table en bois, à un mètre du sol.

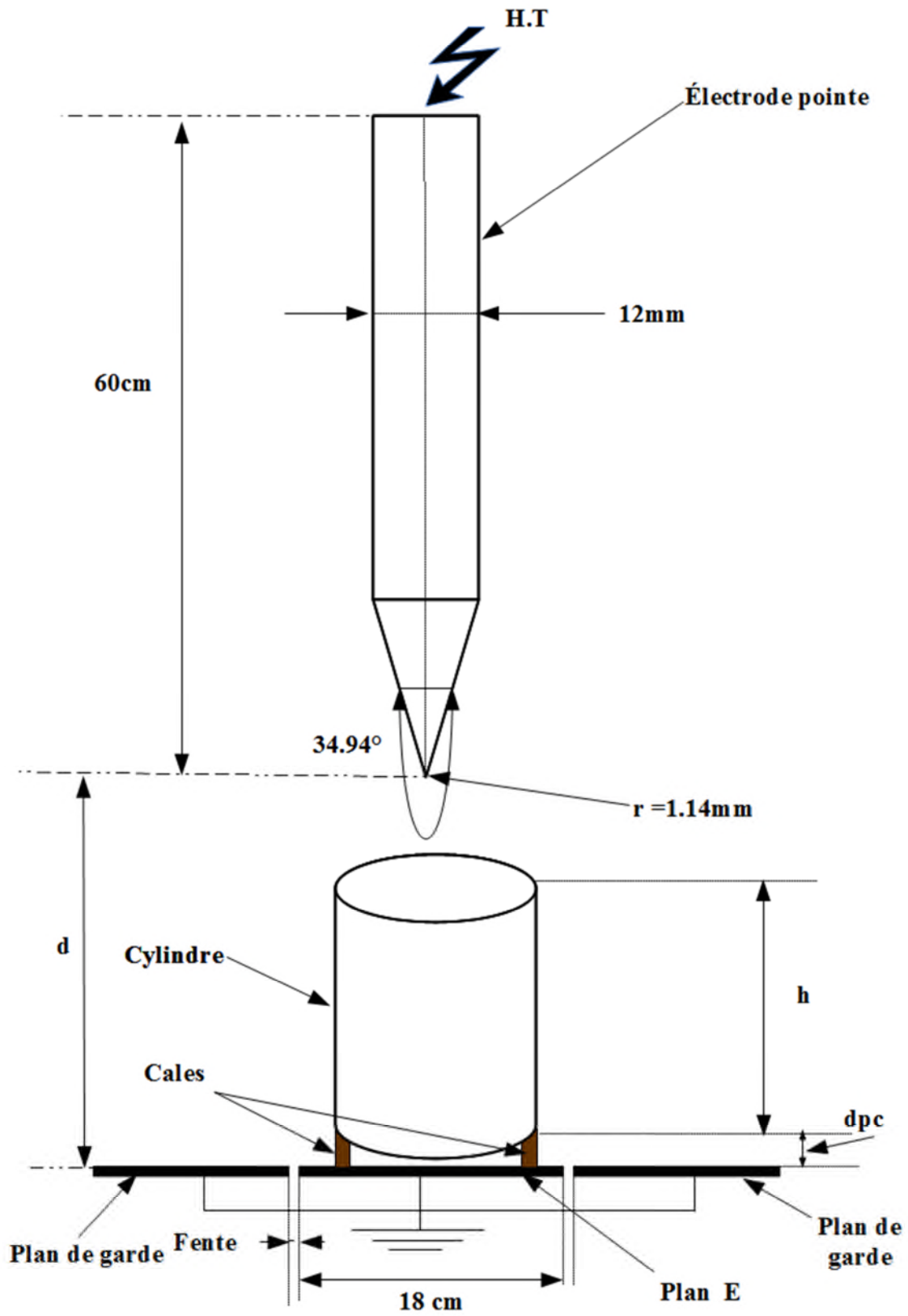


Figure. (IV.3). Configuration pointe-cylindre-plan.



**b) Les cylindres utilisés :**

Nous avons utilisé des cylindres en aluminiums de diamètre  $\Phi = 10\text{cm}$ , et d'épaisseur  $e = 1\text{mm}$  avec des différentes hauteurs  $h = (2, 4, 5 \text{ et } 10)\text{ cm}$ , comme on a aussi utilisé un autre cylindre de diamètre  $\Phi = 3.8\text{cm}$ , de même épaisseur avec une hauteur  $h = 5\text{cm}$ .

**IV.2.2. Mesure des paramètres physiques de l'air :**

La pression de l'air ambiant  $P$  est mesurée à l'aide d'un baromètre préalablement étalonné. L'humidité relative  $H$  est mesurée à l'aide d'un hygromètre à cheveux et la température  $T$  par un thermomètre à mercure. Les relevés de ces trois paramètres ont été effectués systématiquement avant chaque essai.

Les diverses séries de mesure ont été effectuées dans des conditions de température, d'humidité et de pression différentes. Par conséquent nous avons ramené les valeurs de la tension disruptive aux conditions normales ( $T_n = 20^\circ$ ,  $P_n = 100\text{ kPa}$ ,  $H_n = 11\text{g/m}^3$ ), suivant les prescriptions des normes internationales de la C.E.I [38]. On trouve deux facteurs de correction:

- Le facteur de correction de la densité de l'air "k<sub>d</sub>" ;
- Le facteur de correction de l'humidité "k<sub>h</sub>".

La valeur de la tension disruptive  $U$  mesurée sera ramenée aux conditions atmosphériques normales, en la multipliant par le rapport  $k_h/k_d$ , suivant la relation ci-dessous :

$$U(\text{condition normale}) = U(\text{mesurée}) \frac{k_h}{k_d} \quad \text{IV.1}$$

- **Facteur de correction k<sub>d</sub>**

Le facteur de correction  $k_d$  est donné par la relation suivante :

$$k_d = \frac{(273+20)P}{100(273+\Theta)} = \frac{2.93 P}{(273+\Theta)} \quad \text{IV.2}$$

- Facteur de correction  $k_h$

Il est obtenu à partir de la figure. (IV.5) en tirant la valeur de l'humidité absolue de la figure (IV.4).

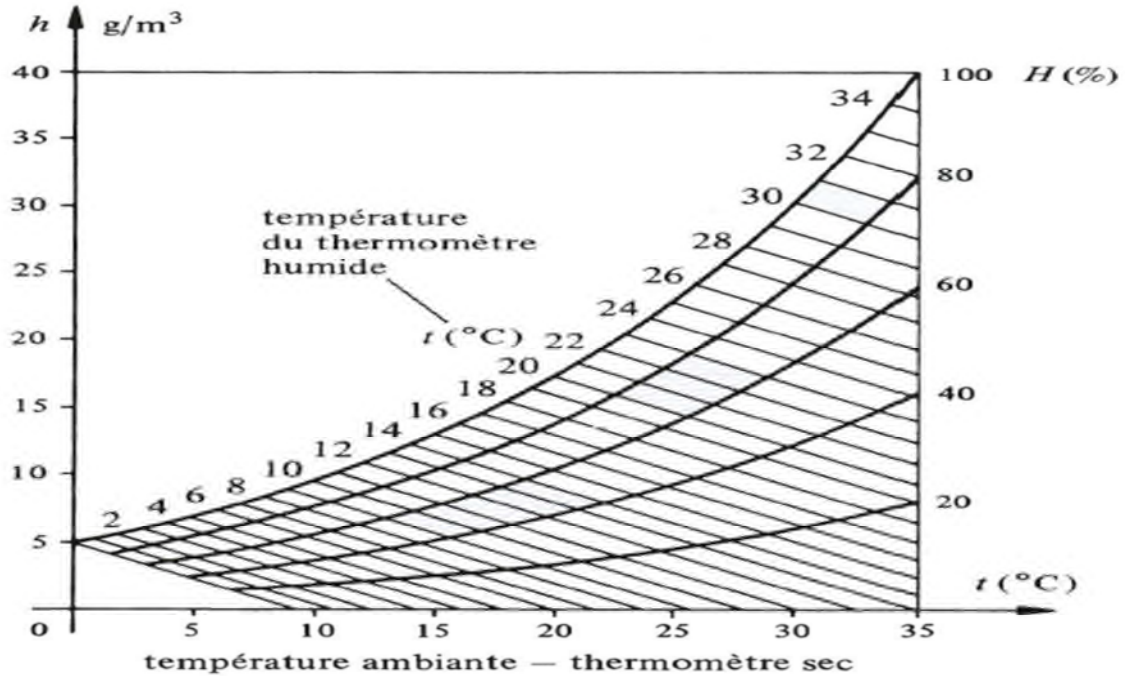


Figure. (IV.4). Abaques donnant l'humidité absolue  $h$  en fonction de la température  $T$ .

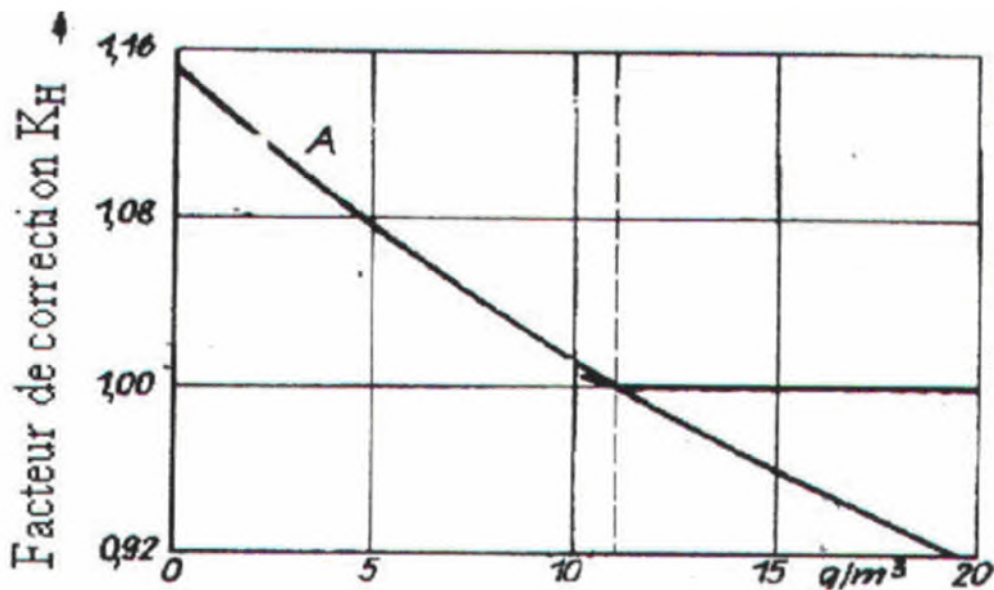


Figure. (IV.5). Abaques donnant le facteur  $k_h$  en fonction de l'humidité absolue.

### IV.3. Mesure du champ électrique :

Pour la mesure du champ électrique et de la densité de courant au plan nous avons utilisé une sonde polarisée circulaire.

#### IV.3.1. Dispositif expérimental :

Une sonde circulaire (S) a été réalisée au laboratoire de haute tension de Bejaia, elle est en aluminium massif, incorporée dans un même niveau de surface dans une électrode plane (E), de forme rectangulaire avec deux plans de garde mis à la terre, (Figure. IV.6).

Le rayon de la sonde est  $r_s = 2$  mm, le rayon intérieur de l'électrode (E) est  $r_e = 2.5$  mm, ce qui donne un intervalle d'air  $g = 0.5$  mm et un rayon effectif de la sonde  $r_m = 2.25$  mm (Figure. II.3). L'électrode (E) et les plans de garde reposent sur une plaque en plexiglas, laquelle repose sur une plaque en cuivre permettant ainsi d'évacuer à la terre les courants de fuite. La sonde (S) est fixée à l'ensemble par-dessous avec deux barres en bois.

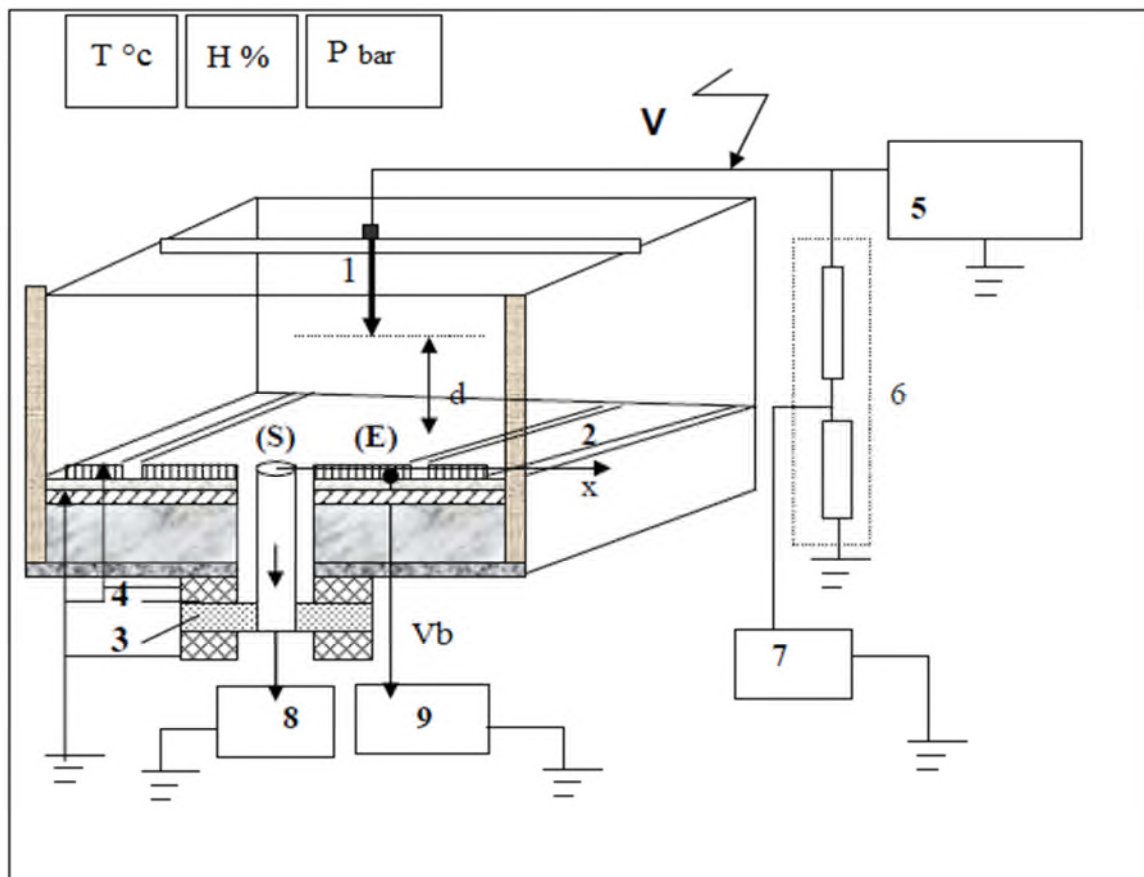


Figure. (IV.6). Dispositif de mesure du champ électrique par la sonde polarisée.

- 1) électrode pointe,
- 2) plans de garde,
- 3) téflon,
- 4) écrans en cuivre,
- 5) Source de HT continue,
- 6) diviseur résistif,
- 7) voltmètre de crête,
- 8) pico ampèremètre,
- 9) alimentation continue (BT).

L'électrode pointe est reliée à une installation haute tension continue dont la tension délivrée  $V$  est mesurée par un diviseur résistif et un voltmètre de crête. Le signal de la sonde dérive du courant de conduction  $I_s$  la traversant, il est de l'ordre du nA. Il est mesuré à l'aide d'un pico ampèremètre (PRACI TRONIC) de grande précision ( $\pm 1.5\%$ ) et qu'il peut mesurer un courant minimum de 0.001 Pico Ampèremètre, relié directement à la sonde par un câble coaxial blindé. Quant à l'électrode (E), elle est polarisée par une alimentation basse tension continue délivrant une tension  $V_b$  positive. Cette tension est mesurée à l'aide d'un voltmètre ferromagnétique. Les fonctions de la sonde dépendent essentiellement de la précision de sa construction ainsi que du choix de ses dimensions. Notre prototype de sonde est optimisé pour obtenir les qualités suivantes :

- 1) Pour un rayon  $r_s$  de la sonde pas trop élevé et un intervalle d'air  $g$  le plus petit possible, nous obtenons une bonne sensibilité du rapport  $I_s / I_{s0}$  vis-à-vis de la tension de polarisation  $V_b$  ( $I_s$  et  $I_{s0}$  correspondent respectivement aux courants collectés à  $V_b \neq 0$  et à  $V_b=0$ ) [39].
- 2) La sonde est facilement démontable pour le nettoyage régulier, ceci évitera la formation de ponts conducteurs entre l'électrode (E) et la sonde (S).
- 3) Afin d'éliminer tout courant de fuite entre les surfaces des deux parties (S) et (E), nous avons placé la sonde dans un écran.
- 4) Afin de rendre le vide annulaire  $g$  le plus uniforme possible, un bon centrage de la sonde par rapport à l'ouverture de l'électrode (E) est nécessaire.
- 5) Afin d'éviter les perturbations provenant de la source de polarisation sur le pico ampèremètre, nous avons préféré polariser l'électrode (E) entourant la sonde.

### IV.3.2. Détermination de la densité de courant :

La sonde est de faibles dimensions comparées à celles de l'électrode (E) dans laquelle elle est incorporée, elle nous permet ainsi de mesurer la densité de courant de décharge  $J$  au plan.

En effet, la sonde ne cause aucune perturbation mécanique, ou électrique étant donné que la tension de polarisation  $V_b$  est nulle. Nous avons alors:

$$J = I_{s0} / S_m \quad (IV.3)$$

Avec  $S_m$  est la surface effective de la sonde et  $I_{s0}$  est le courant de décharge collecté lorsque la sonde est non polarisée.

$$S_m = \pi \cdot r_m^2 \text{ où } r_m \text{ est le rayon effectif de la sonde.}$$

### IV.3.3. Détermination du champ électrique :

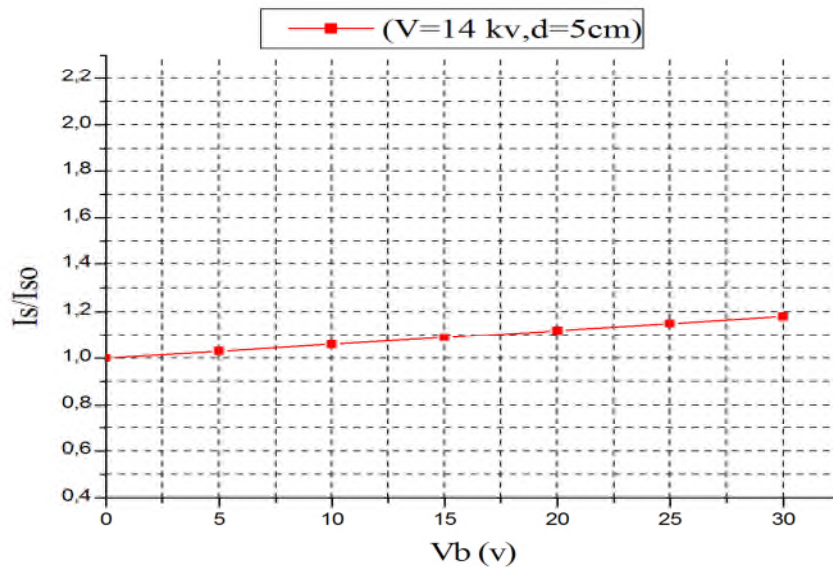
Nous avons effectué les mesures du rapport  $I_s/I_{s0}$  pour différentes tensions de polarisation  $V_b$  positives, la tension  $V$  appliquée à l'électrode active étant constante.

La courbe ( $I_s/I_{s0} = f(V_b)$ ) est linéaire aux faibles valeurs de la tension de polarisation ( $0 < V_b < +30$ Volts) et non linéaire aux plus grandes valeurs [35]. Par conséquent, pour déterminer le champ électrique pour une tension et position au plan données, il est nécessaire de tracer pour chaque cas la courbe ( $I_s / I_{s0} = f(V_b)$ ) et de ne considérer que la partie linéaire, Figure (IV.7).

La mesure du courant  $I_s$  nous a permis de déterminer le champ électrique  $E$  au plan à partir de l'équation (II.10). Le principe est d'évaluer la pente  $P_e$  de la partie linéaire de la courbe ( $I_s / I_{s0} = f(V_b)$ ) [3]. Nous avons alors :

$$E = \frac{C_0}{\pi \cdot r_m^2 \cdot \epsilon_0 \cdot P_e} \quad (IV.4)$$

La valeur de la capacité  $C_0$  donnée par la relation (II.9) est de 0.11531 pF.



**Figure. (IV.7).** Courbe  $I_s/I_{s0} = f(V_b)$  pour la polarité positive.

#### IV.3.4. Précision de mesure avec la sonde polarisée circulaire :

La précision de mesure du courant  $I_s$  dépend d'une part de l'intervalle d'air  $g$  et d'autre part du courant de fuite causé par l'accumulation de la poussière environnante entre les éléments (S) et (E). C'est pour cette raison qu'il est recommandé de nettoyer régulièrement la sonde et les plans et que la sonde soit au même niveau de surface que le plan (E) [40].

#### IV.4. Conclusion:

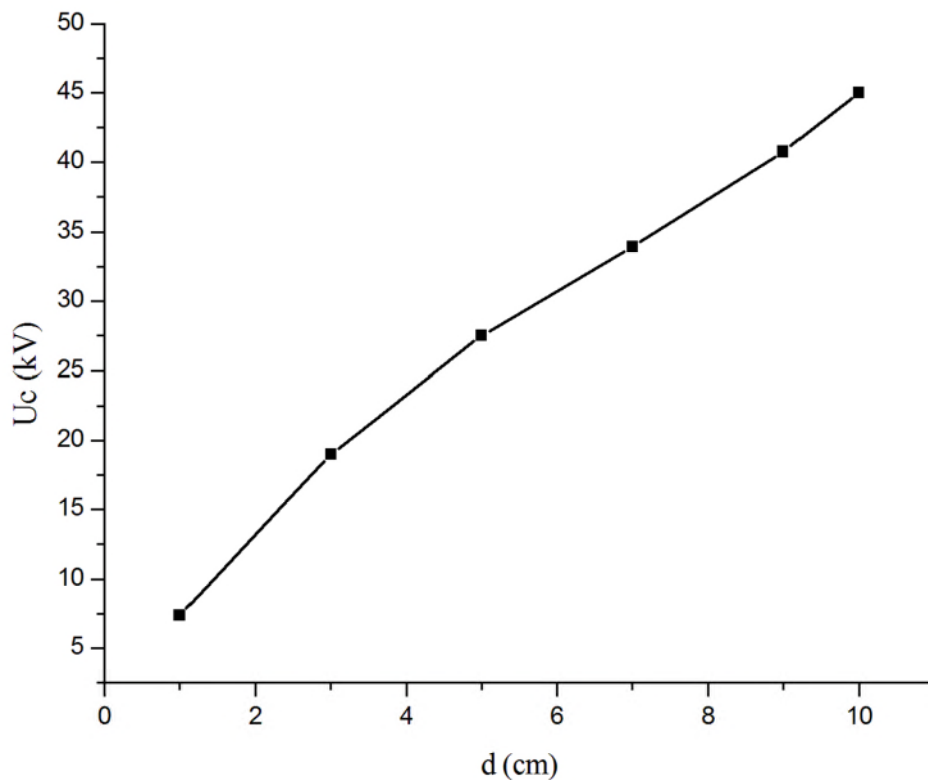
Dans ce chapitre nous avons exposé le dispositif expérimental et présenté son principe de fonctionnement. Nous avons aussi donné les méthodes de mesure et de calcul des différents paramètres essentiels qui caractérisent la décharge tels; le champ électrique, la densité de courant. Nous avons également donné la méthode de mesure et de correction aux conditions normales de la tension disruptive par rapport aux paramètres atmosphériques : pression, température et humidité.

### V.1. Introduction :

Dans ce chapitre nous présentons les différents résultats expérimentaux. Ces résultats comportent essentiellement la tension disruptive  $U_c$ , obtenue lors des essais de claquage en système d'électrodes pointe-plan ainsi que les valeurs du champ électrique  $E$  et de la densité de courant  $J$  au plan avec et sans cylindre. Nous avons effectué nos essais sous tension continue de polarité positive appliquée à la pointe.

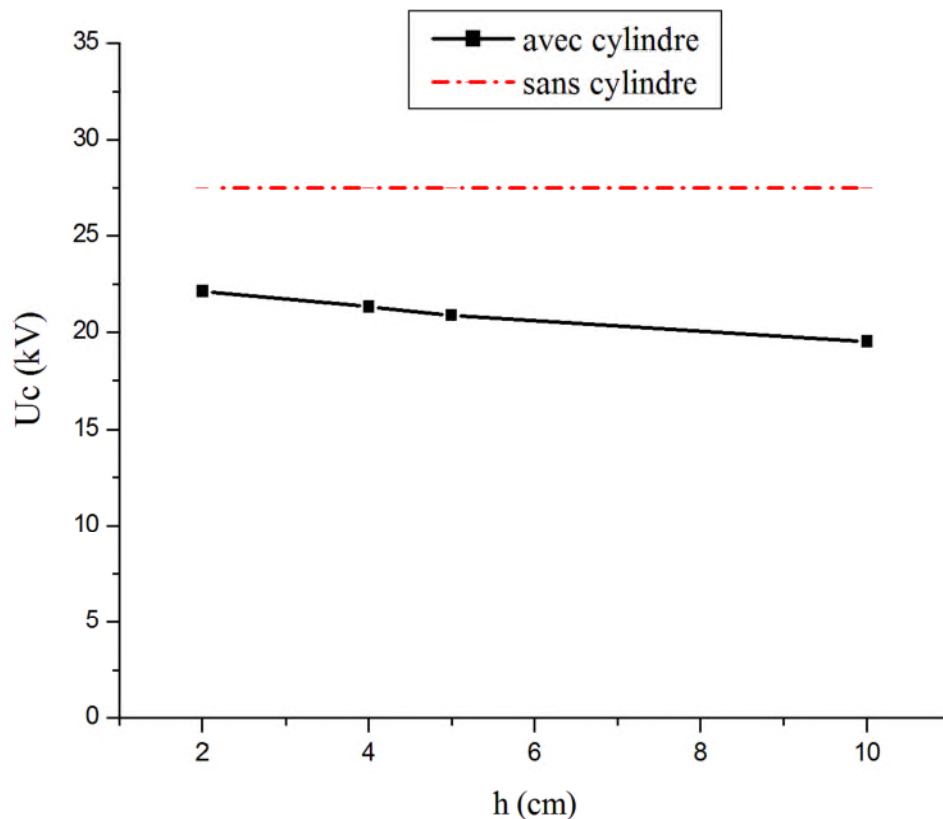
### V.2. Résultat de la tension disruptive :

A partir de la figure (V.1), on remarque que la tension disruptive croît avec la distance inter électrodes  $d$ . Cette augmentation est plus accentuée pour la distance  $d$  allant de 1 à 3 cm.



**Figure. (V.1).** Tension disruptive en fonction de la distance inter électrodes.

La figure (V.2), montre que pour des hauteurs de cylindre de plus en plus grandes la tension disruptive diminue. Les valeurs de cette tension sont inférieure à celle sans cylindre qui est de 27.5 kV, sachant que la distance inter électrode est fixée à 5 cm. Il découle de ce résultat que la rigidité diélectrique décroît avec la hauteur de cylindre tout en restant inférieure à celle sans cylindre.

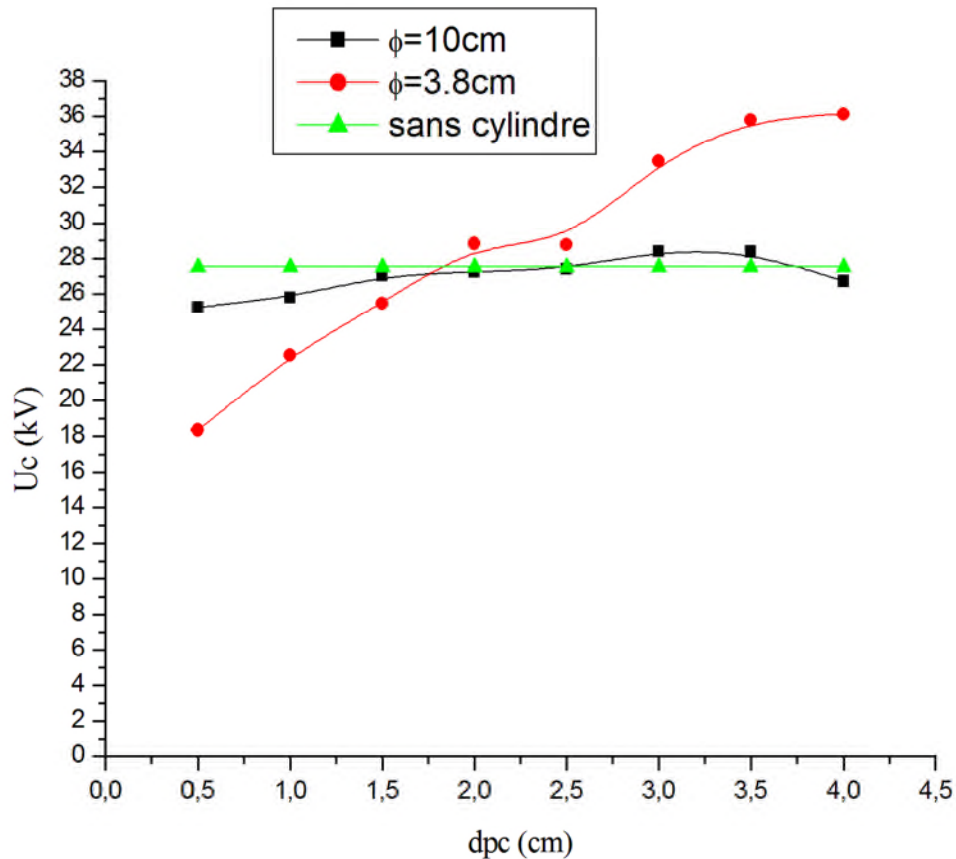


**Figure. (V.2).** Tension disruptive en fonction de la hauteur du cylindre, ( $d = 5\text{cm}$  et  $U_c = 27.51\text{kV}$ ).

La figure (V.3), décrit une comparaison de l'effet de deux cylindres de diamètres différents, de hauteur et de distance inter électrodes fixe qui est de 5 cm. A partir de cette figure on constate que pour le diamètre de 10 cm la position  $d_{pc}$  du cylindre par rapport au plan n'influe pas vraiment sur la tension disruptive où elle est quasi constante. Par contre pour le diamètre de 3.8 cm la tension disruptive augmente jusqu'à la position  $d_{pc}$  de 2cm, puis reste constante pour des positions entre 2 et 2.5 cm, ensuite elle redevient croissante.



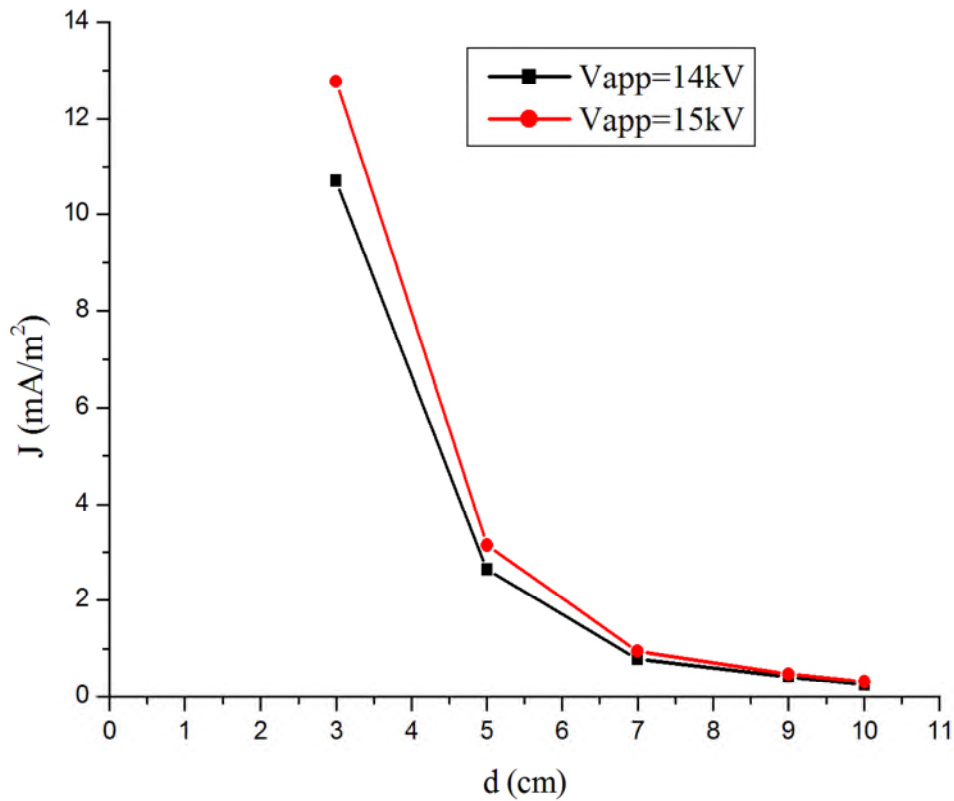
On remarque notamment que la tension disruptive de cylindre de petit diamètre qui est de 3.8 cm est inférieure à celle de 10 cm pour les distances  $d_{pc}$  inférieure à 2 cm. Pour  $d_{pc}$  supérieur à cette valeur c'est l'inverse qui se produit.



**Figure. (V.3).** Tension disruptive en fonction de  $d_{pc}$ , ( $d = 5\text{cm}$  et  $U_c = 27.51\text{kV}$ ).

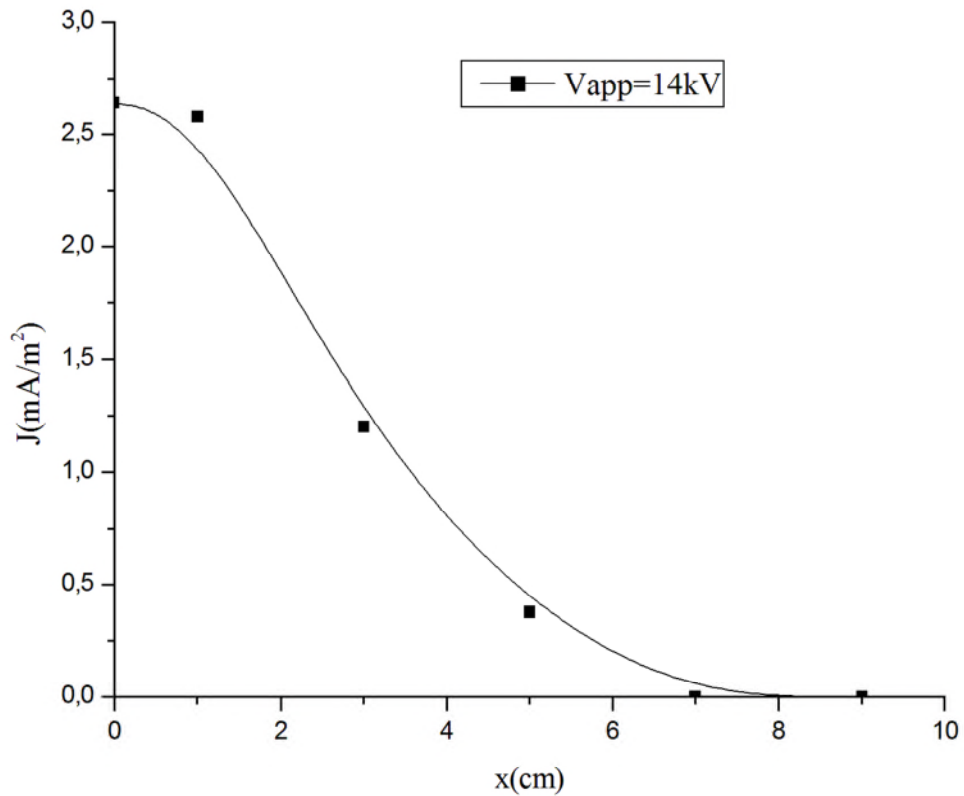
### V.3. Densité de courants :

Nous avons exploité la sonde pour déterminer la densité de courant  $J$  au plan. Les courbes illustrant la variation de  $J$  en fonction de la distance inter électrodes en système pointe plan sans cylindre, présentées à la figure (V.4), montrent, toutes tensions confondues, que la densité de courant est décroissante puis tend vers une valeur constante.



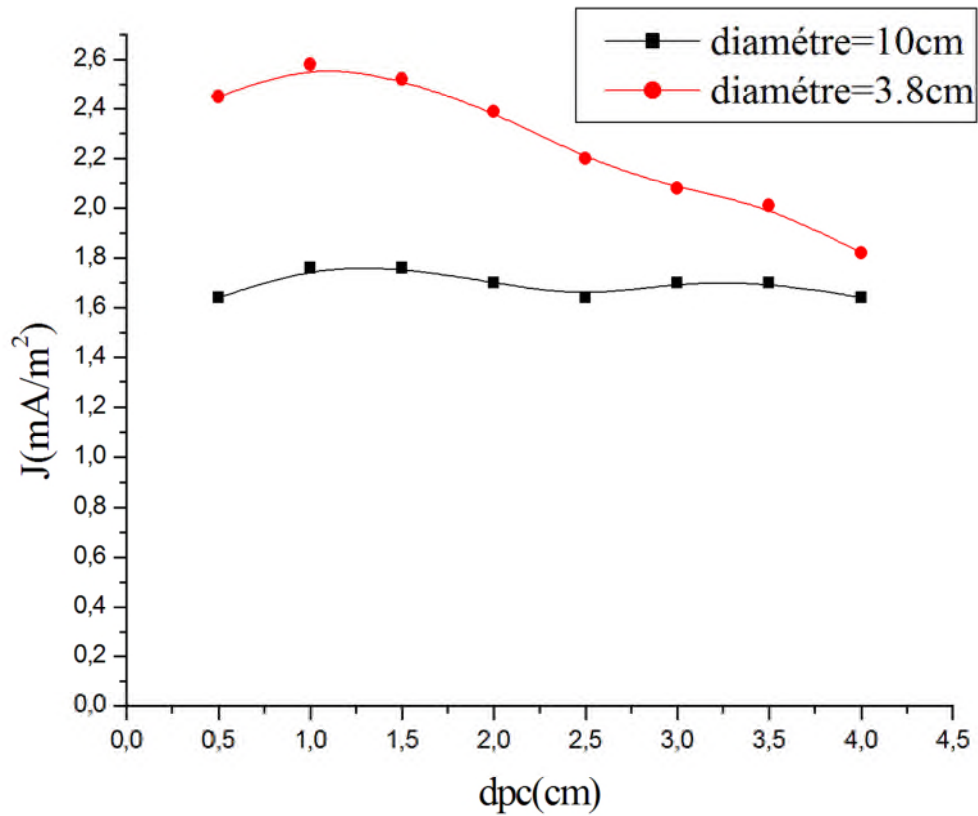
**Figure. (V.4).** Variation de la densité de courant en fonction de la distance inter électrodes  $d$  pour deux tensions appliquées.

Nous présentons à la figure (V.5) la distribution de la densité de courant. Celle-ci est maximale au droit de la pointe, c'est-à-dire sur l'axe du plan caractérisé par la distance  $x = 0$  cm, puis décroît au fur et à mesure qu'on s'y éloigne en tendant vers zéro à partir de la distance  $x = 8$  cm. Les courbes d'interpolation polynomiales de deuxième degré conviennent mieux que celles en cosinus, proposées par Warburg pour une pointe hémisphérique [41].



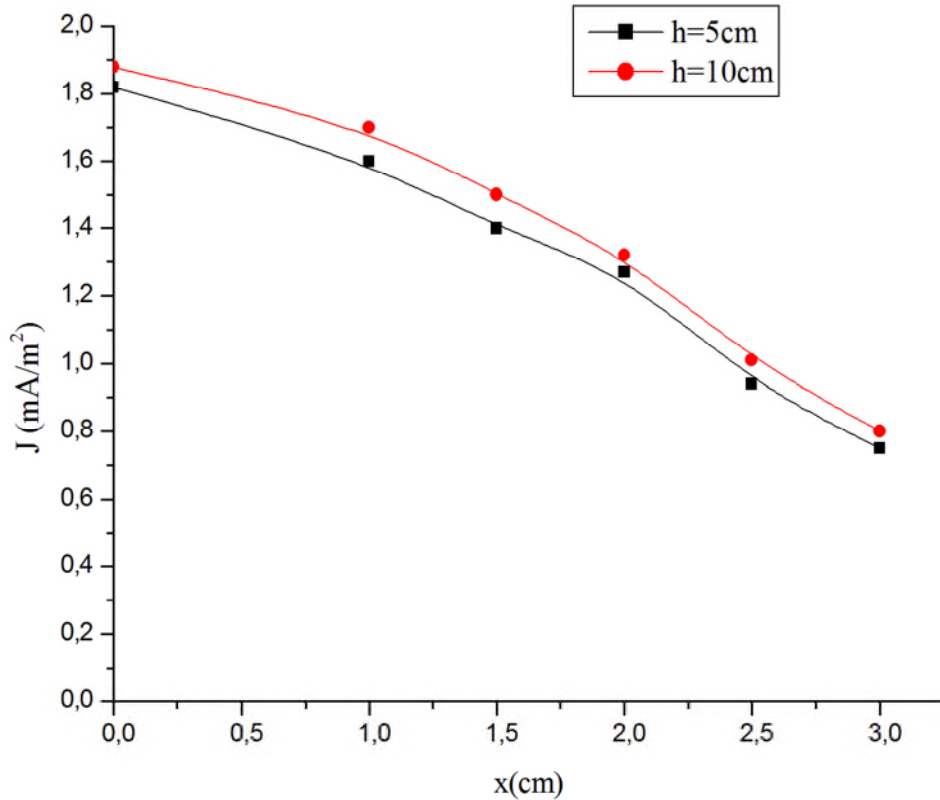
**Figure. (V.5).**Distribution de la densité de courant au plan ( $d=5cm$ ).

A partir de la figure (V.6), on voit clairement que la distribution de la densité de courant au plan pour un diamètre 10 cm de l'écran verticale est pratiquement constante. Ce résultat concorde avec celui de la tension disruptive donné en figure (V.3). Par contre, pour le diamètre 3.8 cm la densité de courant augmente légèrement puis décroît à partir de la distance plan-cylindre de 1 cm, en restant toujours supérieure à celle de plus grand diamètre.



**Figure. (V.6).** Densité de courant au plan en fonction de  $d_{pc}$ , ( $d=5$ cm et  $V_{app}=12$ kV).

La densité de courant au plan est plus élevée pour la hauteur de cylindre 10 cm comme le montre la figure (V.7). L'allure des deux courbes est presque la même avec un petit écart dans les valeurs, ce malgré la bonne différence de hauteur.

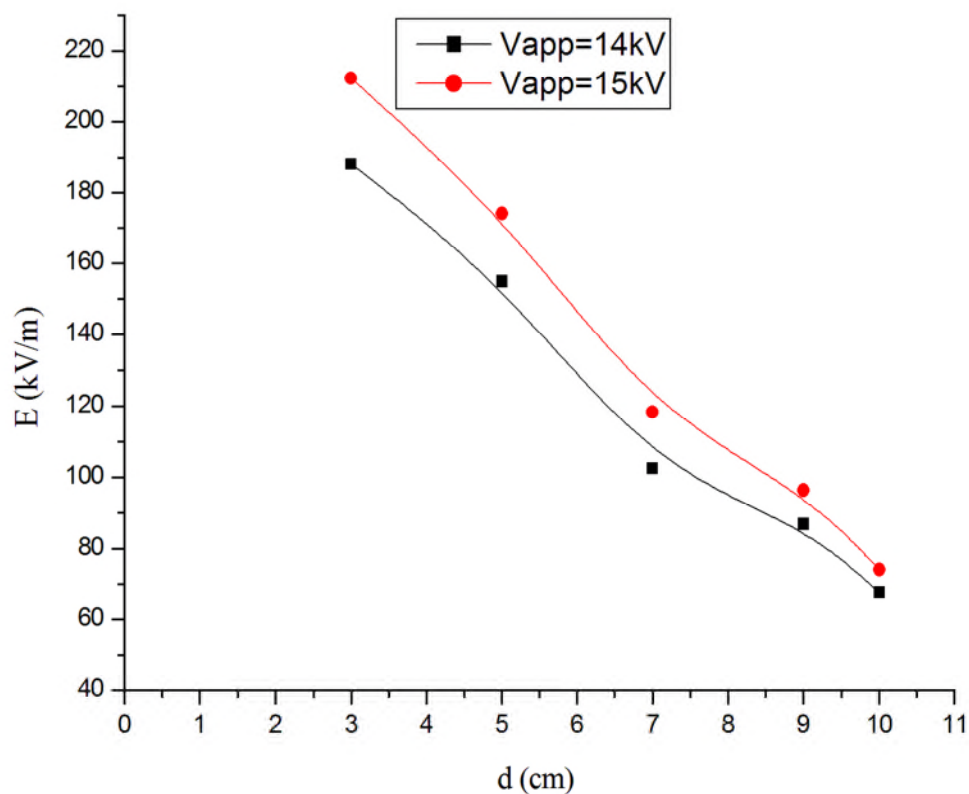


**Figure. (V.7).**Distribution de la densité de courant au plan

( $d=5\text{cm}$ ,  $d_{pc}=0.5\text{cm}$  et  $V_{app}=12\text{kV}$ ).

#### V.4. Champ électrique :

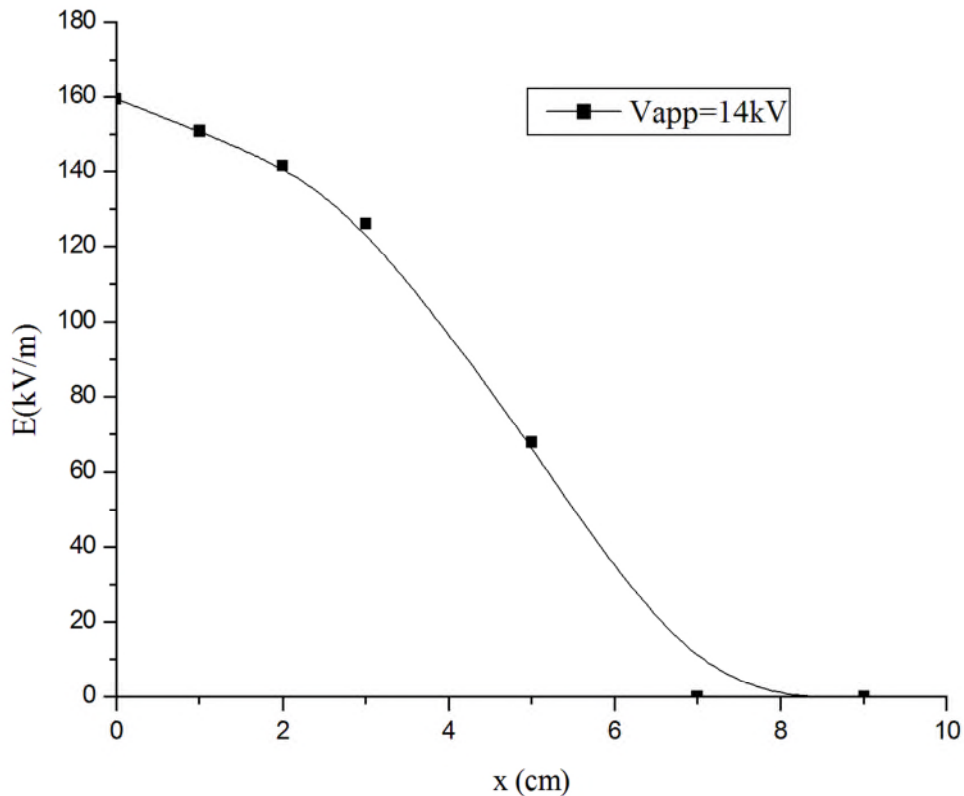
Pour vérifier le fonctionnement de la sonde nous avons en premier lieu mesuré le champ électrique avec la configuration d'électrodes pointe –plan sans cylindre. Il découle de la Figure (V.8) que le champ électrique au plan décroît en augmentant la distance inter électrode, par contre il augmente avec l'augmentation de la tensions appliquée. Ce résultat est similaire à celui obtenu dans l'étude de l'effet des barrières en géométrie d'électrodes pointe plan [3].



**Figure. (V.8).** Champ électrique en fonction de la distance inter électrode.

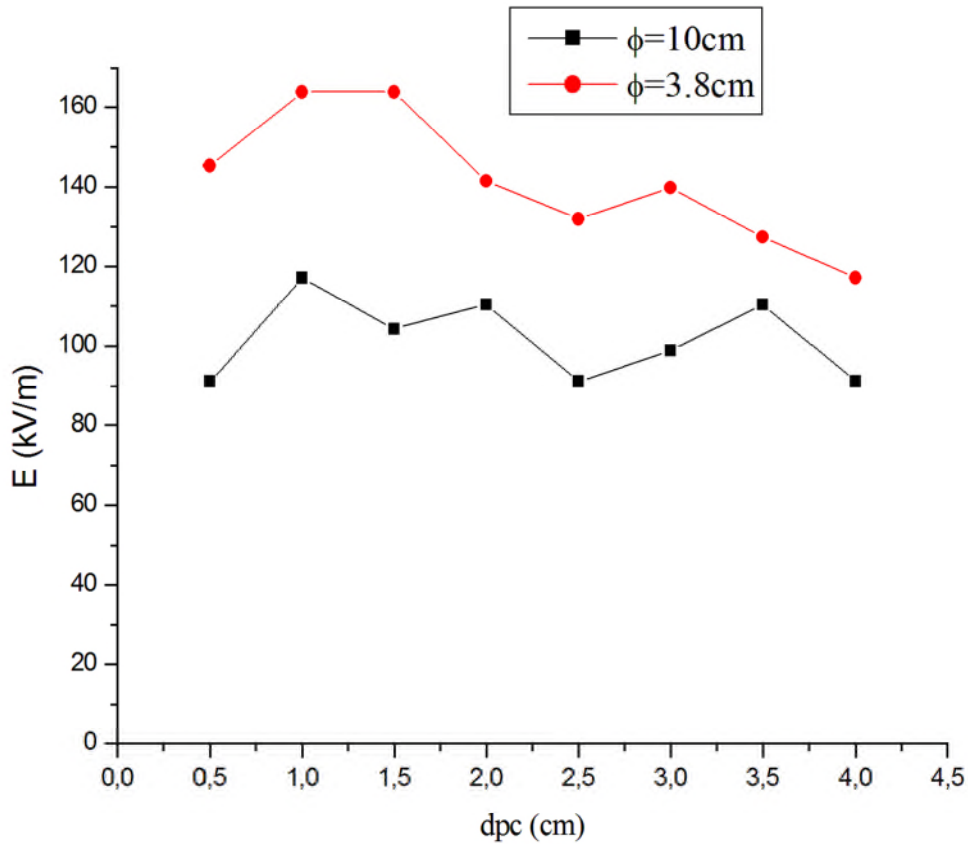
La distribution du champ électrique au plan sans cylindre est représentée à la figure (V.9).

Celle-ci est maximale au droit de la pointe, à la distance  $x = 0$  cm, puis décroît au fur et à mesure qu'on s'y éloigne en tendant vers zéro à partir de la distance  $x = 8$  cm.



**Figure. (V.9).**Le champ électrique en fonction de  $x$  ( $d=5$ cm).

La figure (V.10) montre que le champ électrique est plus intense pour un écran de diamètre réduit par rapport au grand diamètre ou le champ est moins intense. Ce résultat peut être interpréter par le fait que pour le cylindre de diamètre 10 cm le champ électrique a son niveau est moins renfoncer qu'avec le deuxième cylindre dont la surface se situe dans une zone à champ plus intense. Par conséquent, si on désire intensifier le champ électrique au plan on peut agir sur le diamètre de l'écran vertical.

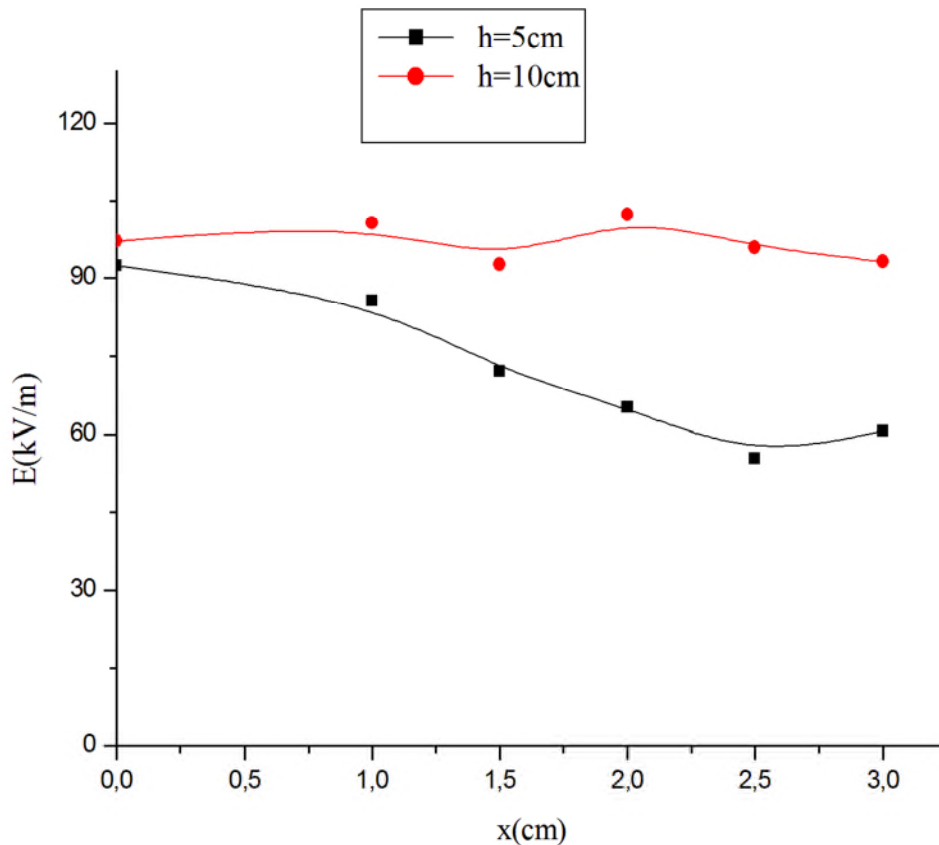


**Figure. (V.10).** Champ électrique en fonction de la position du cylindre dpc pour deux diamètres différents ( $d=5\text{cm}$  et  $V_{app}=12\text{kV}$ ).

On constate de la figure (V.11) que la hauteur du cylindre influe sur la distribution du champ électrique au plan. En effet, pour une hauteur  $h$  de 10 cm le champ est plus élevé que celui de hauteur inférieure.

Ce résultat est en accord avec celui de la tension disruptive (figure V.2), où celle-ci diminue avec l'augmentation de la hauteur du cylindre. On peut interpréter ce résultat par le fait que le nombre de lignes de champ interceptées par le cylindre, pour  $h = 10\text{ cm}$ , est plus grand que celui de hauteur 5 cm.





**Figure. (V.11).** Distribution du champ électrique sur le plan pour deux hauteurs différentes, ( $d=5\text{cm}$ , diamètre  $\phi=5\text{cm}$  et  $V_{app}=12\text{kV}$ ).

### V.5. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de mesure de la tension disruptive, de la densité de courant et du champ électrique. Ces résultats ont révélé l'influence des paramètres du cylindre : son diamètre, sa hauteur et sa position et une bonne corrélation entre certains d'entre eux.

La rigidité diélectrique de l'intervalle d'air est affectée par la présence du cylindre à cause de la modification du champ, causée par la présence de l'écran conducteur vertical, et de la densité de courant au plan.

### Conclusion générale :

Le travail réalisé a pour objectif d'étudier l'influence d'un écran métallique vertical dans un intervalle d'air pointe-plan sous tension continue de polarité positive.

Les principales conclusions auxquels nous sommes parvenus sont :

- La présence d'un écran verticale même s'il n'est pas un obstacle géométrique, cas des écrans horizontaux (barrières), affecte la rigidité diélectrique de l'intervalle d'air.
- La rigidité diélectrique décroît avec la hauteur de cylindre tout en restant inférieure à celle sans cylindre.
- Pour un diamètre de cylindre 10 cm (double de la distance inter électrodes), la position dpc du cylindre par rapport au plan n'influe pas vraiment sur la tension disruptive où elle est quasi constante,.
- La tension disruptive avec le cylindre de diamètre 3.8 cm, en dessous de la distance inter électrodes, est inférieure à celle de 10 cm pour les distances dpc inférieure à 2 cm, pour dpc supérieur à cette valeur c'est l'inverse qui se produit.
- La densité de courant est maximale au droit de la pointe puis décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la sonde. La densité de courant qui est obtenu du courant de conduction traversant la sonde suite à l'ionisation du gaz, augmente avec la tension appliquée et en même temps diminue quand on s'éloigne de la sonde.
- La densité de courant au plan pour un diamètre 10 cm de l'écran verticale est pratiquement constante.
- La densité de courant augmente avec la hauteur de cylindre.
- La distribution du champ électrique au plan sans cylindre est maximale au droit de la pointe, à la distance  $x = 0$  cm, puis décroît au fur et à mesure qu'on s'y éloigne en tendant vers zéro à partir de la distance  $x = 8$  cm.
- le champ électrique est plus intense pour un écran de diamètre réduit par rapport au grand cylindre.
- de ce fait, si on désire intensifier le champ électrique au plan on peut agir sur le diamètre de l'écran vertical.
- La hauteur du cylindre influe sur la distribution du champ électrique au plan.

- L'écran vertical peut être exploité pour intensifier le champ électrique au plan sans faire recours à l'augmentation de la tension appliquée ou à varier la distance inter électrodes. On peut ainsi l'exploiter dans les techniques de traitement de surface au de dépoussiéreurs,

Enfin, comme perspective dégagée de ce travail, une étude de simulation est intéressante étant donné qu'elle permet de représenter les lignes de champ électrique en faisant varier les paramètres du cylindre avec un très petit pas.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

---

- [1] R. Fournier, « Les isolants en électrotechnique concepts et théories », Edition Eyrolles, Paris 1986.
- [2,] R. Papoular, « Phénomènes électriques dans les gaz », Edition Dunod, Paris 1963.
- [3] Thèse de doctorat Mouhoubi S. « 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 » (2008).
- [4] J.S, Townsend, « Electricity in gases », Oxford University Press, 1914.
- [5] A. Goldman, R. Haug, R. V. Latham, « Electrical Breakdown and Gas Discharge part B », Journal of Applied Physics, 47:2418, USA, pp.56, 1981.
- [6] E.Badaru, J.Popescu, « Gaz ionisée –décharges électriques dans les gaz », Edition Dunod Paris, 1965
- [7] V.V.Lopatin, M.D. Noskov, D.I. Karpov, « The effect of the barriers with high conductivity and dielectric permittivity on the dendrite development in dielectrics », International Symposium on High Voltage 9th ISH, Session 1075, pp.1-3, Graz 1995.
- [8] E.Kuffel, W. Zaengl, J. Kuffel, « High voltage engineering fundamentals » Edition, Butterworth-Heineman, Oxford 2000.
- [9] C.Gary, M.Moreau, « L'effet couronne en tension alternative », édition Eyrolles Paris 1976.
- [10] N. St. J. Braithwaite, « Introduction to gas discharges », Plasma Sources Sci.Technol, 9th, pp 517 - 527, 2000.
- [11] Z.Sahli, « Etude de la non uniformité de la pollution sur les caractéristiques de contournement des isolateurs réels pollués sous tension continue », Thèse de magister, Université de Bejaia, 2003.
- [12] A. J. Kaluzny, U.Kluzna., « Electric strength of high voltage insulating gap in polluted air », Session 2155, 9th ISH, pp.1-3, Graz 1995.
- [13] I. Ndiaye, « Initiation et développement des décharges couronnes sur une surface de glace », Mémoire de maîtrise présentée devant l'UQAC, pp. 13-37, Chicoutimi 2003.
- [14] C. Gary, « Effet couronne sur les réseaux électriques aériens », Technique de l'ingénieur, D4440, pp. 1-25.
- [15] L. B. Loeb, « Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanisms », University of California Press, United States, 1965.
- [16] M. Giralt, « Adaptation d'un modèle de décharge en vue de son application à la conception de l'isolation aérienne H.T et T.H.T », thèse de doctorat, École Centrale de Lyon-France, pp 15-41, 1999.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

---

- [17] Mémoire de fin d'étude master 2 ,« mesure du champ électrique lors d'une décharge couronne bipolaire » (2009).
- [18] E.O. Selim, « High voltage breakdown in non-uniform fields, new measurements technics and application », these de PHD, UK 1979.
- [19] 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.
- [20] M. Aguet, M. Ianoz, « Haute tension », Presse polytechnique Romandes, 1987.
- [21] Métrologie en haute tension, cours master 2 haute tension, 2009.
- [22] R.Iken 1997,thèse de magister,uni.A.Mira de Bejaia,Algerie. « Influence des paramètres physiques de l'air et de distance intérelectrode sur la décharge couronne positive en géométrie fil-plan ».
- [23] Y.Zebboudj,S.Gherbi,1995,CNHT'1c.u. Bejaia,pp.13-18. « mesure de champ électrique avec la sonde circulaire polarisée lors de la décharge couronne positive en fil-plan ».
- [24] X.Min Shi,M. Yumoto,1999,transactions on industry application VOL.35,pp.549-553. « On Tassicker's measurement formula in boundary biased-probe method ».
- [25] O.J. Tassicker, « Boundary 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.
- [26] A.bouziiane, G. Hartmann, K. Hidaka, M.C. Taplamacioglu, « Linear-geometry electric-field probe for DC corona measurements », IEE Proc-Sci Meas. Technol, Vol.141,pp.111-117,1994.
- [27] A.Kasdi, Y.Zebboudj, H.Yala, « Analysis of the bipolar corona discharge in two wires-to-plane system »,5éme conference nationale sur la HT CNHT'2003,pp 17-21, Oran,2003.
- [28] Y.Zebboudj, « Measurements of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona using a linear biased probe », IEE,proc. Sci Meas. Technol, Vol.147.N°2,pp.74-80,2000.
- [29] J.M.Meek, M.MC.Collins, « Measurement of field preceding impulse breakdown of rod- plane gaps », Proc. Of the 7th Int.conf.on Phenomena in ionized gazes, Vol11, Belgrad, pp.581-585, 1966.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

---

- [30] k.Hidaka, « Progress in Japan of space charge field measurement in gaseous dielectric using a pockels sensor », IEEE. Electrical Insulation Magazine, Vol.12, N°1, pp17-28. 1996.
- [31]A.Boubakeur, L.Mokhnache, S.Boukhtache, « Theoretical investigation on barrier effect in point-plane air gap using finite elements method in presence of space charge », POWERCOM'98, International conference on Power System Technology, Vol.1, pp.116-121, Beijing, 1998.
- [32] A.Boubakeur, L.Mokhnache, S.Boukhtache, « Numerical Model of Electrostatic Barrier effect in a Point-Plane Air Gap in Presence of Positive Space Charge », Archives of Electrical Engineering, Polish Academy of Sciences, edited by Polish Scientific Publishers PWN, ISSN 0004-0746, Index 351 660, Vol.XLVIII, N°189- 3/99, 1999.
- [33] L. Mokhnache, « Contribution à l'étude de l'influence des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan par le calcul numérique du champ à l'aide de la méthode des éléments finis avec et sans charge d'espace », Thèse de magister, ENP d'Alger 1997.
- [34] A. BOUBAKEUR , «Influence des barrières sur l'amorçage des moyens intervalles d'air pointe –plan». Thèse de doctorat, EP Varsovie, Pologne, 1979.
- [35] S. MOUHOUBI et Y. ZEBBOUDJ , «Mesure du champ électrique par la sonde polarisée lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan». 2ème Conférence Nationale sur la Haute Tension Tizi – Ouzou, 1997, pp180-184, Algérie.
- [36] A. BOUBAKEUR, S. MOUHOUBI , «Measurement of electric field strength in pointe- barrier with a hole plane arrangement ». 4thconference on electric charges in non-conduction.
- [37] A.Boubakeur, L.Mokhnache, « Potentiel d'une barrière conductrice flottante dans un intervalle d'air pointe-plan », Première Conférence National sur la Haute Tension (CNHT'95), pp.27-31, Bejaia 1995.
- [38] CEI 60507, « Essais sous pollution artificielle des isolateurs pour haute tension destinée aux réseaux à courant alternatifs », 1991.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

---

[39] 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.

[40] S.Mouhoubi, « Mesure du champ électrique avec la sonde polarisée de Tassicker lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan », Thèse de magister. Université de Bejaia, 1996.

[41] E. Warburg, « Characteristic des spitzenstromes », Handbuch der Physi, Vol. 14, Berlin Springer, 1927.

# *Sommaire*



# *Nomenclature*

# *Introduction générale*

*Chapitre I :*  
*Mécanisme des décharges*  
*électrique*

***Chapitre II :***  
***Méthode de mesure de champ***  
***électrique***

***Chapitre III :***  
***Les barrières électriques***

***Chapitre IV :***  
***Etude expérimentale***

***Chapitre V :***  
***Interprétations des résultats***

# *Conclusion générale*



*Références  
bibliographiques*