

III .1-Introduction :

Les ions positifs, Produits dans la zone d'ionisation lors de la décharge couronne positive en géométrie fil- plan, dérivent vers le plan et forme ainsi une charge d'espace mono polaire .La présence de cette charge d'espace à proximité du plan, cause des difficultés lorsqu'on veut mesurer le champ électrique. Les mesures du champ électrique Ont été effectuées à l'aide du moulin à champ [28], de la sonde capacitive [29] et récemment par les sondes polarisées[30] [31] [32] [33] sur les géométries d'électrodes pointe-plan, fil-cylindre et fil-plan. 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. Leur principe est introduit par Tassicker [34] en 1974 sur un modèle de forme circulaire et développé ultérieurement par Selim et Waters. Une configuration linéaire de la sonde polarisée, mieux adaptée à l'étude des géométries d'électrodes fil-cylindre et fil-plan, est introduite récemment pour mesurer le champ électrique à la surface de l'électrode mise à la terre lors de la décharge couronne.

III.2-Théorie de la sonde polarisée circulaire :

Le principe de la sonde est introduit par Tassicker en 1974 [31]. Le signal de la sonde polarisée dérive du courant de conduction qui la traverse. Ce courant est contrôlé par un champ électrique crée localement polarisation de la sonde. La connaissance du courant et de ce champ local permet de déduire l'intensité du champ extérieure.

Tassicker a développé un modèle théorique sur la sonde polarisée de forme circulaire. Il considère un plan circulaire de rayon r_s et de surface S centré au milieu d'une électrode (E) en forme d'un disque de rayons intérieure et Extérieure respectifs r_e et R_e (figure (III.1)).

Les surfaces S_s et S_E des deux parties de la sonde sont au même niveau et forment un intervalle d'air de

Largeur $g = r_e - r_s$.

On suppose qu'un champ électrique uniforme E existe à la Surface de l'électrode (E), dans la région de la sonde.

En appliquant une tension V_b entre La sonde et l'électrode, une distribution du flux, similaire à celle de la figure (III.2), apparaît au voisinage de la sonde.

La théorie indique que la rapport des courants de la sonde I_s , dû à la présence de V_b et I_{s0} , sous condition $V_b = 0$, obéit à la relation suivant :

$$\frac{I_s}{I_{s0}} = \frac{\Phi_s}{\Phi_{s0}} = 1 + \frac{C_o}{\pi \cdot r_m \cdot \epsilon_o} \cdot \frac{V_b}{r_m \cdot E} \quad (\text{III.1})$$

Où, Φ_s et Φ_{s0} les flux à travers la sonde, associés respectivement à $V_b \neq 0$ et $V_b = 0$, r_m est le rayon effectif de la sonde et C_o la capacité formée par les surfaces des deux parties (S) et (E) le champ inconnu E peut être déduit si l'on calcule la capacité C_o .

Tassicker a utilisé une expression analytique donnée par Spence [32]:

$$C_o = 4 \cdot r_m \cdot \epsilon_o \cdot \left(1,07944 + 0,5 \ln \left(1 + \frac{r_m}{2g} \right) \right) \quad (\text{III.2})$$

La relation (III.1) donne une caractéristique I_s / I_{s0} linéaire avec la tension V_b .

Cependant, aux fortes valeurs de V_b , quand le champ à la surface de l'électrode s'inverse dû au champ de polarisation $E_b > E$, il se produit une déviation de caractéristique qui rend la relation (III.1) inutilisable.

Une analyse quantitative, plus précise, des performances de la sonde polarise introduite par Tassicker, portant sur la distribution du champ de polarisation E_b , est développée par Selim et Waters en 1980 [30].

Le champ E_b est calculé par la méthode des éléments finis [36] sur ordinateur pour différentes configurations, où l'on fait varier

Le paramètre r_s / g . Le calcul indique que les valeurs du champ sont élevées aux extrémités de la sonde et de l'électrode (E), et augmente avec le rapport r_s / g .

Le problème se pose au niveau des extrémités de la sonde et au pourtour de l'électrode car en ces régions le champ résultant s'inverse à cause des fortes valeurs de E_b .

Le flux ainsi associé n'est plus opérationnel de même que la charge concernée. alors l'équation (III.1), basée sur l'égalité des quantités I_s / I_{so} et Φ_s / Φ_{so} , n'est plus valable.

Dans leur théorie, Selim et Waters considèrent deux cas :

a) Cas où E_b s'oppose à E .

Le flux à travers la sonde lorsque une tension V_b non nulle est appliquée est :

$$\Phi_s = 2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \int_0^{r_1} (E - E_b) r \cdot dr \quad (\text{III.3})$$

Où r_1 (figure (III.2a)) est le point appartenant à la sonde, où $E + E_b = 0$.

Le flux à travers la sonde quand $V_b = 0$ est donnée par :

$$\Phi_s = \pi \cdot r_m^2 \cdot \epsilon_0 \cdot E \quad (\text{III.4})$$

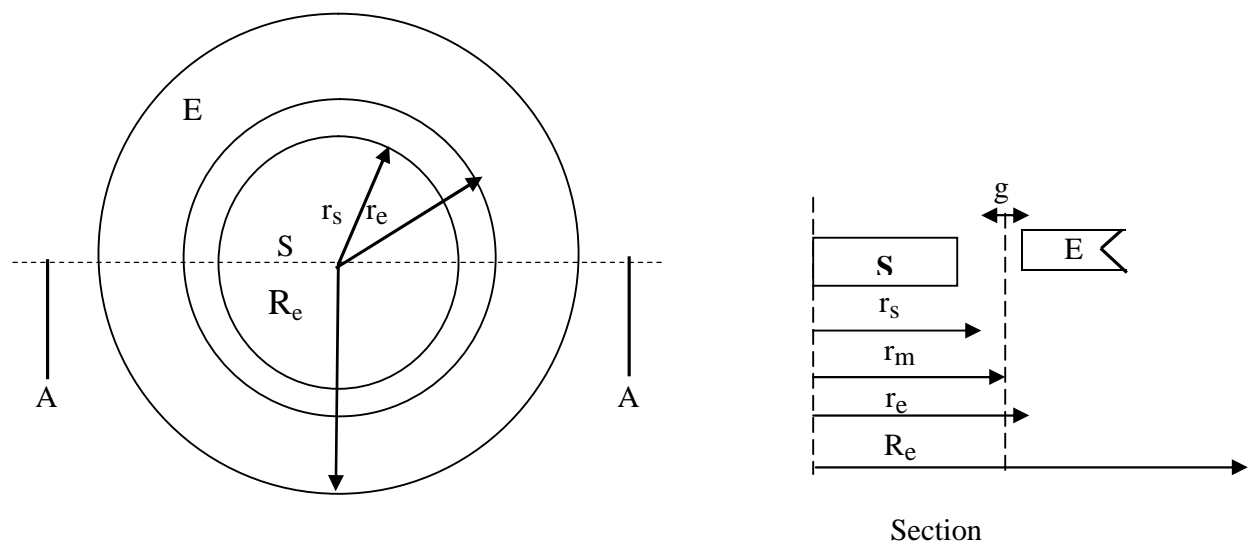
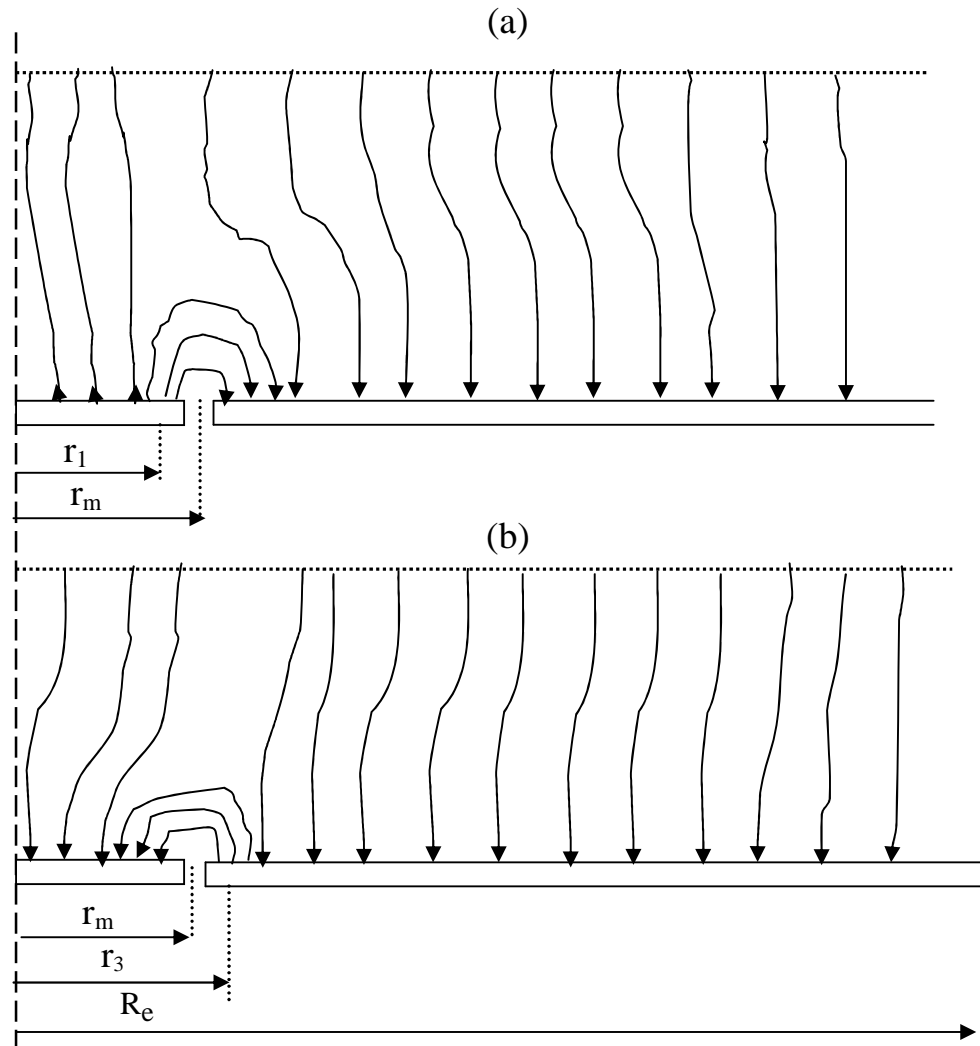


Figure III.1 : sonde circulaire



(a) - la sonde est polarisée négativement

(b) - la sonde est polarisée positivement

Figure III.2: Distribution du flux à la surface de la sonde circulaire

D'où le rapport des courant de la sonde :

$$\frac{I_s}{I_{s0}} = \frac{\Phi_s}{\Phi_{s0}} = \frac{2}{r_m^2 E} \int_0^{r_1} (E - E_b) r . dr \quad (\text{III.5})$$

b) cas où E_b s'ajoute à E

Dans ce cas (figure (III.2b)), le champ résultant s'inverse en un point r_3 appartenant à l'électrode (E) où $E + E_b = 0$.

Le rapport I_s/I_{s0} est donné par :

$$\frac{I_s}{I_{s0}} = \frac{E . R_e^2 - 2 \int_{r_3}^R (E - E_b) r . dr}{E . r_m^2} \quad (\text{III.6})$$

Les équations (III.5) et (III.6) sont équivalentes à l'équation (III.1) donnée par Tassicker lorsqu'on approxime successivement $r_1 = r_m$ (à $V_b < 0$) et $r_3 = r_m$. L'approximation n'est pas justifiée dans la cas de faibles valeurs de V_b , parce qu'une grande partie du flux provient de la polarisation de la sonde dans les régions situées entre r_1 et r_m pour les polarisations négatives et entre r_3 et r_m pour les polarisations positives, comme le montre les figures (III.2a) et (III.2 b). L'utilisation des équations (III.5) et (III.6), pour déterminer le champ appliqué E , nécessite un calcul numérique du champ local E_b . La méthode de calcul présente des difficultés aux extrémités de la sonde (S) et de l'électrode (E) voisines de l'intervalle g .

Des mesures avec cette sonde sont effectuées, les deux auteurs comparent les résultats avec ceux obtenus par la mesure directe du champ E à l'aide d'un fluxmètre électrostatique. Ils trouvent que l'accord est acceptable entre les deux méthodes.

Cette configuration de la sonde circulaire est aussi utilisée pour mesurer le champ électrique en géométrie cylindrique [34] et récemment en géométrie fil-plan [33] lors de la décharge couronne.

Un calcul analytique, plus commode du champ local E_b , est possible sur une autre géométrie de la sonde. Cette nouvelle géométrie est la configuration linéaire, elle est mieux adaptée à l'étude du système d'électrodes fil-plan. Nous désignons par E le champ électrique que l'on désire mesurer à la surface de la sonde linéaire, incorporée dans le plan mis à la terre.

III.3 -Théorie de polarisée linéaire :

La Sonde linéaire est constituée principalement de deux plaques de polarisation (B). entre les qu'elles loge une lame rectangulaire appelée le collecteur(A) .ce dernier forme ainsi ,avec les plaques de la 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 (III.3.)Et (III.4)).

Les fonctions de la sonde dépendent principalement du choix de ses dimensions et de la précision de sa construction. Notre modèle d'étude est optimisé afin

D'obtenir les qualités suivants :

1)-.Une bonne sensibilité du rapport des courants I_s/I_{s0} , vis-à-vis de la tension de polarisation V_b des plaques (B) , est obtenue pour une largeur « a » du collecteur pas très élevée et pour un intervalle d'air « g » .entre (A) et (B) le plus petit possible .

2)-. L'inversion du champ au centre du collecteur (A) est obtenue pour une largeur « a » pas trop faible.

3)-. Le rapport a/g doit être le plus élevé possible pour obtenir une bonne sensibilité dans les mesures .Dans notre cas $a/g = 19,1$, $a = 1,91\text{mm}$ et $g = 0,1$.

4)- .Afin d'éliminer tout courant de fuite entre les parties (A) et (B), le collecteur (A) est fixé par deux plaques en bakélite couvertes d'une couche de téflon .Ces plaques sont fixées par deux autre en cuivre mises à la masse (figures (III.5)).

III.4-Calcul de champ local E_b :

Il existe deux méthodes de calcul du champ de polarisation E_b . La première est le calcul par ordinateur utilisant les éléments finis, elle permet en particulier la détermination du champ à toute frontière [35]. L'inconvénient de cette méthode réside au niveau des bords du collecteur (A) et des plaques (B) où la composante tangentielle du champ est très élevée. La deuxième est le calcul analytique du champ E_b que nous développons dans ce présent paragraphe.

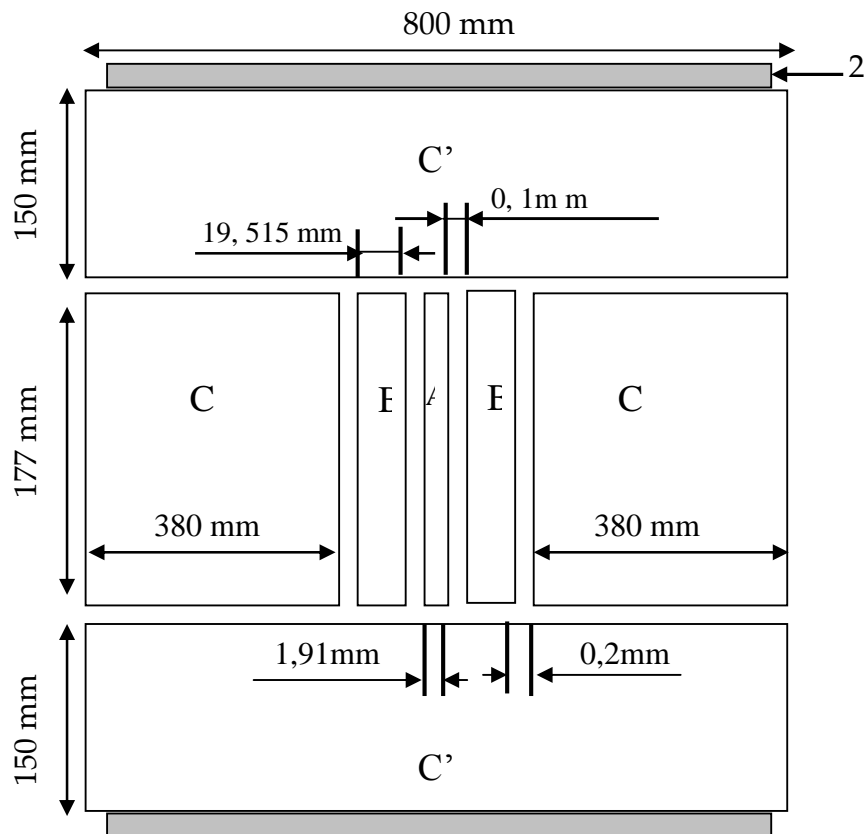
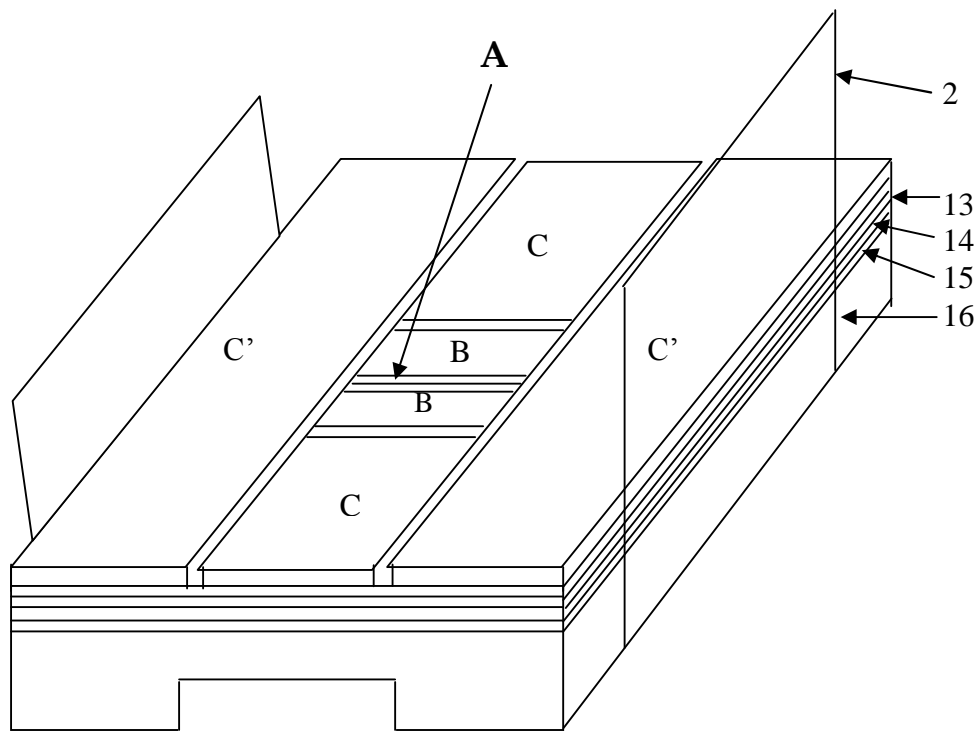


Figure III.3: Vue de dessus de la sonde polarisée linéaire



A- collecteur de la sonde.

B- Plaques de polarisation.

C- Plans de grade.

C'- Plan de garde.

2- Supports isolants.

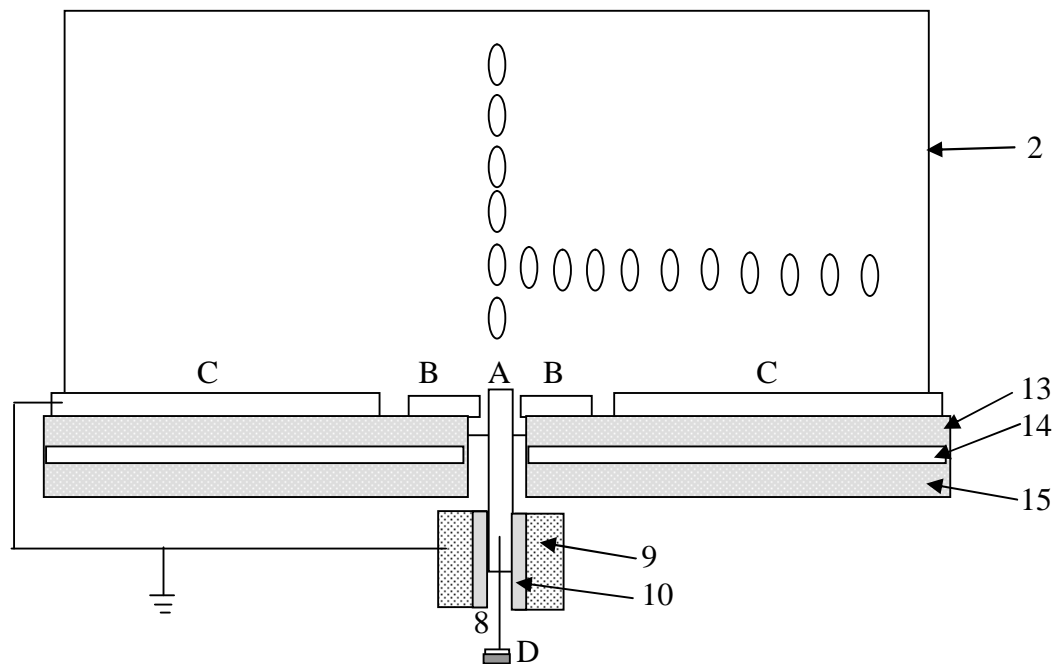
13- Plaque de bakélite.

14 – Plaque de cuivre.

15- Plaque de plexiglas.

16- Support du système d'électrodes.

Figure III.4 : Vue générale du système d'électrodes



- | | |
|---|--------------------------|
| A- Le collecteur de la sonde. | 9- Plaque de cuivre. |
| B- Plaques de polarisation de la sonde. | 10- Plaque de bakélite. |
| C- Plan de mesure. | 13- Plaque de bakélite. |
| 2-Support isolant. | 14 – Plaque de cuivre. |
| 8- Câble coaxial. | 15- Plaque de plexiglas. |

Figure III.5 : Coupe transversale de la sonde.

III.4.1-Champ entre deux plans:

On considère deux demi –plans formant un angle ψ (figure (III.6)), l'un porté à un potentiel est V_b et l'autre mis à la terre .Un champ électrique d'intensité E_b est crée entre les deux demi –plans dont les surfaces équipotentielles sont planes et les lignes du champ des arcs circulaires.

$$E_b (y) = \frac{V_b}{\Psi.y}$$

Et pour $\psi = \pi$

$$E_b(y) = \frac{V_b}{\pi.y} \quad (III.7)$$

III.4.2-Champ crée par quatre plans coplanaires:

La sonde peut être représentée par la superposition de quatre systèmes de plans coplanaires dont chacun est représenté par deux demi-plans infinis suivant l'axe (oy) (Figure (III.7)). Les deux de garde (c') éliminent les effets de bords aux extrémités de la sonde, ce qui permet de considérer que la sonde est de longueur infinie et que le champ local E_b ne dépend que de la variable y .

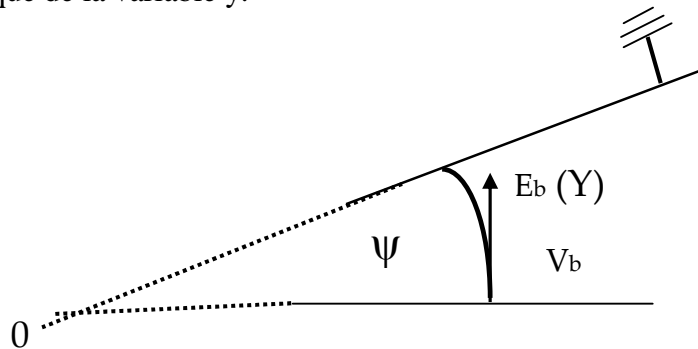
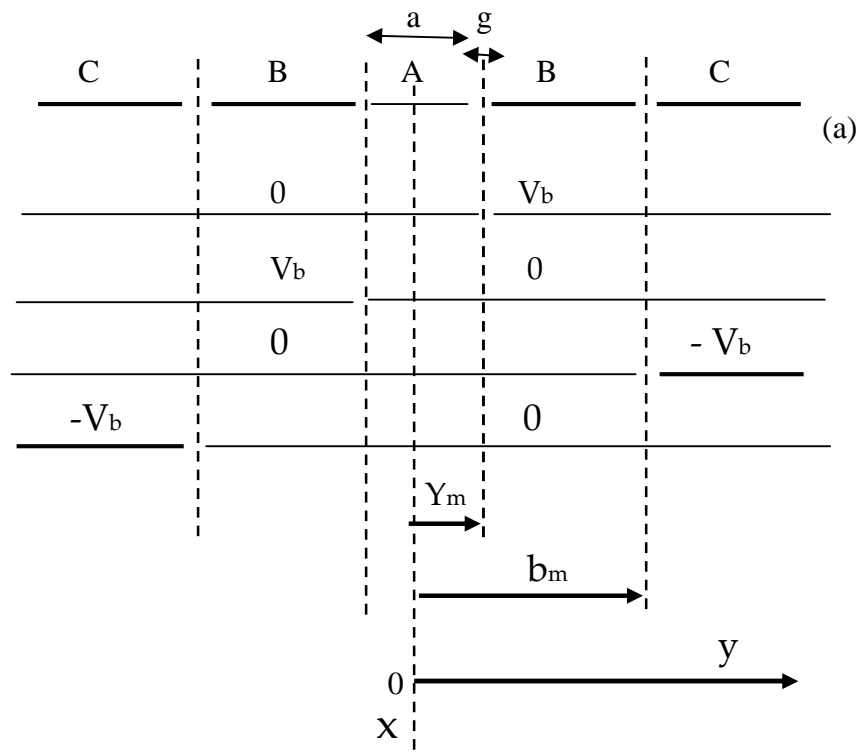


Figure III.6 : Champ entre deux plans



- a) Géométrie de la sonde
- b) Synthèse de la sonde par superposition de plans coplanaires

Figure III.7 : analyse de la distribution géométrique du champ de polarisation

Nous pouvons écrire :

$$0 \leq y \leq a/2 < y_m$$

$$E_b(A) = \frac{-V_b}{\pi} \left(\frac{1}{y_m - y} + \frac{1}{y_m + y} - \frac{1}{b_m - y} - \frac{1}{b_m + y} \right) \quad (\text{III.8})$$

$$y_m < y \leq b_m$$

$$E_b(b) = \frac{V_b}{\pi} \left(\frac{1}{y - y_m} - \frac{1}{y + y_m} + \frac{1}{b_m - y} + \frac{1}{b_m + y} \right) \quad (\text{III.9})$$

Où y_m est la demi largeur effective du collecteur (A) et b_m la demi largeur de la sonde.

La distribution du champ est symétrique par rapport au centre du collecteur.

La figure (III.8 (a)). Donne l'allure du champ à $y > 0$ et $V_b < 0$. Le champ E_b présente un minimum un sur le collecteur (le centre) et un minimum sur la plaque (B) du à la présence du plan (C) non polarisé.

III.4.3- Courbes d'étalonnage $I_s/I_{s0}=f(E)$:

Les courbes d'étalonnage de sonde dérivent de deux cas, suivant que les plaques (B) sont polarisées négativement ou positivement.

III.4.3.1-- E_b De sens oppose que E :

On considère un système d'électrodes fil plan .Lorsque le fil est sous une tension U , suffisamment grande pour créer une décharge couronne (en polarité positive), un champ électrique d'intensité E apparaît à la surface du plan et de la sonde (figure (III.8.b)). Si les plaques (B) sont polarisées extérieurement par une tension de valeur V_b négative, un champ local (figure (III.8.a)), d'intensité (E_b) de sens opposé se superposera au

Champ E Le courant I_s au collecteur, du à la décharge, est ainsi réduit .

Le champ résultant, dépendant des valeurs de E et E_b s'inverse à la surface du collecteur à une distance y_1 centre de la sonde (Figure III.8. (c)), En ce point $E_b + E = 0$.

Les flux, par unité de longueur, à travers le collecteur (A), pour les tension respectives V_b non nulle et V_b nulle, sont donnés par :

$$\Phi_A = \int_0^{y_1} (E - E_b) dy = E \cdot y_1 - \int_0^{y_1} E_b \cdot dy \quad (\text{III.10})$$

$$\Phi_{Ao} = \int_0^{y_m} E \cdot dy = E \cdot y_m \quad (\text{III.11})$$

Et en posant $F_1(y_1) = \int_0^{y_1} E_b \cdot dy$ (III.12)

Nous en déduisons le rapport des courants $I_s(V_b)/I_{so}(V_b=0)$

$$\frac{I_s}{I_{so}} = \frac{\Phi_A}{\Phi_{Ao}} = \frac{y_1}{y_m} - \frac{F_1(y_1)}{E \cdot y_m} \quad (\text{III.13})$$

III.4.3.2- E_b De même sens que E :

Si la tension V_b appliquée aux plaques (B) est inversée ($V_b > 0$) et le champ extérieur E n'est pas modifié, le champ locale E_b , dans ce cas, se superpose dans le même sens que E et le courant I_s au collecteur (A) du à la décharge, sera ainsi augmenté .Le champ résultant s'inverse à la surface de la plaque (B) en deux points , à des distances y_2 et y_4 du centre de la sonde .Sur la figure (III.9) sont représentées, à la surface de la sonde,

Les champ E_b en (a), E en (b) et $E + E_b$ en (c).

Dans le cas présent, la détermination du flux à travers le collecteur (A) est difficile. Il est plus commande de calculer le flux Φ_b , et d'en déduire Φ_A par unité de longueur de la sonde, nous pouvons écrire :

$$\Phi_B = \int_{y_2}^{y_3} (E - E_b) dy \quad (\text{III.14})$$

La limite inférieure est y_2 car le flux pour $y_m \leq y < y_2$ ne traverse pas la plaque (B).

$$\Phi_B = E(y_3 - y_2) - \int_{y_2}^{y_3} E_b \cdot dy \quad (\text{III.15})$$

Et à tension $V_b=0$

$$\Phi_{bo} = E(y_3 - y_m) \quad (\text{III.16})$$

Le flux de la plaque (B) pour $y < y_3$ est dévié vers le collecteur (A), aidant ainsi le flux d'origine Φ_{Ao} de la l'équation (III.11), d'où :

$$\Phi_A = \Phi_{Ao} + \Phi_{Bo} - \Phi_B = E \cdot y_m + E \cdot (y_3 - y_m) - \left[E \cdot (y_3 - y_2) - \int_{y_2}^{y_3} E_b \cdot dy \right]$$

$$\text{En posant : } F_2(y_2) = \int_{y_2}^{y_3} E_b \cdot dy \quad (\text{III.17})$$

Nous obtenons :

$$\Phi_A = E \cdot y_2 + F_2(y_2) \quad (\text{III.18})$$

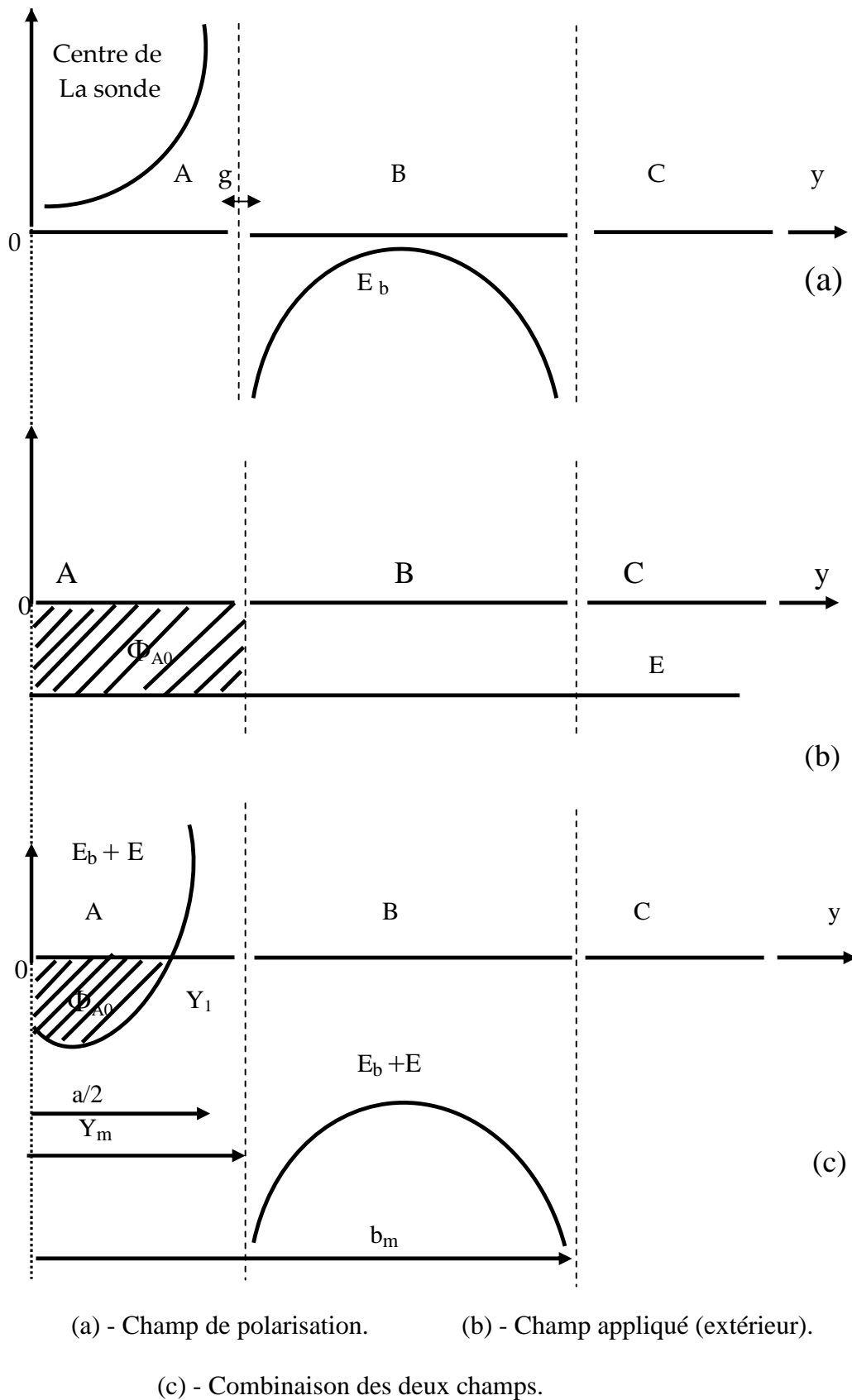


Figure III.8 : Inversion du champ à la surface du collecteur (A) de la sonde linéaire

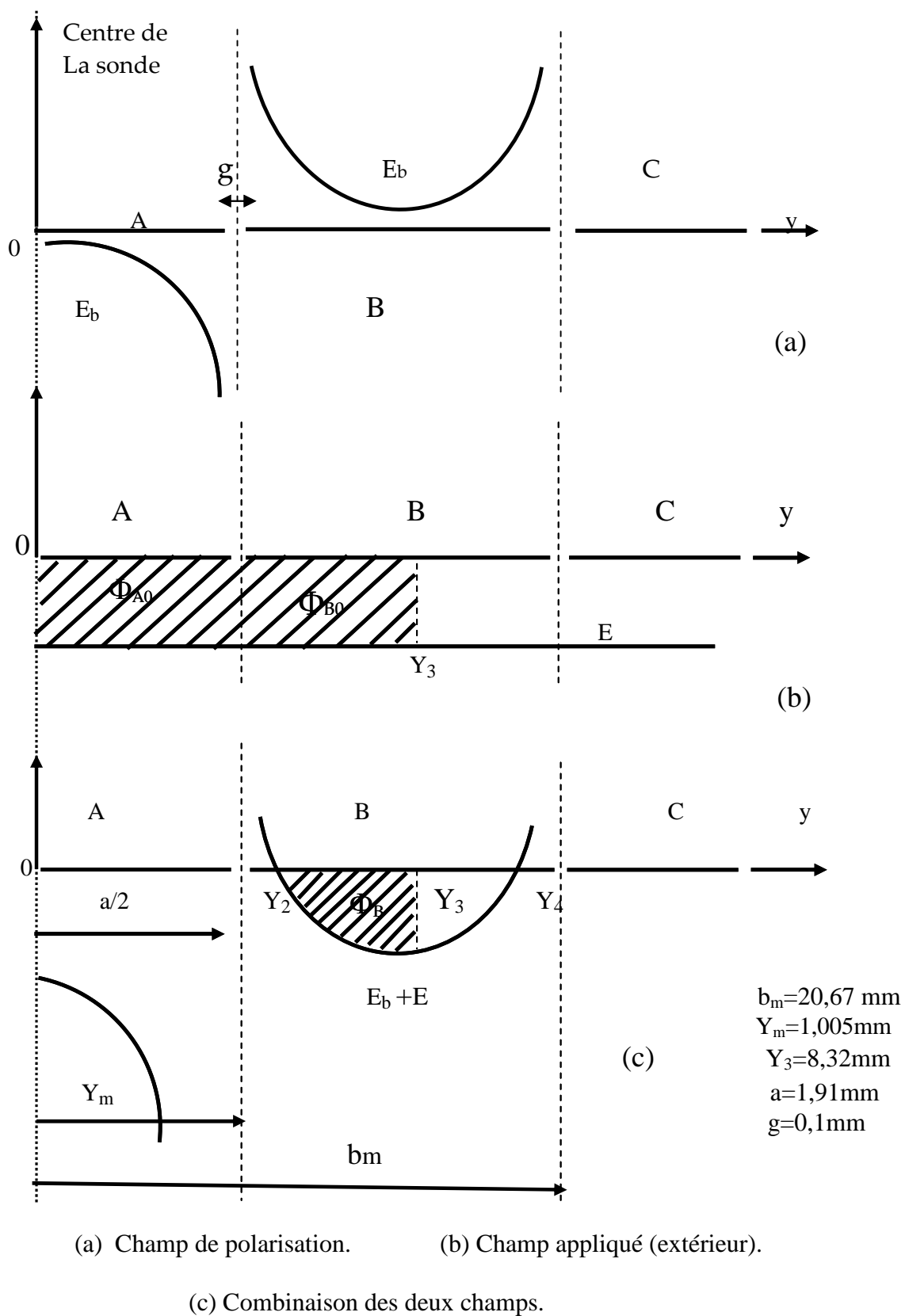


Figure III.9 : Inversion du champ à la surface des plaques de polarisation (B)

De la sonde linéaire

On note que le flux de la plaque (B), pour $y_3 < y < y_4$ est dévié vers le plan (C).

Des équations (III.11) et (III.18), nous obtenons :

$$\frac{I_s}{I_{so}} = \frac{\Phi_A}{\Phi_{Ao}} = \frac{y_2}{y_m} + \frac{F_2(y_2)}{E \cdot y_m} \quad (\text{III.19})$$

Les courbes $I_s/I_{so}=f(E)$, (figure (III.10)) dérivent des équations (III.8), (III.9), (III.12), (III.3), (III.17) et (III.19) comme suit :

a) Quand le champ s'inverse à la surface du collecteur (A) c'est le cas où la tension V_b est négative, nous obtenons à partir des équations (III.8) pour ($V_b = -1$ volt) et (III.12) respectivement :

$$E_b(A) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{y_m - y} + \frac{1}{y_m + y} - \frac{1}{b_m - y} - \frac{1}{b_m + y} \right] \quad (\text{III.20}).$$

$$F_1(y_1) = \frac{1}{\pi} \text{Ln} \left[\frac{(y_m + y_1)(b_m - y_1)}{(y_m - y_1)(b_m + y_1)} \right] \quad (\text{III.21})$$

Le champ extérieur E est donné par la relation $E = E_b(A)$ à $y = y_1$:

$$E = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{y_m - y_1} - \frac{1}{y_m + y_1} + \frac{1}{b_m - y_1} + \frac{1}{b_m + y_1} \right] \quad (\text{III.22})$$

où $0 \leq y_1 < y_m$

b) Quand le champ s'inverse à la surface des plaques (B) ,c'est le cas ou la tension V_b est positive , nous obtenons des équations (III.9) et (III.7) respectivement (pour $V_b=+1$ volt) les expressions suivantes :

$$E_b(B) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{y - y_m} - \frac{1}{y + y_m} + \frac{1}{b_m - y} + \frac{1}{b_m + 1} \right] \quad (IV.23)$$

$$F_2(y_2) = \frac{1}{\pi} \text{Ln} \left[\frac{(y_3 - y_m)(b_m - y_3)(y_2 + y_m)(b_m - y_2)}{(y_3 + y_m)(b_m - y_3)(y_2 - y_m)(b_m + y_2)} \right] \quad (III.24).$$

Le champ extérieur E est donné par la relation $E=E_b(B)$ à $y = y_2$:

$$E = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{y_2 - y_m} + \frac{1}{y_2 + y_m} + \frac{1}{b_m - y_2} + \frac{1}{b_m + y_2} \right] \quad (III.25)$$

Où $y_m < y_m < b_m$

La valeur de y_3 est obtenue lorsque $\frac{d(E_b(B))}{dy}$, d'où :

$$\frac{1}{(y_3 + y_m)^2} - \frac{1}{(y_3 - y_m)^2} = \frac{1}{(b_m + y_3)^2} - \frac{1}{(b_m - y_3)^2} \quad (III.26)$$

La résolution de l'équation (III.26) donne le cas de notre sonde $y_3 = 8,832$ mm.

Les valeurs du champ E, données par les équations (III.22) à $V_b=-1$ volt et (III.25) à $V_b=1$ volt, nous permet d'établir les courbes d'étalonnage, utilisant les équations (III.13) Et (III.19)

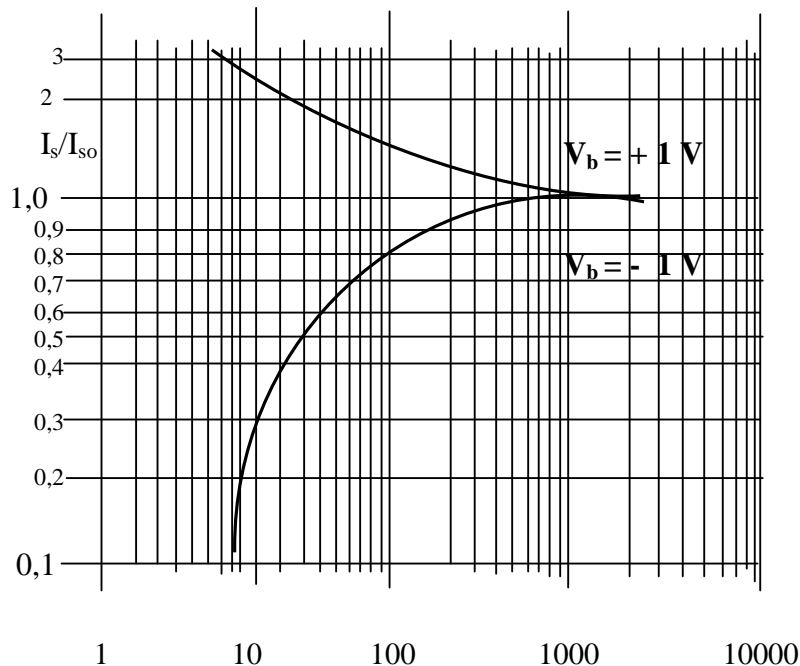


Figure III.10 : Courbe d'étalonnage de la sonde $(I_3/I_{so}) = f(E_p)$ donnée

Pour $V_b = \pm 1$ volt ($E = E_p$ pour $V_b \pm 1$ volt)

La figure (III.10) montre la courbe universelle donnant le champ E basé pour une tension $V_b = \pm 1$ volt, pour des valeurs de V_b différents de 1 volt, le champ inconnu E est obtenu à partir de la valeur déterminée sur la courbe en le multipliant par la valeur de V_b . Ceci illustre le caractère invariant de la sonde : le champ E doit être indépendant de la tension de polarisation V_b .

Dans le chapitre (IV) nous avons mené une étude numérique avec une sonde linéaire. cette étude est consacrée au calcul de la densité du courant J et du champ électrique E au plan lors de la décharge couronne positive en géométrie fil-deux plant. les résultats obtenus vont nous permettre de déduire d'autre paramètre importants à savoir la conductivité (σ) de la décharge couronne et la densité de la charge d'espace (ρ) au voisinage immédiat du plan.