

MESURE DE LA CHARGE D'ESPACE PAR LA METHODE ELECTRO-ACOUSTIQUE PULSEE

O. Gallot-lavallée, V. Griseri*, G. Teyssedre et C. Laurent

Laboratoire de Génie Electrique, Université Paul Sabatier, Toulouse, France

*ONERA, Complexe scientifique de Rangueil, Toulouse, France

gallot-lavallee@lget.ups-tlse.fr

Résumé/Abstract :

The Pulsed Electro-Acoustic method (used to measure the distribution of space charge) is not based on the relative displacement like most of the other techniques. The aim of this communication is to propose a revision of the PEA method with the help of physics equations. An illustration of the method is provided considering two examples. In the first one, charges have been implanted within an epoxy resin by irradiation with an electron beam. In the second case, charges have been generated in a cross-linked polyethylene by applying voltage.

1. Introduction

Née en 1985, la méthode PEA est le fruit de trois années de collaboration alliant T.Maeno et C.M.Cook [1,2,3]. Elle consiste à détecter des ondes acoustiques générées par les charges d'espace lorsqu'elles sont soumises à une impulsion de champ électrique. Son principe est relativement simple à comprendre et son utilisation est très souple. Elle reste cependant peu utilisée en France, comparée aux autres méthodes reposant sur le déplacement relatif des charges par rapport aux électrodes, que sont les méthodes LIPP (Laser Induced Pressure Pulse) et TSM (Thermal Step Method).

2. Principe de la mesure

Pour fixer les idées, considérons un échantillon d'épaisseur d avec un couche de charge négative ρ d'épaisseur Δx à la profondeur x (fig.1). Cette couche induit par influence totale, des charges ρ_l et ρ_0 telles que : $\rho_d = (-x/d)\rho$ et $\rho_0 = ((x-d)/d)\rho$. L'application d'un potentiel pulsé $up(t)$ vient provoquer, par effet "Coulombien", un déplacement transitoire des charges d'espace autour de leur position d'abscisse x . Des ondes de pression élémentaire $p_\Delta(t)$ issues de chaque zone chargée, dont l'amplitude est proportionnelle à la densité locale des charges, se propagent alors à la vitesse du son dans l'échantillon. Sous l'effet de ces variations de pression, le capteur piézoélectrique délivre alors une tension $vs(t)$ caractéristique des pressions embrassées. Enfin la distribution de charge dans l'échantillon est calculée par traitement du signal basé sur les équations physiques et le signal de référence [4].

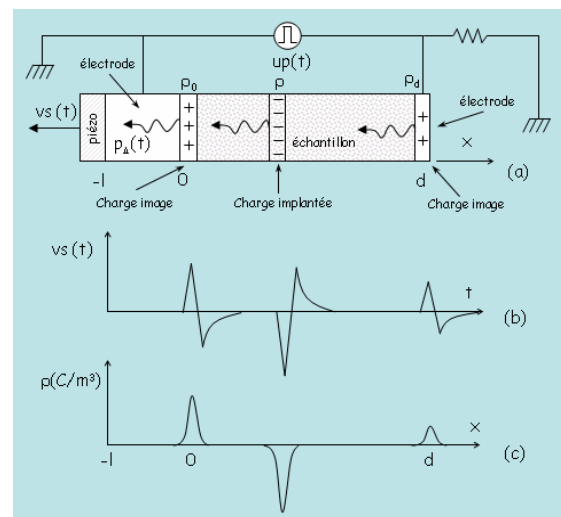


Figure 1 - Principe de la méthode PEA

- (a) Sous l'effet d'un champ pulsé, les zones chargées génèrent des ondes acoustiques
- (b) Le capteur piézoélectrique délivre en conséquence une tension $vs(t)$
- (c) Un traitement du signal approprié donne alors une distribution spatiale des charges images et implantées.

Il est important de souligner que la procédure dite de référence fait partie intégrante de la méthode, puisqu'elle apporte une information non seulement quantitative (calibration), mais également qualitative (distribution spectrale). En effet, le signal de référence $vs_1(t)$, obtenu sur un échantillon dépourvu de charges et soumis à une tension connue U , intègre la réponse du capteur piézoélectrique combinée au circuit d'amplification (fig.2).

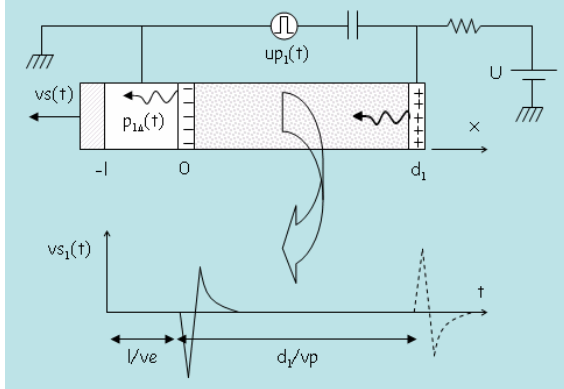


Figure 2 - Principe de la calibration

Le signal utilisé pour la référence est celui produit par les charges capacitives situées sur l'électrode adjacente au capteur piézoélectrique (trait plein).

3. Mise en équation de la PEA

Dans notre modèle (fig.3), chaque couche de l'échantillon correspond à un système indéformable et homogène de charges qui, animé d'une force transitoire, retrouve par élasticité sa position d'origine. La force $f_A(x,t)$ (N/m) représentant la composante dynamique de la force exercée en chacune des couches d'abscisse x , a donc pour expression:

$$f_A(x,t) = \rho(x).Ax.S.e(t) \quad (1)$$

Si l'on s'intéresse à la pression, il nous suffit de diviser f par la surface S , et pour ramener cette pression au niveau du détecteur piézoélectrique, on utilisera l'hypothèse suivante : l'onde se propage, sans dispersion et sans dissipation, à la vitesse du son caractéristique de chacun des matériaux traversés. Elle sera notée vp

pour le polymère et ve pour l'électrode adjacente au capteur piézoélectrique.

$$p_A(x,t) = e\left(t - \frac{l}{ve} - \frac{x}{vp}\right) \cdot \rho(x) \cdot \Delta x \quad (2)$$

La pression générée sur le capteur par l'ensemble des couches élémentaires, s'obtient ensuite par sommation:

$$p(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_A(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e\left(t - \frac{l}{ve} - \frac{x}{vp}\right) \cdot \rho(x) \cdot \Delta x \quad (3)$$

Nb : le champ e relatif au potentiel appliqué aux électrodes est nul $\forall x \notin [0,d]$.

Posons $\tau = x / vp \Rightarrow \Delta x = \Delta \tau \cdot vp$

et $\rho(x) = \rho(\tau \cdot vp) = r(\tau)$

Il vient :

$$p(t) = vp \int_{-\infty}^{+\infty} e\left(t - \frac{l}{ve} - \tau\right) \cdot r(\tau) \cdot \Delta \tau \quad (4)$$

Cette forme étant celle d'une convolution, on simplifiera son écriture en lui appliquant la Transformée de Fourier :

$$P(v) = F[p(t)] = vp \cdot R(v) \cdot E(v) \cdot \exp\left[-2i\pi v \cdot \frac{l}{ve}\right] \quad (5)$$

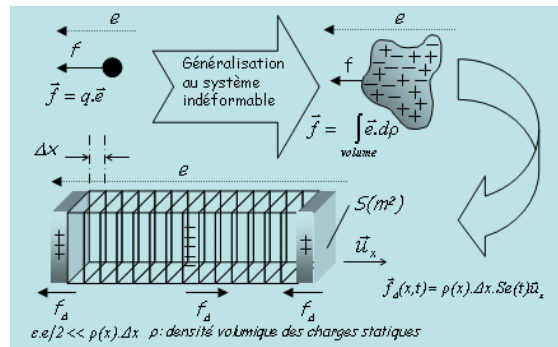


Figure 3 - Modèle de mise en équation

Démonstration :

$$\begin{aligned} P(v) &= F[p(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[vp \int_{-\infty}^{+\infty} e\left(t - \frac{l}{ve} - \tau\right) \cdot r(\tau) \cdot \Delta \tau \right] \cdot \exp[-2i\pi v \cdot t] \cdot \Delta t \\ &= vp \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} r(\tau) \cdot \exp[-2i\pi v \cdot \tau] \cdot \Delta \tau \cdot e\left(t - \frac{l}{ve} - \tau\right) \cdot \exp[-2i\pi v \cdot (t - \tau)] \cdot \Delta t \\ \text{Posons } t' &= t - \tau \Rightarrow \Delta t = \Delta t' \text{ Il vient :} \\ P(v) &= vp \int_{-\infty}^{+\infty} r(\tau) \cdot \exp[-2i\pi v \cdot \tau] \cdot \Delta \tau \int_{-\infty}^{+\infty} e\left(t' - \frac{l}{ve}\right) \cdot \exp[-2i\pi v \cdot t'] \cdot \Delta t' \\ &= vp \cdot R(v) \int_{-\infty}^{+\infty} e\left(t' - \frac{l}{ve}\right) \cdot \exp[-2i\pi v \cdot \left(t' - \frac{l}{ve}\right)] \cdot \exp[-2i\pi v \cdot \frac{l}{ve}] \cdot \Delta\left(t' - \frac{l}{ve}\right) \\ &= vp \cdot R(v) \cdot E(v) \cdot \exp[-2i\pi v \cdot \frac{l}{ve}] \end{aligned}$$

En ce qui concerne le capteur piézoélectrique, sa sortie vs et son entrée p peuvent être décrites par une loi de convolution telle que :

$$Vs(v) = H(v).P(v) \quad (6)$$

Où $H(v)$ est la fonction de transfert caractéristique du piézoélectrique et de l'amplificateur, par considération pratique. Rappelons que notre but est de tracer un profil de la distribution de charge. Pour ce faire, une seule inconnue reste à éliminer : $H(v)$. Telle est la fonction du signal de référence...

Procédure de référence:

Prenons un échantillon non chargé auquel nous appliquons une tension constante. Il est alors trivial de prévoir la densité surfacique de charge par électrode :

$$Q = C.U = \frac{\epsilon_1.S.U}{d_1} \Rightarrow \sigma_1 = \frac{\epsilon_1.U}{d_1} \quad (7)$$

Si nous ajoutons à cela une impulsion de champ électrique e , avec pour hypothèse que les charges capacitatives dues au champ pulsé sont négligeables devant toutes les autres, la pression alors générée par l'électrode la plus proche du capteur aura pour expression:

$$p_1(t) = \sigma_1.e(t - \frac{l}{ve}) \quad Rq : \sigma_1 = \rho(0)\Delta x$$

$$F[p_1(t)] = P_1(v) = \sigma_1.E(v).exp[-2i\pi v.\frac{l}{ve}] \quad (8)$$

Les propriétés de conversion du piézoélectrique étant toujours les mêmes, nous avons :

$$Vs_1(v) = H(v).P_1(v) \quad (9)$$

En combinant les équations (5, 6, 8 et 9), nous obtenons ainsi l'expression de $F[\rho(x)]$:

$$\boxed{R(v) = \frac{\sigma_1}{vp} \cdot \frac{Vs(v)}{Vs_1(v)}} \quad (10)$$

Démonstration :

$$(5) \quad R(v) = \frac{P(v)}{vp.E(v).exp[-2i\pi v.\frac{l}{ve}]} \quad (5')$$

$$(6) \quad P(v) = \frac{Vs(v)}{H(v)} \quad (6')$$

$$(9) \quad H(v) = \frac{Vs_1(v)}{P_1(v)} \quad (9')$$

$$(8,9') \quad H(v) = \frac{Vs_1(v)}{\sigma_1.E(v).exp[-2i\pi v.\frac{l}{ve}]} \quad (i)$$

$$(6',i) \quad P(v) = \frac{Vs}{Vs_1} \cdot \sigma_1.E(v).exp[-2i\pi v.\frac{l}{ve}] \quad (ii)$$

$$(5',ii) \quad R(v) = \frac{Vs}{Vs_1} \cdot \frac{\sigma_1}{vp} \cdot \frac{E(v).exp[-2i\pi v.\frac{l}{ve}]}{E(v).exp[-2i\pi v.\frac{l}{ve}]} \quad (iii)$$

Dès lors $\rho(x)$ s'obtient par transformée inverse de Fourier, telle que :

$$\boxed{\rho(x) = F^{-1}[R(v)] = F^{-1}\left[\frac{\epsilon_1.U}{vp.d_1} \cdot \frac{Vs(v)}{Vs_1(v)}\right]} \quad (11)$$

Ainsi, le tracé du profil de charge passe par deux mesures : la première nous donne $vs(t)$ à convertir par Transformée de Fourier en $Vs(v)$; la deuxième (référence) nous donne $vs_1(t)$ à convertir en $Vs_1(v)$. Notons que s'il est nécessaire de faire la référence avec un échantillon de géométrie différente de celui étudié, alors le champ e de la calibration devient e_1 et le résultat précédent doit être pondéré par le ratio suivant:

$$(d.up_1)/(d_1.up) \text{ car } e_1 = e(d.up_1)/(d_1.up) \quad (12)$$

où up_1 est la tension pulsée appliquée à la référence. Si l'on s'intéresse à présent au champ électrique et à la tension, ils pourront être déduits conformément à la relation de Maxwell Gauss et à la définition annexe de la tension...

$$\text{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \Rightarrow E(x') = \frac{1}{\epsilon} \int_{-\infty}^{x'} \rho(x).Ax \quad (13)$$

$$\vec{E} = -\overline{\text{grad}V} \Rightarrow V(x') = - \int_{-\infty}^{x'} E(x).Ax \quad (14)$$

Tout au long de cette démonstration, un certain nombre d'hypothèses ont été faites. Il paraît donc opportun de les regrouper sous un rappel...

- ☑ Distribution homogène de la charge par couches élémentaires indéformables.
- ☑ Retour des plans de charges en leur position d'origine après perturbation : propriété d'élasticité.
- ☑ Variation du champ électrique dû au déplacement des charges négligeable devant le champ pulsé.
- ☑ Charges capacitives dues au champ pulsé négligeables devant toutes les autres.
- ☑ Propagation acoustique sans dispersion et sans absorption.

Notre approche est sensiblement différente de celle parfois publiée [6] et nos résultats divergent à un facteur temps près.

4. Dispositif expérimental

Le schéma du dispositif expérimental en place au LGET est représenté (fig.4), et les principales caractéristiques sont reportées (tab.1).

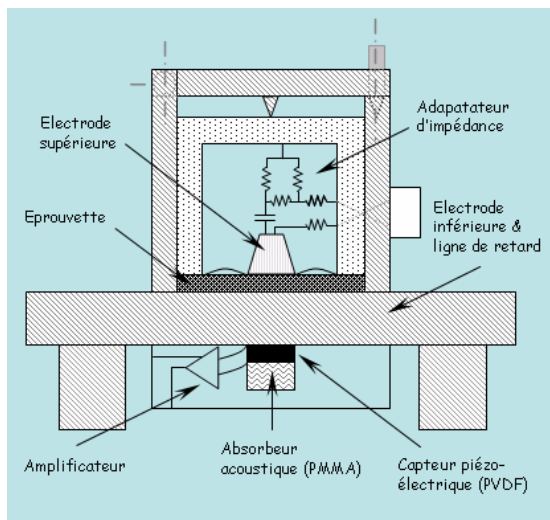


Figure 4 - Description de la cellule PEA FiveLabs® utilisée

Tableau 1 - Caractéristiques techniques du banc d'essai

Impulsions de tension	Nb réponses moyennées	Polarisation DC
50V à 2kV; 5ns	~1000	15 kV max.
Sensibilité du banc d'essai	Résolution spatiale	Epaisseur échantillons
0.1C/m3	10µm	0.1-1mm

5. Résultats

5.1. Effet dispersif

Voici un exemple soulignant la prédominance de l'effet dispersif sur l'effet dissipatif. Le résultat (fig.5) a été obtenu à partir d'une résine époxy de 485µm d'épaisseur et de permittivité $\epsilon_r=3.5$.

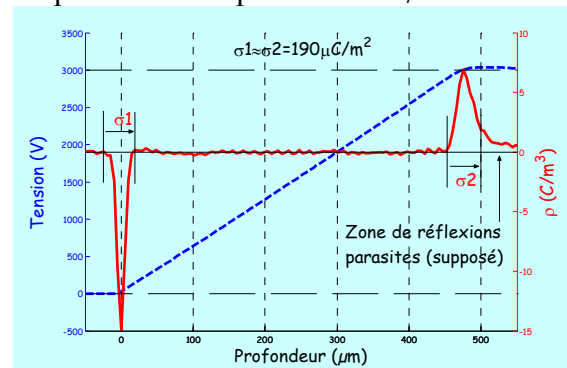


Figure 5 - Profil de charge et de potentiel (pointillé) d'une résine époxy polarisée un court instant sous 3kV

On observe à la cathode et à l'anode que les quantités de charges intégrées, suivant les bornes représentées (fig.5), sont égales en valeur absolue. On peut alors considérer comme négligeable la dissipation des ondes acoustiques dans cette résine. L'aspect dispersif quant à lui, se manifeste par un étalement du profil. Notons au passage que la charge mesurée est cohérente avec celle prévue par le calcul :

$$\sigma = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot U / d = 192 \mu C / m^2 \quad (15)$$

Notons de manière générale que les ondes acoustiques subissent une dispersion d'autant plus importante que les harmoniques qu'elles contiennent sont hauts en fréquence. De même il a été montré que les harmoniques de rang élevé sont plus particulièrement absorbés par le matériau [5]. Enfin pour un matériau absorbant, le signal acoustique est d'autant plus dégradé que la zone sondée est éloignée de l'électrode adjacente au capteur piézoélectrique (perte de résolution).

5.2. Implantation sous irradiation

L'échantillon de résine époxy utilisé pour la mesure (fig.5) a ensuite été irradié

par faisceau électronique à $200keV$ durant $t=240s$ sous un flux $J= 5 \mu A/m^2$. Les profils de charge et champ obtenus 5 h après irradiation sont représentés (fig.6).

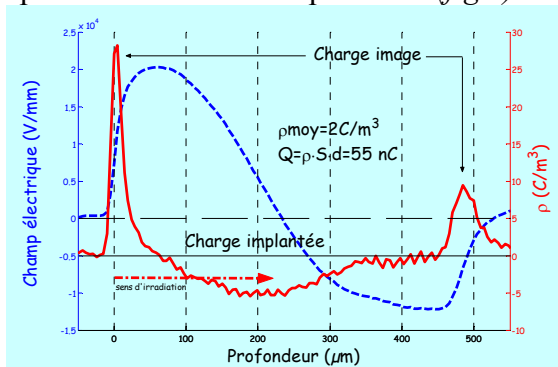


Figure 6 – Profils de charge et de champ (pointillés) d'une résine époxy chargée sous faisceau électronique à $200keV$.

La charge implantée dans l'échantillon peut être estimée simplement, la surface efficace des électrodes de mesure étant $S=56.7 \cdot 10^{-6} m^2$:

$$Q = J \cdot t \cdot S = 68 nC \quad (16)$$

Un bon accord est obtenu entre la valeur théorique ($68nC$) et la valeur expérimentale ($55nC$) déduite à partir de l'intégration du profil représenté (fig.6).

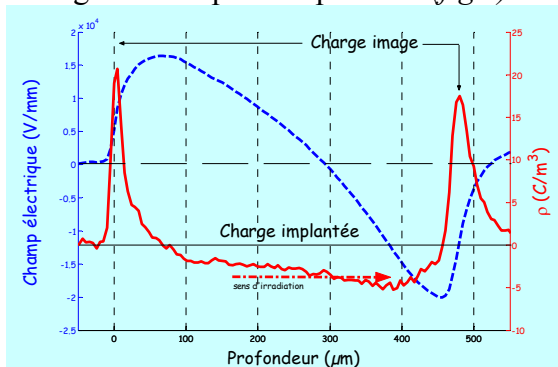


Figure 7 - Profils de charge et de champ (pointillés) d'une résine époxy chargée sous faisceau électronique à $300keV$

Arrêtons nous à présent sur une expérience menée à $300keV$ (fig.7). On observe une différence de profondeur de pénétration des charges électriques au sein de l'éprouvette selon le niveaux d'énergie octroyée pour l'irradiation. Il est ainsi observé que la profondeur maximale de pénétration des charges dans le volume

prévue par le modèle ESTAR (fig.8) est en adéquation avec ce qui est mesuré par la méthode PEA. En effet sous $200 keV$ on relève une profondeur maximale de $340\mu m$ à comparer avec $332\mu m$ prévus par le modèle ESTAR. Sous $300keV$ on estime, par la mesure et le calcul, que des électrons ont traversé le matériau.

Le National Institute for Standards and Technologies (NIST) à mis dans le domaine public un logiciel nommé ESTAR [7] dont le but est de prévoir le niveau de pénétration des électrons pour des matériaux dont la nature chimique et la densité sont connues. La formulation chimique des résines à base d'époxyde étant particulièrement complexes, nous avons effectué le calcul en supposant que les concentrations atomiques sont les suivantes : O :17.5% ; H :17.5% ; C :60% ; N :5%

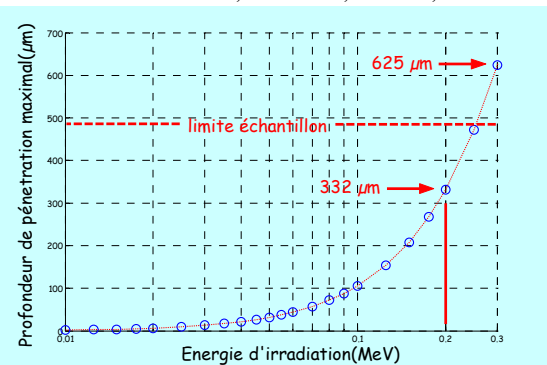


Figure 8 - Modèle d'irradiation ESTAR. Densité= $1.23 g/cm^3$; % At. O :17.5;H :17.5 ; C :60 ; N :5.

5.3. Implantation par effet de champ

Nous avons superposé (fig.9) les profils sous polarisation $10kV$ et hors polarisation, obtenus sur du Polyéthylène Réticulé Chimiquement (PRC). Les deux types de profils montrent l'existence d'une charge négative qui s'étend sur tout le volume de l'échantillon. Dans l'hypothèse où le phénomène de dissociation est négligeable à court terme [8], les charges négatives seraient injectées à la cathode (région où la densité est la plus élevée). Dans la zone correspondant au volume de l'échantillon, le signal de charge image (polarisation) et celui relatif à la charge interne (dépolariation) ne se superposent pas tout à fait, de sorte que nous observons

un léger décalage à l'approche de la cathode. Un des scénarios possible serait que deux espèces de charges coexistent. Les unes seraient à formation lente (fortement piégées) et les autres à formation rapide (faiblement piégées) susceptibles donc de quitter l'échantillon rapidement (- de 5mn). L'autre scénario est technique, il imputerait ce résultat à un effet d'étalement des profils, propre au traitement du signal et à l'instrumentation interposée. L'hypothèse la plus vraisemblable serait une combinaison de ces deux éventualités.

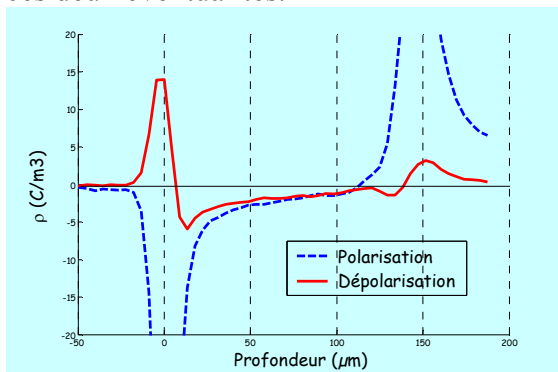


Figure 9 – Pointillés: Profil de charge d'un PRC (150µm) soumis à un champ de 65kV/mm durant 1h. Trait plein: Profil mesuré après 5mn de court-circuit.

6. Conclusion

Les résultats précédemment présentés avaient pour but de valider les informations quantitatives et qualitatives apportées par la méthode PEA. Il est à présent envisageable que ce type de travail sur des matériaux irradiés, où la quantité et la position des charges implantées sont quantifiables par la PEA, puisse servir de référence aux développeurs de nouvelles techniques de mesure de charge d'espace.

L'approche physique présentée au début de cette étude nous est personnelle et appelle à être discutée vis à vis des autres formulations parfois publiées [6]. Elle demeure utile pour l'interprétation des résultats obtenus à partir de cette technique.

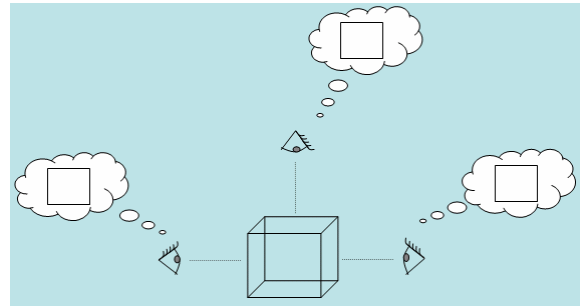


Figure 10 - La PEA comme les autres méthodes, ne pourrait en aucun cas prétendre individuellement connaître la charge d'espace.

Références :

- [1] T.Takada, T.Sakai - Measurement of fields at a dielectric/electrode interface using an acoustic transducer technique - IEEE Trans.EI, Vol.18, p.619, (1983)
- [2] T.Maeno, C.M.Cooke - Measurement of spatial charge distribution in thick dielectrics using the pulsed electroacoustic method - IEEE Trans.EI, Vol.23, p.433, (1988)
- [3] T.Maeno, Kuschi, Y.Takaka and C.M.Cook- Pulsed electroacoustic method for the measurement of volume charges in e.beam irradiated PMMA - Proc.CEIDP, p.389, (1985)
- [4] R.Coelho, B.Aladenize - Les Diélectriques - Hermes, p.76, (1993)
- [5] Y.Li, M.Aihara - Space charge measurement in thick dielectric materials by pulsed electroacoustic method - Rev.Sci.Instrum., Vol.66, p.3909, (1995)
- [6] T.Maeno - Calibration of the pulsed electroacoustic method for measuring space charge density - T.IEE Japan, Vol.119A, p.1119, (1999)
- [7] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR-u.html>
- [8] O.Gallot-lavallée - Mesure des charges d'espace par la méthode électroacoustique pulsée - DEA INPT/UPS (2001)

Remerciements :

Nous tenons à remercier le CRL (Tokyo) et en particulier K.Fukunaga et T.Maeno pour la mise à notre disposition de la technique.