

Simulation de la propagation d'une onde de pression dans un polymère composite: étude de la réponse électrique

O. Gallot-lavallée, J.L. Reboud, P. Rain
LEMD, CNRS, Université Joseph Fourier
25 Avenue des Martyrs, BP166, 38042 Grenoble Cedex 9
olivier.gallot-lavallee@grenoble.cnrs.fr

Résumé - Nous avons simulé le comportement dynamique mécanique puis électrique d'un diélectrique composite à matrice polymère. La modélisation multi physique mise en œuvre à l'aide de Systus®, repose sur un calcul par éléments finis. La structure modélisée est un isolant électrique pris en sandwich entre deux électrodes conductrices et le découpage par éléments finis nous permet de prendre en compte l'hétérogénéité de l'échantillon, en distinguant les paramètres physiques de la matrice polymère et de la charge minérale (silice). Cette configuration est semblable à celle utilisée pour la mesure de charge d'espace par propagation d'onde de pression (méthode PWP). L'échantillon est modélisé en 2D par une matrice viscoélastique contenant différentes distributions de silice et la présence de charges d'espace (électrons ou ions) est prise en compte pour les calculs électriques. Des conditions aux limites spécifiques ont été fixées pour la résolution de problèmes transitoires mécanique et électrique. Cela nous a permis d'obtenir des résultats dynamiques, tels que la propagation d'ondes de pression et le transitoire du déplacement électrique dû au principe de déplacement relatif induit. Nous présentons ici différents résultats qui pourront aider à la compréhension des signaux générés par cette technique expérimentale.

1 Introduction

Nous avons récemment mis en œuvre un modèle numérique nous permettant de simuler la mesure de charge d'espace par propagation d'onde de pression sur des polymères composites. En pratique, nous avons comparé notre simulation avec des mesures obtenues à partir d'une méthode basée sur le déplacement relatif: la méthode de l'onde de pression induite par laser (LIPP Figure 1). Cette méthode est dite à déplacement relatif car elle consiste à forcer le déplacement de charges par rapport aux électrodes créant par totale influence un transitoire de charge aux bornes du matériaux (Figure 2). En pratique, c'est l'absorption de l'énergie lumineuse par une couche (par exemple de l'ancre de chine) déposée en surface du matériau qui provoque une brutale élévation de température et donc une dilatation de cette couche créant de part et d'autre une onde de pression. Le claquement que l'on peut entendre est l'une des conséquences de ce phénomène, l'autre, étant la création d'une onde de pression longitudinale se propageant vers l'arrière de la cible. Dans certaines conditions, notamment

lorsque l'énergie du laser est suffisamment grande, l'échauffement de la cible est tel qu'une partie de celle-ci se vaporise, l'éjection de matière associée induit par réaction une compression supplémentaire. La Référence [1] contient une analyse synthétique des principes de base mis en jeux par cette technique.

Dans cet article, nous décrivons le model physique et géométrique choisi pour représenter cette technique de mesure, puis nous détaillons les méthodes de résolution numérique qui ont été mises en oeuvre. Trois principales expériences sont ensuite déclinées. Nous confrontons notamment expérience et simulation sur la base d'un échantillon d'époxy soumis à un cycle de contrainte électrique. Enfin, nous simulons l'influence d'une structure hétérogène (époxy - particules de SiO_2) sur une telle mesure.

2 Modèle

2.a Géométrie

Les simulations sont réalisées sur la base d'un model géométrique bidimensionnel (Figure 3) Le model est cependant pourvu d'une dimension supplémentaire suivant l'axe Z, notamment utilisée

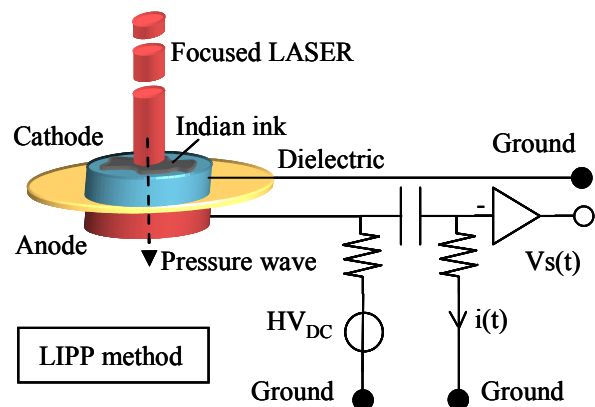


Figure 1: Diagramme fonctionnel de la LIPP. Le LASER provoque une dilatation brutale de la cible d'ancre de chine provoquant à son tour une onde de pression normale à l'électrode supérieure. L'onde se propage au travers du diélectrique pris en sandwich par les électrodes. Le déplacement local des charges d'espace entraîne par influence totale une fluctuation de charge d'influence. Le courant de conduction représentatif d'une distribution de charge d'espace est alors enregistré via un amplificateur inverseur haute fréquence.

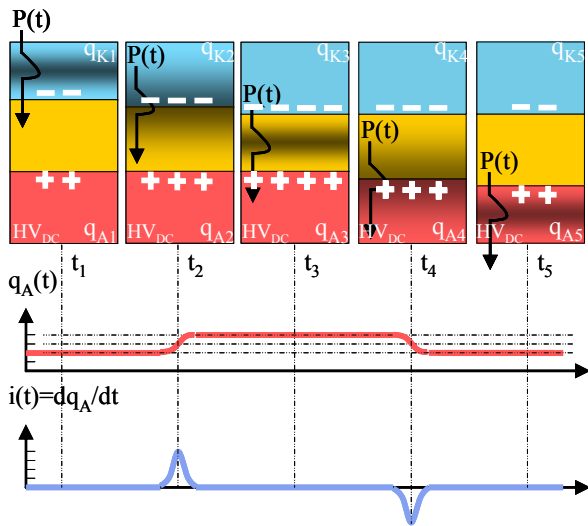


Figure 2: Diagramme simplifié de la mesure de charge d'espace basée sur le déplacement relatif. En haut de cette figure nous représentons le diélectrique pris en sandwich entre une cathode (K) et une anode (A) aux quatre instants caractéristiques de la propagation de l'onde de pression. En dessous nous représentons la charge d'influence de l'anode en fonction du temps ainsi que sa dérivé : le courant de conduction. L'analyse de ce courant permet de reconstituer une distribution de charge. Par souci de simplification, nous avons supposé une permittivité constante, une absence de dispersion et d'atténuation ainsi qu'une parfaite adaptation d'impédance acoustique.

lors du calcul de densité surfacique de charge. L'onde de pression est directement appliquée en entrée de la cathode. Le substrat absorbant le faisceau LAZER n'est donc pas modélisé. L'onde se propage suivant l'axe X et traverse successivement la cathode (K), le diélectrique (D) et enfin l'anode (A). Le maillage est régulier au sein des trois systèmes A, D et K et comporte qu'une cellule suivant l'axe Y. Dans le cas du diélectrique composite, le découpage en cellules régulières a lieu dans les deux direction X et Y. Chaque cellule est alors individuellement assimilée à un diélectrique ou à un particule à partir de la tomographie du composite effectuée par diffraction de rayon X (Figure 4).

2.b Physique

L'onde de pression d'entrée est uniforme suivant l'axe Y transversal à la propagation de l'onde. Les conditions aux limites sont telles que : les arêtes latérales sont bloquées suivant Y; l'arête de sortie est bloquée suivant X et Y. Les propriétés viscoélastiques classiques sont affectées au diélectrique, aux électrodes et aux particules de manière isotrope. On considère que le dispositif reproduit un système en influence totale. Les forces coulombiennes, la variation de permittivité électrique et les phénomènes thermiques sont négligés. Les principaux paramètres physiques du modèle de simulation sont rappelés (Table 1).

2.c Numérique

Le calcul de courant est effectué d'après l'équation de "Maxwell Ampere" simplifiée au cas étudié c'est-à-dire que l'induction magnétique B est négligée. En somme, l'équation des densités de courant est régie par la relation suivante (1) où les caractères gras symbolisent des vecteurs.

$$\mathbf{J} = -\partial\mathbf{D}/\partial t \quad (1)$$

La simulation nous permettant d'obtenir directement la distribution de potentiel électrique du système au cours de la propagation de l'onde de pression, nous exploitons (1) en faisant apparaître dans (2) le champ et le courant électrique ainsi que le gain G de transformation du courant en tension à la sortie de l'ampli inverseur. Le calcul est effectué à la frontière entre le diélectrique et l'anode sur la surface de contact S.

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}$$

$$\Rightarrow V_s(t) = -\epsilon_0 \epsilon_r G \int_s [\partial(\mathbf{E})/\partial t] ds \quad (2)$$

Le calcul numérique (3) est donc basé sur la discrétisation de (2), où H représente l'épaisseur du système suivant Z permettant de calculer la surface de contact et l la longueur suivant Y d'une cellule élémentaire. Le calcul est effectué sur chaque cellule d'indice i située à la frontière de l'interface isolant - anode.

$$V_s(t) = -\epsilon_0 \epsilon_r G l H \sum_i [\mathbf{E}_i(t) - \mathbf{E}_i(t-1)/\Delta t] \quad (3)$$

3 Résultats

3.a Modélisation des réflexions

Nous présentons (Figure 5) la réponse électrique enregistrée sur un échantillon d'époxy de 0.5mm d'épaisseur moulé entre deux électrodes de 3.8mm d'aluminium. Le premier pic observé correspond au passage de l'onde de pression de K à D et le deux-

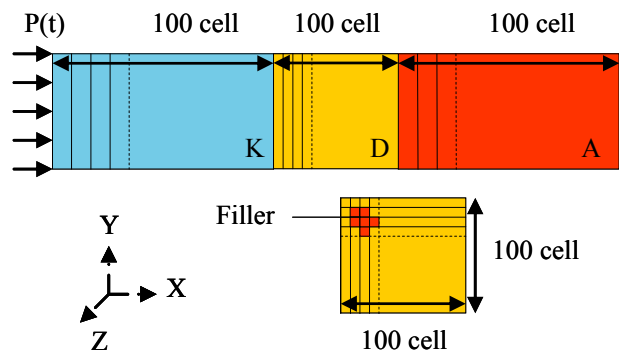


Figure 3: Modèle bi-dim. utilisé pour la simulation. L'onde de pression se propage suivant l'axe X de K à A. Le maillage est régulier. Dans le cas du composite un maillage spécial est réalisé. Le plan de sortie est bloqué suivant X Y et les plans latéraux sont bloqués suivant Y.

Table I
Modèle physique

Physics	Parameters
<i>Coulomb strength</i>	No
<i>Configuration</i>	Planar (total influence)
<i>Relative permittivity</i>	3.5 (constant)
<i>Young modulus</i>	7x10 ⁹ MPa (dielectric) 75x10 ⁹ MPa (electrodes) 95x10 ⁹ MPa (particles)
<i>Density</i>	1200 Kg/m ³ (dielectric) 2300 Kg/m ³ (electrodes) 2650 Kg/m ³ (particles)
<i>Dampening</i>	$\alpha=f(\text{rigidity})=0.5 \times 10^{-9}$ $\beta=f(\text{mass})=0.5 \times 10^6$ (dielectric)
<i>Poisson coefficient</i>	0.3 (dielectric) 0.27 (electrodes) 0.25 (particles)
<i>Deepness</i>	10 mm (H)
<i>Isotropic</i>	Yes
<i>Wave shape</i>	Gaussian
<i>Wave amplitude</i>	0-30 MPa (incidence versus X)
<i>Wave passage time</i>	10 ns (1/2 amplitude)
<i>Wave pressure</i>	Uniform (incidence versus Y)
<i>Liberty degrees</i>	Exit plan: X=0 or P=0 / Y=0 Lateral plan: Y=0
<i>Thermal Dilatation</i>	No

-ième correspond au passage de l'onde de pression de D à A. Plus loin on peut identifier un réplique de ces deux pics avec cependant un rapport d'amplitude bien différent, nous y reviendrons plus tard. Les différents pics observés sont issus d'ondes de pressions secondaires. En effet à chaque passage d'un milieu à l'autre, l'onde donne naissance à une composante de réflexion et de transmission, conformément aux relations (4) qui régissent le rapport d'amplitude de réflexion R et de transmission T lors du passage d'un milieu I à un milieu II.

$$R = (Z_{II} - Z_I) / (Z_I + Z_{II}) \text{ et } T = 2Z_I / (Z_I + Z_{II}) \quad (4)$$

Les mesures de charges d'espace n'utilisent que la première traversée de l'isolant. Ainsi pour que les mesures ne soient pas perturbées, la durée de l'aller-retour dans l'électrode doit être supérieure à la durée de la traversée de l'isolant.

La simulation de cette mesure est présentée (Figure 5). Le modèle physique de cette simulation a été décrit dans un paragraphe précédent. Les paramètres d'ajustement de notre simulation ont été le calibrage de l'onde de pression et la définition de la matrice d'amortissement visqueux. Pour simuler cette expérience, nous avons maintenu la pression de sortie égale à zéro afin de reproduire le phénomène de réflexion qui a lieu sur la couche d'air (approximée au vide) tout en maintenant bloquée l'arête de sortie de la cathode pour maintenir le système autour d'un point d'équilibre.

La réplique des deux premiers pics - observée entre $t=1.86\mu s$ et $t=2.1\mu s$ - est particulièrement intéressante à expliquer. Figure 5 nous avons représenté les différents cheminements d'onde de

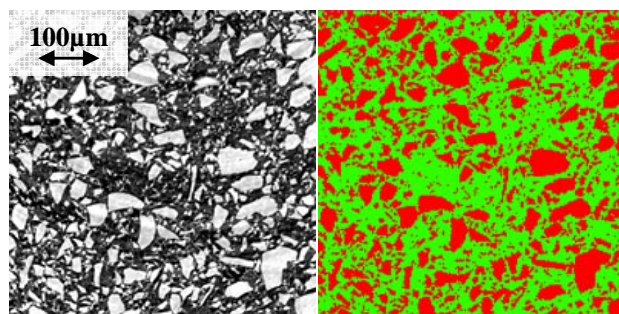


Figure 4: A gauche voici l'imagerie X du coeur d'un échantillon d'époxy chargé en silice (60% en poids). A droite voici le modèle discret de cet objet. Les zones foncées sont assimilées à de la silice. Chaque pixel correspond à une maille élémentaire.

pression suscités par cette technique. On comprend ainsi pourquoi le pic correspondant au passage de l'anode est plus important au niveau de la réplique, car au même instant $t=2\mu s$ deux ondes de pression viennent conjuguer leur effort de déplacement. Ces ondes qui ont suivi des chemins différents et qui incident suivant des directions opposées, ont en effet subit un nombre d'inversion respectivement pair (=2) et impair (=1) qui permet cette conjugaison d'effort. Ces comportements sont aussi bien visibles en simulation qu'en expérimentation. L'ensemble de ces observations confirme la bonne mise en paramètre mécanique du modèle.

3.b Modélisation avec charge d'espace

Nous avons effectué deux mesures successives (Figure 6) sur une résine époxy dans les premiers instants de polarisation puis à l'issue de 2h30 de polarisation. L'expérience a été réalisée sous une atmosphère contrôlée de 50 °C dans le but d'injecter des homocharges des deux côtés du diélectrique. Au niveau de la simulation, nous avons cherché à définir une distribution de charge d'espace dans l'isolant de manière à retrouver une relative similitude avec l'expérimentation. On montre ainsi que la distribution de charge d'espace peut être obtenue d'une manière complètement inversée. En effet cette nouvelle méthodologie consiste à trouver la distribution de charge d'espace qui donne une réponse électrique simulée la plus proche de celle mesurée. Enfin, du côté de la simulation, il est intéressant de voir comment le pic de sortie correspondant à l'essai sous polarisation avec charge d'espace est décalé vis-à-vis du pic sous courte polarisation. Il ne faut donc pas oublier de concevoir que l'onde de pression ne peut pas s'apparenter à un véritable Dirac, c'est pourquoi il est délicat de définir exactement à quel instant l'onde de pression franchit la frontière électrode-isolant dès lors que nous sommes en présence de charge d'espace.

3.c Modélisation sur un composite

Figure 6, nous avons simulé la réponse électrique d'une résine époxy composite sur la base de la distribution de particule de silice imagée (Figure 4). Nous n'avons cependant tenu compte que de l'hétérogénéité mécanique de ce nouveau système excluant pour l'heure toute hétérogénéité électrique.

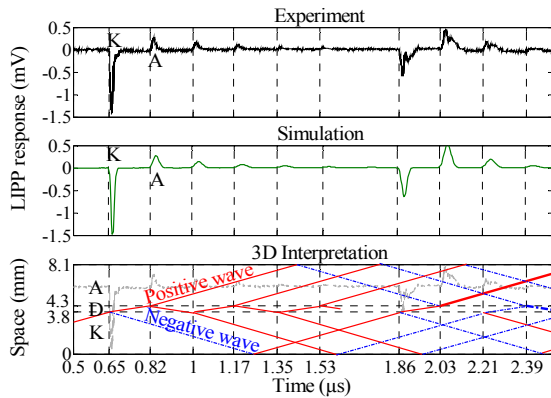


Figure 5: Dans la figure du haut nous avons reproduit la réponse électrique enregistrée avec la LIPP sur un échantillon de 0.5mm d'épaisseur pris en sandwich entre deux électrodes de 3.8mm d'épaisseur et polarisé à 1KV. La simulation de cette mesure est reproduite dans la figure centrale. Enfin, en bas de figure, nous proposons une représentation f(temps, profondeur, pression) du cheminement de l'onde principale et des ondes secondaire. L'impédance acoustique de D est $Z_d=2.9 \times 10^6 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$, A et K $Z_e=15 \times 10^6 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ et le vide environnant $Z_v=0$.

Ainsi ce résultat de simulation permet d'imaginer l'impact d'une telle distribution sur la propagation de l'onde de pression. Conformément aux attentes, l'onde s'est propagée plus rapidement et a subi une plus grande dispersion. Enfin l'amplitude du pic d'entrée est affaiblie par le rapport d'impédance. En effet la rigidité global du matériaux a augmenté avec d'adjonction de particules limitant ainsi le déplacement électrique.

En pratique le grain de silice renforce la permittivité du matériau, et nous observons au final une sensible augmentation de ce pic puisque la capacité apparente est accrue. Notons globalement que l'existence d'une telle géométrie et densité de filler ne semble pas être un facteur important de perturbation de la réponse, si l'on fait abstraction de l'hétérogénéité électrique.

4 Conclusions

Ces travaux de simulations ont permis de retrouver les principales signatures de cette technique sur la base d'un modèle extrêmement simplifié. Nous avons illustré à quel point il pouvait être délicat de définir l'instant où l'onde de pression passe du diélectrique à l'électrode. Grâce à la simulation nous avons pu dissocier l'effet d'une hétérogénéité mécanique du matériau sur la propagation de l'onde. Enfin nous avons proposé une alternative à l'exploitation classique de la LIPP, basée sur l'approche aléatoire de la distribution de charge d'espace par rapprochement des réponses électriques.

Au-delà de ces premières étapes associant simulation et expérimentation, nous souhaitons faciliter l'évaluation - par la simulation - de certaines contraintes inaccessibles à l'expérience. Le modèle doit servir à long terme de support de compréhension des interactions entre différentes sollicitations physiques. Il doit notamment pouvoir

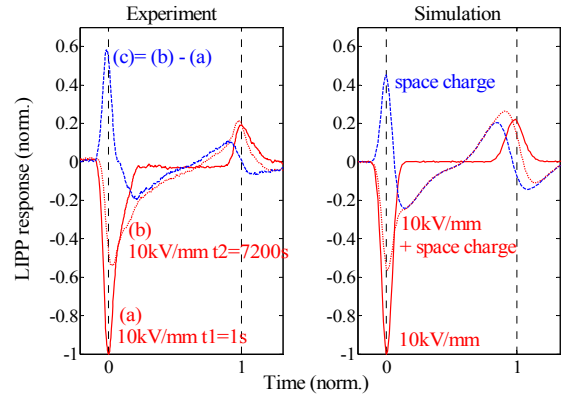


Figure 6: A gauche voici la réponse électrique mesurée à deux instant de polarisation sous 50°C. Nous avons apposé à droite de cette figure la simulation correspondante en cherchant la distribution de charge d'espace qui permet cette forte similitude.

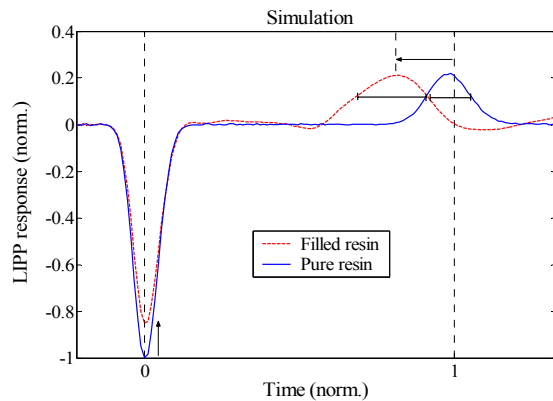


Figure 7: Voici représenté en trait continue la simulation d'une réponse électrique de la LIPP sur la base d'un échantillon pur, et en traits interrompus le simulation d'un échantillon composite.

être exploité dans le but de caractériser le vieillissement des matériaux diélectriques et de proposer une évaluation de leur fiabilité dans des conditions de contraintes données. Nous nous intéressons tout particulièrement aux contraintes propres à l'Electronique de Puissance: tensions et fréquences électriques élevées (kV/μs), températures importantes et fortes contraintes mécaniques.

REFERENCE

[1] R. Gerhard-Mulhaupt, "Analysis of pressure-wave methods for the nondestructive determination of spatial charge or field distributions in dielectrics", *Physical Review B*, vol. 27, pp. 2494-2503, Feb. 1983.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier le groupe ESI qui nous a fourni le logiciel SYSTUS® Multiphysics. Nous remercions par ailleurs G. Bertrand et G. Kermouche de l'ENI de St Etienne pour leurs travaux préliminaires, ainsi que nos collaborateurs industriels : C. Guillermin, S. Robiani et S Rowe.