



HAL
open science

Modélisation et traitement du signal d'une cellule électroacoustique pulsée pour l'étude de la charge des diélectriques spatiaux

Aurélien Pujol

► **To cite this version:**

Aurélien Pujol. Modélisation et traitement du signal d'une cellule électroacoustique pulsée pour l'étude de la charge des diélectriques spatiaux. Energie électrique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2021. Français. NNT : 2021TOU30004 . tel-03215968

HAL Id: tel-03215968

<https://theses.hal.science/tel-03215968>

Submitted on 3 May 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Présentée et soutenue par
Aurélien PUJOL

Le 4 février 2021

**Modélisation et traitement du signal d'une cellule
électroacoustique pulsée pour l'étude de la charge des
diélectriques spatiaux**

Ecole doctorale : **GEET - Génie Electrique Electronique et Télécommunications :
du système au nanosystème**

Spécialité : **Génie Electrique**

Unité de recherche :

LAPLACE - Laboratoire PLASma et Conversion d'Énergie - CNRS-UPS-INPT

Thèse dirigée par

Laurent BERQUEZ et Fulbert BAUDOIN

Jury

Stéphane HOLÉ
Serge AGNEL
Audrey GIREMUS
David MALEC
Laurent BERQUEZ
Fulbert BAUDOIN
Denis PAYAN

Professeur à l'université Paris VI
Professeur à l'université Montpellier II
Maître de conférences à l'université Bordeaux I
Professeur à l'université Toulouse III
Professeur à l'université Toulouse III
Maître de conférences à l'université Toulouse III
Ingénieur au CNES de Toulouse

Rapporteur
Rapporteur
Examinatrice
Président
Directeur
Co-directeur
Invité

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le CNES et la région Occitanie pour avoir subventionné cette thèse et ainsi avoir rendu possible cette grande expérience. Merci au LAPLACE de m'avoir accueilli dans ses locaux et mis à disposition un super bureau ainsi que tout le nécessaire informatique pour travailler dans les meilleures conditions.

La suite de mes remerciements se dirige naturellement vers mes encadrants Laurent Berquez, Fulbert Baudoin et Denis Payan qui m'ont fait confiance pour mener à bien ce projet. Votre implication était totale et je m'estime chanceux d'avoir pu apprendre de vous. Plus distinctement, je remercie Laurent d'avoir toujours réussi à me comprendre et avoir su où je souhaitais aller, et ceux malgré le « mouvement brownien » de mes idées. Finalement on est peut-être câblés plus similairement que ce qu'il n'y paraît. Je remercie le plus sincèrement possible Fulbert d'avoir trouvé les bons mots aux moments où j'en avais le plus besoin ainsi que d'avoir toujours pris le temps de comprendre mon ressenti pour travailler avec. Je remercie Denis, qui malgré le canal du midi qui sépare le LAPLACE du CST, a suivi avec attention et bienveillance l'avancée de mes travaux. Je le remercie également de m'avoir fait participer à la formation TTVS réalisée par le CNES.

Parmi les membres du jury, mes premiers remerciements s'adressent à mes rapporteurs, Stéphane Holé et Serge Agnel, pour le soin qu'ils ont apporté à la lecture de ce manuscrit de thèse, ainsi que pour leurs remarques et questionnements qui m'ont permis de prendre encore plus de recul sur mon sujet. Je souhaite également remercier Audrey Giremus qui, en tant qu'examinatrice, a proposé des pistes de recherche pertinentes pour approfondir ces travaux. Je remercie aussi David Maléc en tant que collègue pour m'avoir accueilli dès mes premiers jours au laboratoire, mais également en tant que président de mon jury de thèse pour avoir parfaitement orienté ma soutenance.

Au LAPLACE, merci à tous pour cette atmosphère de bienveillance qui règne et qui perdure au travers de simples sourires parfois. Merci aux membres de l'équipe DSF pour leur accueil et leur convivialité. En particulier, merci à Christina Villeneuve-Faure et à Laurent Boudou de m'avoir permis d'enseigner dans la licence EEA lors de mon DCE. Merci aux doctorants Abdel, Ali, Mohammed, Marvin, Imed, Alexandre, Charles, Marjorie, Philippe, Matthieu, Benny, Bojan, Valentin, Julien Cènes, Louiza Fetouhi Amin, Thomas, Maxime, Mathias, Kevin, Urbain, Khaled, Rémi, Julien Cosimi, Flora, Elhadji, Francis, Cédric, Tianbo et Didier avec qui j'ai pu

échanger ces trois dernières années. Merci également à l'ADEL pour l'organisation des « afterworks » et autres activités plus sportives.

Pour mes amis de longue date Toff, Guillaume, Marjorie, Béret, Beenooze, Riton, Paille, Choup et Tête-de-genou, un gros merci pour votre amitié, votre soutien et l'équilibre que vous apportez à ma vie. Pour mes amis toulousains et maintenant docteurs, Marco et Mehdi, j'espère vous revoir souvent dans la ville rose, ou qui sait ailleurs.

Le mot de la fin sera bien évidemment pour les miens. D'abord pour ma femme qui a été en première ligne durant cette bataille et qui a su parfaitement gérer notre vie malgré les montées de stress et de travail. Puis pour mes grands-parents, mes parents et mes frères qui me donnent l'amour nécessaire pour avancer au quotidien, et pour qui je l'espère ma soutenance sera un souvenir supplémentaire parmi ceux qui nous lient tant.

Mes dernières pensées vont à ma sœur qui était si fière de sa famille et qui aujourd'hui incarne ma force et mon amour.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	- 9 -
-----------------------------------	--------------

I. CHAPITRE 1 : DES CONTRAINTES SPATIALES D'UN SATELLITE A LA MESURE PEA	- 13 -
---	---------------

I.1 CONTEXTE SPATIAL	- 15 -
-----------------------------------	---------------

I.1.1 LE SATELLITE DANS SON ENVIRONNEMENT SPATIAL	- 15 -
---	--------

I.1.1.1 Des matériaux diélectriques pour protéger le satellite	- 16 -
--	--------

I.1.1.2 L'environnement radiatif selon l'orbite de travail	- 17 -
--	--------

I.1.1.3 Les effets des particules en fonction de leur énergie	- 18 -
---	--------

I.1.2 CHARGES ET DECHARGES ELECTROSTATIQUES.....	- 19 -
--	--------

I.1.2.1 La charge du satellite jusqu'à son équilibre électrostatique	- 19 -
--	--------

I.1.2.2 Différents types de décharges électrostatiques possibles.....	- 20 -
---	--------

I.1.2.2.1 Décharge électrostatique d'un matériau diélectrique.....	- 20 -
--	--------

I.1.2.2.2 Décharge électrostatique d'un conducteur métallique	- 21 -
---	--------

I.1.3 L'ETUDE DE LA CHARGE D'ESPACE	- 23 -
---	--------

I.1.3.1 Une nécessité	- 23 -
-----------------------------	--------

I.1.3.2 Les techniques de mesure de la charge d'espace	- 24 -
--	--------

I.1.3.3 La méthode PEA	- 26 -
------------------------------	--------

I.2 ETAT DE L'ART DE L'EVOLUTION DE LA MODELISATION DE LA PEA.....	- 28 -
---	---------------

I.2.1 MODELISATION ANALYTIQUE	- 29 -
-------------------------------------	--------

I.2.1.1 Génération de l'onde acoustique.....	- 29 -
--	--------

I.2.1.1.1 Densité de force électrostatique.....	- 29 -
---	--------

I.2.1.1.2 Densité de force électrostatique pulsée	- 30 -
---	--------

I.2.1.2 Propagation de l'onde acoustique jusqu'au capteur piézoélectrique	- 31 -
---	--------

I.2.1.3 Réponse du capteur piézoélectrique	- 35 -
--	--------

I.2.2 MODELISATION ELECTRIQUE	- 36 -
-------------------------------------	--------

I.2.2.1 Modélisation de la propagation de l'onde acoustique	- 37 -
---	--------

I.2.2.2 Modélisation de la réponse du capteur piézoélectrique	- 38 -
---	--------

I.3 ETAT DE L'ART DE L'EVOLUTION DU TRAITEMENT DU SIGNAL DE LA PEA.....	- 39 -
--	---------------

I.3.1 TRAITEMENT DU SIGNAL BASE SUR LES TRAVAUX DE MAENO	- 39 -
--	--------

I.3.1.1 Principe.....	- 39 -
-----------------------	--------

I.3.1.2 Limites	- 41 -
-----------------------	--------

I.3.2 TRAITEMENT DU SIGNAL BASE SUR LES TRAVAUX D'ARNAOUT	- 42 -
---	--------

I.3.2.1 Principe.....	- 42 -
-----------------------	--------

I.3.2.2 Limites et perspectives.....	- 43 -
--------------------------------------	--------

I.4 CONCLUSION	- 44 -
-----------------------------	---------------

II. CHAPITRE 2 MODELISATION PSPICE DE LA PEA - 47 -

II.1 PRESENTATION DU MODELE PSPICE DE LA PEA..... - 49 -

II.2 MODELISATION DE LA GENERATION ET DE LA PROPAGATION DE L'ONDE ACOUSTIQUE - 51 -

II.2.1 ANALOGIE ACOUSTIQUE-ELECTRIQUE DES MILIEUX A PERTES..... - 51 -

II.2.1.1 Propagation des ondes acoustiques dans les milieux à pertes - 51 -

II.2.1.2 Propagation des ondes électriques dans une ligne de transmission à pertes - 54 -

II.2.1.3 Analogie entre un milieu acoustique à pertes et une ligne de transmission à pertes..... - 56 -

II.2.2 MODELISATION PSPICE DE LA GENERATION DE L'ONDE ACOUSTIQUE..... - 57 -

II.2.3 MODELISATION DE LA PROPAGATION DE L'ONDE ACOUSTIQUE..... - 58 -

II.2.3.1 Milieux acoustiques sans pertes - 58 -

II.2.3.2 Echantillon polymère à pertes - 59 -

II.2.3.2.1 Atténuation et dispersion au sein des polymères..... - 59 -

II.2.3.2.2 Implémentation d'une FDTL de l'échantillon polymère dans PSpice - 61 -

II.2.3.2.3 Validation de la FDTL de l'échantillon polymère implémentée dans PSpice - 63 -

II.2.3.2.4 Influence de la désadaptation d'impédance entre l'échantillon polymère et l'électrode Haute-Tension sur les calculs du coefficient d'atténuation et de la vitesse de phase..... - 66 -

II.3 MODELISATION DU CAPTEUR PIEZOELECTRIQUE COUPLE A L'AMPLIFICATEUR..... - 69 -

II.3.1 UTILISATION DU MODELE DE REDWOOD COUPLE A L'AMPLIFICATEUR - 69 -

II.3.2 MODELISATION DES PERTES DIELECTRIQUES DEPENDANTES DE LA FREQUENCE - 71 -

II.4 CONFIGURATION, SIMULATION ET OPTIMISATION DU MODELE PSPICE DE LA PEA - 72 -

II.4.1 CONFIGURATION DES PARAMETRES DU MODELE PSPICE DE LA PEA - 73 -

II.4.1.1 Configuration des forces acoustiques générées aux électrodes..... - 73 -

II.4.1.2 Configuration des paramètres de la cellule - 74 -

II.4.1.3 Configuration des paramètres acoustiques de l'échantillon - 75 -

II.4.1.4 Simulation du modèle PSpice avec ses paramètres par défaut - 79 -

II.4.2 OPTIMISATION DES PARAMETRES SENSIBLES DU MODELE PSPICE DE LA PEA..... - 80 -

II.4.2.1 Optimisation de l'étalement de la charge hypothèse et des paramètres sensibles de la cellule - 81 -

II.4.2.2 Optimisation des paramètres acoustiques de l'échantillon..... - 82 -

II.4.2.3 Simulation du modèle PSpice avec les paramètres sensibles optimisés - 84 -

II.5 CONCLUSION - 85 -

III. CHAPITRE 3 TRAITEMENT DU SIGNAL DE LA PEA..... - 87 -

III.1 REALISATION D'UNE FONCTION DE TRANSFERT DE LA CELLULE A PARTIR DU MODELE PSPICE - 90 -

III.1.1 SCHEMA-BLOC DE LA PEA - 90 -

III.1.2 UTILISATION DU MODELE PSPICE POUR CORRIGER LE SIGNAL DE L'IMPULSION ELECTRIQUE MESUREE..... - 91 -

III.1.3 UTILISATION DU MODELE PSPICE POUR CONSTRUIRE LA FONCTION DE TRANSFERT DE LA PEA - 95 -

III.1.3.1 Principe de construction d'une fonction de transfert PEA - 95 -

III.1.3.2 Paramètres de simulation de PSpice..... - 96 -

III.1.3.3	Construction d'une matrice de transfert PEA pour l'étude d'un échantillon de PTFE.....	- 97 -
III.2	DECONVOLUTION D'UN SIGNAL PEA	- 98 -
III.2.1	REGULARISATION ANALYTIQUE DE TIKHONOV	- 99 -
III.2.1.1	Méthode.....	- 99 -
III.2.1.2	Résultat obtenu pour l'échantillon de PTFE.....	- 99 -
III.2.2	REGULARISATION ITERATIVE A PARTIR DE L'ALGORITHME A REGIONS DE CONFIANCE	- 101 -
III.2.2.1	Méthode.....	- 101 -
III.2.2.2	Résultat obtenu pour l'échantillon de PTFE.....	- 101 -
III.3	COMPARAISON DU NOUVEAU TRAITEMENT DU SIGNAL DEVELOPPE AU TRAITEMENT D'ARNAOUT	- 103 -
III.3.1	COMPARAISON DES DENSITES DE CHARGE DECONVOLUEES	- 103 -
III.3.2	COMPARAISON DES RESOLUTIONS SPATIALES	- 104 -
III.4	CONCLUSION	- 107 -

IV. CHAPITRE 4 ANALYSE DU NOUVEAU TRAITEMENT DU SIGNAL APPLIQUE AUX SIGNAUX ISSUS DES DIFFERENTES CONFIGURATIONS DU BANC DE MESURE PEA - 109 -

IV.1	PRESENTATION DES ELEMENTS DU BANC DE MESURE PEA	- 112 -
IV.1.1	LES IMPULSIONS ELECTRIQUES.....	- 112 -
IV.1.1.1	L'impulsion A.....	- 112 -
IV.1.1.2	L'impulsion B.....	- 113 -
IV.1.2	LES ECHANTILLONS ETUDIES.....	- 113 -
IV.1.2.1	Le Polytétrafluoroéthylène (PTFE)	- 113 -
IV.1.2.2	Le polyéthylène à basse densité (LDPE).....	- 114 -
IV.1.3	LES CELLULES	- 114 -
IV.1.3.1	La cellule A	- 114 -
IV.1.3.2	La cellule B	- 115 -
IV.2	ETUDE D'ECHANTILLONS DE PTFE AVEC LA CELLULE A ET EN APPLIQUANT LES IMPULSIONS A ET B	- 115 -
IV.2.1	DEFINITION DU COEFFICIENT D'ATTENUATION ET DE LA VITESSE DE PHASE DE L'ECHANTILLON.....	- 116 -
IV.2.2	SIMULATION D'UNE TENSION DE SORTIE PEA A PARTIR DU MODELE NON-OPTIMISE	- 118 -
IV.2.3	OPTIMISATION DES PARAMETRES DE LA CELLULE, ET DE L'ECHANTILLON, DU MODELE DE LA PEA	- 119 -
IV.2.3.1	Optimisation des paramètres de la cellule	- 119 -
IV.2.3.2	Optimisation des paramètres du modèle de l'échantillon	- 120 -
IV.2.4	CORRECTION DE L'IMPULSION ELECTRIQUE.....	- 123 -
IV.2.5	DECONVOLUTION	- 124 -
IV.2.6	APPORT DU NOUVEAU TRAITEMENT DU SIGNAL PAR RAPPORT AU TRAITEMENT D'ARNAOUT, POUR LE SIGNAL OBTENU EN APPLIQUANT L'IMPULSION A.....	- 126 -
IV.3	ETUDE D'ECHANTILLONS LDPE AVEC LA CELLULE A ET EN APPLIQUANT LES IMPULSIONS A ET B.....	- 128 -
IV.3.1	DEFINITION DU COEFFICIENT D'ATTENUATION ET DE LA VITESSE DE PHASE DE L'ECHANTILLON.....	- 128 -
IV.3.2	SIMULATION D'UNE TENSION DE SORTIE PEA A PARTIR DU MODELE NON-OPTIMISE	- 130 -
IV.3.3	OPTIMISATION DES PARAMETRES DE LA CELLULE, ET DE L'ECHANTILLON, DU MODELE DE LA PEA	- 131 -
IV.3.3.1	Optimisation des paramètres de la cellule	- 131 -

IV.3.3.2	Optimisation des paramètres du modèle de l'échantillon	- 132 -
IV.3.4	CORRECTION DE L'IMPULSION ELECTRIQUE.....	- 135 -
IV.3.5	DECONVOLUTION	- 136 -
IV.4	ETUDE D'UN ECHANTILLON DE POLYETHYLENE AVEC LA CELLULE B ET EN APPLIQUANT L'IMPULSION A ..	- 138 -
IV.4.1	DEFINITION DU COEFFICIENT D'ATTENUATION ET DE LA VITESSE DE PHASE DE L'ECHANTILLON.....	- 138 -
IV.4.2	SIMULATION D'UNE TENSION DE SORTIE PEA A PARTIR DU MODELE NON-OPTIMISE	- 140 -
IV.4.3	OPTIMISATION DES PARAMETRES DE LA CELLULE, ET DE L'ECHANTILLON, DU MODELE PSPICE	- 141 -
IV.4.3.1.1	Optimisation des paramètres de la cellule	- 141 -
IV.4.3.1.2	Optimisation des paramètres du modèle de l'échantillon	- 142 -
IV.4.4	CORRECTION DE L'IMPULSION ELECTRIQUE.....	- 144 -
IV.4.5	DECONVOLUTION	- 145 -
IV.5	CONCLUSION	- 147 -
CONCLUSION GENERALE.....		- 149 -
BIBLIOGRAPHIE		- 153 -

Introduction générale

A l'heure où les débris spatiaux deviennent un problème au point que l'Agence Spatiale Européenne (ESA) prévoit d'en enlever, la fiabilité des satellites est en constante évolution afin d'assurer le bon fonctionnement des systèmes embarqués et d'éviter ainsi une perte de la mission. En effet, les satellites sont plongés dans un environnement spatial hostile où de nombreux flux de particules chargées irradient en permanence les structures des satellites. Un certain nombre de ces particules s'accumulent dans les matériaux électriquement isolants (diélectriques) utilisés notamment pour gainer les câbles, pour constituer les structures d'isolation thermique et pour protéger des éléments fragiles, tels que les panneaux solaires, des débris spatiaux. Malheureusement, cette accumulation de charges dans les diélectriques peut engendrer à court terme des phénomènes de décharges électrostatiques, ou de compatibilité électromagnétique, qui peuvent détériorer des fonctions du satellite. Au long terme, cette accumulation de charges entraîne des processus de vieillissement qui vont modifier les propriétés électriques, chimiques et mécaniques des matériaux.

Afin de prévenir ces événements, des agences spatiales telles que le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), et l'Administration Nationale de l'Aéronautique et de l'Espace (NASA), ont développé des logiciels de simulation de l'évolution de la charge dans une structure satellitaire et des conséquences associées. Ces agences ont également mis au point des moyens expérimentaux pour étudier le transport et l'impact de ces charges accumulées dans un matériau diélectrique soumis à un environnement spatial. Pour cela, des échantillons diélectriques sont préalablement irradiés et stockés dans des conditions spatiales (vide artificiel et bombardement de particules d'énergie similaire, par exemple). Ces matériaux sont ensuite étudiés par des techniques de mesure de la charge d'espace qui permettent de retrouver la distribution de charges présentes dans l'échantillon. Parmi ces techniques, la PEA (pour Pulsed Electro-Acoustic) est la méthode qui a été retenue par le CNES pour sa rapidité et la possibilité de l'utiliser de manière *in situ* pendant l'irradiation d'un échantillon. Cependant, bien que la PEA semble être la technique la plus adéquate, sa mise en œuvre *in situ* et sa résolution spatiale d'une dizaine de microns ont été un frein à ses débuts.

C'est pourquoi, depuis plus d'une quinzaine d'années, une coopération entre le CNES et le LAPLACE (LABoratoire PLAsma et Conversion d'Energie) vise à améliorer la PEA dans le but d'avoir une meilleure caractérisation des matériaux diélectriques utilisés dans le spatial. Une première thèse, soutenue par Charlotte Perrin en 2008, a permis de mettre au point une tête d'excitation « sans contact » pour travailler en configuration spatiale où la face irradiée du matériau diélectrique est en potentiel flottant. Lors d'une deuxième thèse, soutenue par Mohamad Arnaout en 2011, un modèle COMSOL® du banc de mesure PEA a été développé

pour, d'une part, étudier l'impact des différents éléments de cette cellule de mesure sur le signal de sortie, et, d'autre part, améliorer la résolution spatiale de la charge déconvoluée à l'aide d'un traitement du signal entièrement automatisé. En définitive, cette thèse a permis de définir une conception numérique d'une cellule de mesure optimisée avec notamment une meilleure résolution spatiale. Lors d'une troisième thèse, soutenue par Lucie Galloy-Gimenez en 2014, un modèle PSpice du banc de mesure PEA a été développé dans le but d'améliorer la compréhension du signal de mesure en prenant en considération non seulement la propagation des ondes acoustiques mais également le modèle électrique du capteur piézo-électrique couplé à l'amplificateur. Sur la base de ce modèle, un prototype d'une cellule de mesure à haute résolution spatiale a été développé permettant de caractériser des échantillons d'une cinquantaine de microns représentatifs de l'épaisseur de matériaux diélectriques utilisés sur les satellites.

Malgré ces avancées significatives sur sa mise en œuvre *in situ* ainsi que sur l'amélioration de sa résolution spatiale, il n'en demeure pas moins que la PEA présente encore des lacunes qui freinent son utilisation pour la caractérisation de matériaux diélectriques utilisés dans le spatial. En effet, les traitements du signal actuels de la PEA ne permettent pas d'étudier correctement : *i*) des échantillons qui atténuent et dispersent les ondes acoustiques ; *ii*) des échantillons étudiés par la PEA avec une tête « sans contact » ; *iii*) des échantillons multicouche ; *iv*) des échantillons fins dont l'épaisseur est inférieure à la cinquantaine de microns.

L'objectif de cette thèse est donc de développer un nouveau traitement du signal qui permet de mieux traiter les cas d'étude mentionnés dans le paragraphe précédent. Pour cela, la stratégie a été d'améliorer le modèle PSpice de la PEA développé par Lucie Galloy-Gimenez pour considérer l'atténuation et la dispersion acoustique des diélectriques étudiés et ainsi avoir un signal simulé parfaitement représentatif du signal expérimental. Ce modèle optimisé servira à caractériser une fonction de transfert de la PEA qui intègre toutes ses caractéristiques. Au-delà de cet objectif, ces travaux de recherche permettront de mieux comprendre l'intégralité de la technique de mesure de la charge d'espace PEA : de l'application d'une impulsion électrique à l'échantillon jusqu'à la charge déconvoluée par le traitement du signal. Cette compréhension sera essentielle à la bonne interprétation des divers résultats qui seront obtenus au cours de ces travaux.

Le premier chapitre présente la nécessité de développer des modèles robustes et des traitements de données optimisés pour caractériser les matériaux diélectriques en environnement spatial à l'aide d'un banc de mesure PEA. Initialement, ce chapitre introduit donc l'environnement spatial du satellite et certains risques associés tels que les décharges électrostatiques des matériaux diélectriques embarqués. Les techniques de mesure de charge d'espace, qui permettent de comprendre et d'évaluer l'impact de ces risques, sont présentées. Parmi ces techniques, la PEA est celle retenue par le CNES et qui fait l'objet de cette thèse. Elle est donc décrite au travers d'un état de l'art qui s'articule autour de deux axes : *i*) L'axe de

la modélisation qui présente d'abord l'évolution de la mise en équation de la génération et de la propagation de l'onde acoustique générée par l'application de l'impulsion électrique sur l'échantillon. Cet axe expose ensuite l'évolution de la modélisation de la réponse du capteur piézoélectrique à l'onde acoustique d'entrée. Finalement, les modèles actuels PSpice et MATLAB® sont énoncés. Il s'agit de modèles électriques basés sur l'analogie acoustique-électrique des équations de génération, de propagation et de conversion de l'onde acoustique ;
ii) L'axe des traitements des signaux qui permet de mieux comprendre les différentes étapes pour retrouver la charge initiale de l'échantillon étudié à partir d'un signal de mesure PEA et ainsi se rendre compte des limites actuelles des traitements.

Le deuxième chapitre présente la réalisation et la validation du nouveau modèle PSpice de la PEA qui prend en compte l'atténuation et la dispersion acoustique de l'échantillon diélectrique. Une vue d'ensemble du modèle de la PEA avec le logiciel PSpice est d'abord exposée. On y distingue notamment les milieux acoustiques et le capteur piézoélectrique. Ensuite sont détaillées les modélisations de la génération de l'onde acoustique dans l'échantillon et de sa propagation jusqu'au capteur piézoélectrique. Puis c'est la modélisation du capteur piézoélectrique par le modèle de Redwood qui est traitée. Ce modèle du capteur est notamment adapté pour prendre en compte son couplage électrique avec l'amplificateur. Finalement, la dernière partie de ce chapitre concerne l'optimisation de ce nouveau modèle PSpice avec une méthode itérative pour que le signal simulé soit le plus proche du signal expérimental.

Sur la base de ce modèle optimisé, le troisième chapitre montre la mise au point du nouveau traitement du signal de la PEA prenant en compte l'atténuation, la dispersion ainsi que les réflexions des ondes acoustiques au sein de l'échantillon diélectrique étudié. Après une correction de la forme de l'onde impulsionnelle électrique entrée dans le modèle de manière à être identique au signal expérimental, ce modèle a permis de définir une fonction de transfert caractéristique du banc de mesure sous forme d'une matrice représentative d'un système linéaire et variant dans le temps. Cette matrice est ensuite utilisée dans des méthodes de régularisation pour retrouver la densité de charge de l'échantillon à partir d'un signal de tension expérimental. La première méthode employée est la régularisation de Tikhonov qui est une méthode analytique couramment utilisée avec la PEA. La deuxième méthode consiste à utiliser des algorithmes d'optimisation pour recouvrer la charge. L'algorithme considéré dans cette thèse est l'algorithme à régions de confiance.

Le quatrième et dernier chapitre est consacré à une mise à l'épreuve expérimentale du nouveau traitement du signal PEA. En effet, il est appliqué aux signaux de tension PEA issus des différentes configurations du banc de mesure PEA accessibles au laboratoire LAPLACE. Le but de cette étude est d'analyser l'impact de ces différentes configurations sur le nouveau traitement du signal. Après une brève introduction des différents générateurs d'impulsion, des différentes cellules et des différents échantillons dont dispose le LAPLACE, le nouveau traitement est utilisé pour étudier son comportement pour : *i)* différentes formes d'impulsion

électrique ; *ii*) des matériaux de natures différentes (LDPE et PTFE) ; *iii*) différentes configurations du banc de mesure PEA.

Chapitre 1 :

Des contraintes spatiales d'un satellite à la mesure PEA

Ce chapitre traite dans une première partie des contraintes électrostatiques d'un satellite dans son environnement spatial, de leurs conséquences telles que les phénomènes de décharges électrostatiques (DES) et des techniques de mesure de charge d'espace qui permettent de prévenir ces anomalies lors de la conception du satellite. Parmi ces techniques de mesure de charge d'espace, les méthodes acoustiques sont les plus compatibles pour l'étude de matériaux diélectriques en environnement spatial et la méthode PEA (pour Pulsed Electro-Acoustic) a été étudiée dans cette optique.

La deuxième partie de ce chapitre présente un état de l'art de l'évolution de la modélisation de la technique de mesure PEA à géométrie plane. Cette technique a d'abord été modélisée analytiquement, puis au travers de modèles électriques sous le logiciel PSpice. Les simulations numériques issues du modèle PSpice ont aidé à la compréhension matérielle de la PEA mais elles ont également permis d'améliorer la compréhension et la qualité du traitement du signal de la méthode.

La troisième partie de ce chapitre est un état de l'art de l'évolution du traitement du signal de la PEA à géométrie plane. Deux approches, une fréquentielle et une temporelle, sont décrites dans le but de poser leurs hypothèses, d'expliquer leurs principes et d'exposer leurs limites comme celles concernant la mesure de la charge d'espace de diélectriques utilisés sur les satellites.

I.1 Contexte spatial

Le satellite Eureka (European Retrievable Carrier) est un satellite technologique de l'agence spatiale européenne (ESA) qui a été mis en orbite le 31 juillet 1992. Il a été ramené sur Terre le 1 juillet 1993 dans le but d'étudier l'incidence de l'environnement spatial (micrométéorite, débris spatiaux, activité solaire, etc.) sur ses composants. La constatation d'une anomalie sur un panneau solaire due à une décharge électrostatique rappelle l'importance de programmes d'essais pour sécuriser un maximum un satellite avant son lancement. Ces programmes peuvent porter sur des essais d'architecture électronique et de compatibilité électromagnétique comme c'était le cas du programme SEMCAP (Specification and Electromagnetic Compatibility Program) pour le satellite Voyager [1], [2]. D'autres programmes de protection portent sur l'étude du transport de charges dans un satellite en environnement spatial. Les essais peuvent être numériques à l'aide de logiciels tels que NASCAP (NASA Charging Analyzer Program) utilisé lors de la conception du satellite Galileo [3]. Des essais matériels complémentaires peuvent être réalisés par le biais de méthodes de mesure de charge d'espace telles que la PEA qui constitue le cœur de mes recherches dans le cadre de cette thèse et dont le principe sera abordé à la fin de cette partie.

I.1.1 Le satellite dans son environnement spatial

La conception d'un satellite se déroule sur plusieurs années, voire plusieurs dizaines d'années, avant son lancement. Elle doit en outre :

- remplir les exigences de la mission ;
- proposer des compromis performances/coûts en révisant éventuellement les exigences ;
- respecter les règlements ;
- être le mieux adapté aux moyens sols existants ;
- bénéficier du retour d'expérience ;
- prendre en compte les contraintes technologiques, de l'environnement spatial et du lancement.

Un grand nombre de paramètres sont à prendre en compte pour respecter au mieux les contraintes listées ci-dessus. Néanmoins, la connaissance de l'environnement spatial permet d'avoir une idée claire quant aux matériaux à utiliser afin de se protéger des contraintes thermiques, radiatives, mécaniques et du rayonnement.

I.1.1.1 Des matériaux diélectriques pour protéger le satellite

L'environnement spatial présente plusieurs spécificités telles que :

- de forts gradients de températures ;
- des particules chargées en mouvement ;
- du rayonnement ;
- des agents chimiques agressifs (oxygène atomique) ;
- des débris qui ont des vitesses relatives importantes par rapport à celle du satellite.

Ces particularités doivent être abordées afin d'assurer la mission car elles peuvent être nocives et compromettantes. Par exemple le satellite « Spot 4 » [4], qui a été désorbité en 2013, subissait un gradient de température considérable. En effet, la principale source chaude provenant du rayonnement solaire, de l'albédo (flux solaire réfléchi par la terre) et du rayonnement tellurique terrestre (rayonnement infrarouge), pouvait faire monter la partie exposée du satellite aux alentours de 80°C , tandis que la partie ombragée se rapprochait de -200°C par manque de convection. Une telle différence de température n'était pas convenable pour les constituants de ce satellite. Par exemple l'électronique embarquée était typiquement fonctionnelle de -20°C à 50°C . Par conséquent, un contrôle thermique doit être employé pour réguler en température les éléments souhaités d'un satellite. Ce contrôle nécessite notamment de recouvrir une partie du satellite avec un revêtement afin de diminuer les pertes par radiation thermique. Ce revêtement est classiquement constitué d'une couche externe de Kapton et de plusieurs couches internes de Mylar [4], [5].

Une autre spécificité de l'environnement spatial est due à la présence de particules chargées qui sont plus ou moins nocives selon leur niveau d'énergie (cf. I.1.1.3) et donc selon l'orbite du satellite (cf. I.1.1.2). Elles peuvent notamment provenir de l'ionosphère, des

ceintures de radiations ou directement du vent solaire (lors d'une activité solaire intense). Ces particules peuvent endommager les matériaux semi-conducteurs présents sur la surface externe du satellite. C'est le cas des panneaux solaires qui sont par ailleurs les éléments qui ont la plus grande surface exposée aux particules environnantes. Par exemple, le silicium ou le germanium, selon la technologie des cellules photovoltaïques, peuvent être ionisés ou peuvent subir des déplacements atomiques. Ces dommages diminuent fortement le rendement du panneau solaire et peuvent être irréversibles. C'est pourquoi une vitre de protection, le *coverglass*, est posée sur les cellules photovoltaïques afin de les protéger des radiations et du rayonnement. Les matériaux utilisés pour le *coverglass* sont des diélectriques, principalement de la silice et également un peu de cérium qui permet d'apporter une protection au rayon UV [6], [7]. L'épaisseur du *coverglass* varie en fonction de la mission souhaitée et de l'énergie d'irradiation qui sera perçue et qui est souvent fonction de l'orbite du satellite.

I.1.1.2 L'environnement radiatif selon l'orbite de travail

L'orbite de travail souhaitée donne une connaissance, à priori, de l'environnement spatial et de ses flux radiatifs. Les orbites peuvent être caractérisées par leur altitude, leur inclinaison ou leur trajectoire. Il existe 3 principales familles définies par leur altitude :

- les orbites terrestres basses LEO (Low Earth Orbit) situées entre 120 km et 2000 km de la surface de la Terre. Elles sont beaucoup utilisées pour des applications scientifiques telles que l'observation de la terre. Ce sont des zones de plasma dense et relativement froid contenant des particules énergétiques de quelques dixièmes d'électron-volt. Ces particules proviennent de l'ionosphère qui est une région comprise entre 60 km et 800 km ;
- les orbites terrestres moyennes MEO (Medium Earth Orbit) sont situées entre 2000 km et 36000 km . C'est sur cette limite haute que se situent les orbites géostationnaires GEO (GEostationary Orbit) qui permettent au satellite d'avoir la même période de révolution que la terre et ainsi d'observer un point fixe. Les orbites MEO se situent au même niveau que des ceintures de radiations ayant des particules énergétiques allant jusqu'à la dizaine de mégaélectron-volts pour les électrons et 500 MeV pour les protons. D'autre part, une activité solaire intense (éruptions solaires, éjections de masse coronal) peut exposer les satellites à des ions d'énergie allant à la dizaine de mégaélectron-volts, en plus de protons d'énergie allant à 500 MeV ;
- les orbites terrestres hautes HEO (High Earth Orbit) sont situées au-delà des 36000 km de la GEO et servent à des missions spécifiques telles que l'observation du soleil. Ces orbites se situent en dehors des ceintures de radiations mais sont soumises aux éruptions solaires et aux particules des rayons cosmiques qui ont une énergie de l'ordre du gigaélectron-volt .

La Figure I.1 récapitule les types de particules et leurs énergies en fonction de leurs distances à la terre.

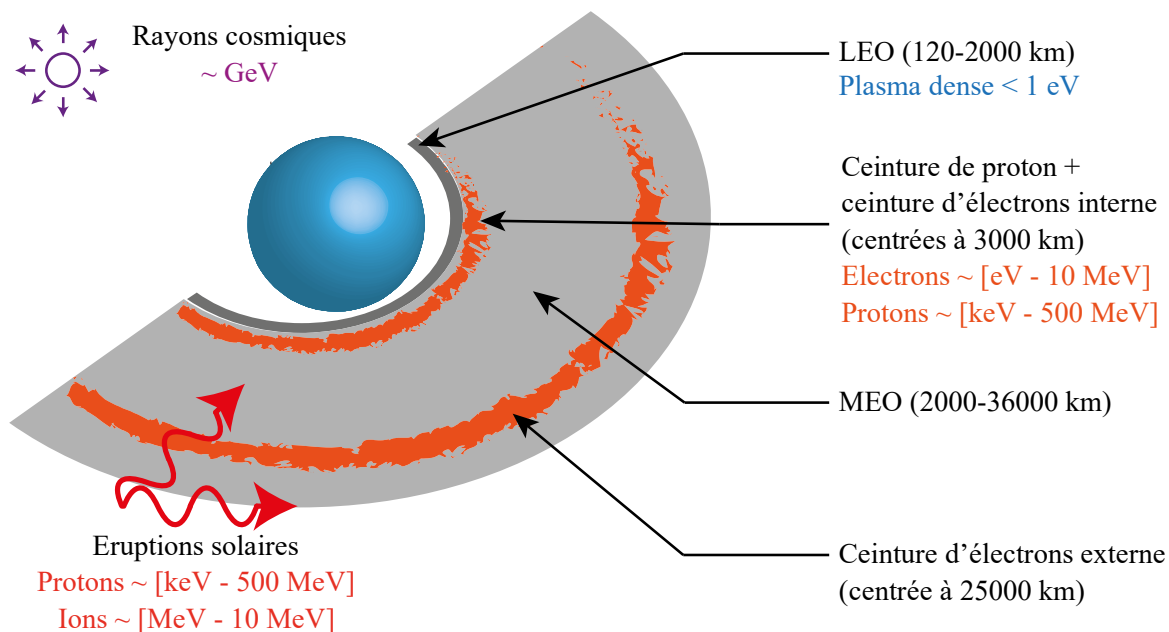


Figure I.1. Types de particules, et énergies correspondantes, en fonction de leurs distances à la terre

I.1.1.3 Les effets des particules en fonction de leur énergie

Pour les orbites MEO et GEO, le satellite baigne dans un plasma chaud où les électrons de la partie haute du spectre, issues des ceintures de radiations ou des flux de sous-orages, ont la capacité de s'implanter en profondeur (à quelques microns) dans les matériaux de surface. Les particules environnantes les plus énergétiques peuvent traverser les matériaux diélectriques et migrer dans les parties internes du satellite (gaines de câble, conducteurs flottants, etc.) et ainsi augmenter le risque de claquages diélectriques internes.

Pour les orbites basses (LEO), le plasma est dense, peu énergétique et n'injecte pas de charge dans le satellite. C'est seulement à la traversée des ovales auroraux, à l'instant précis d'une précipitation aurorale de forte amplitude, qu'on peut retrouver la même ambiance qu'en orbite GEO (plasma chaud). Néanmoins, ces conditions de charge dangereuses ne durent que quelques secondes. La Figure I.2 résume les risques associés aux énergies des particules qui impactent le satellite [8].

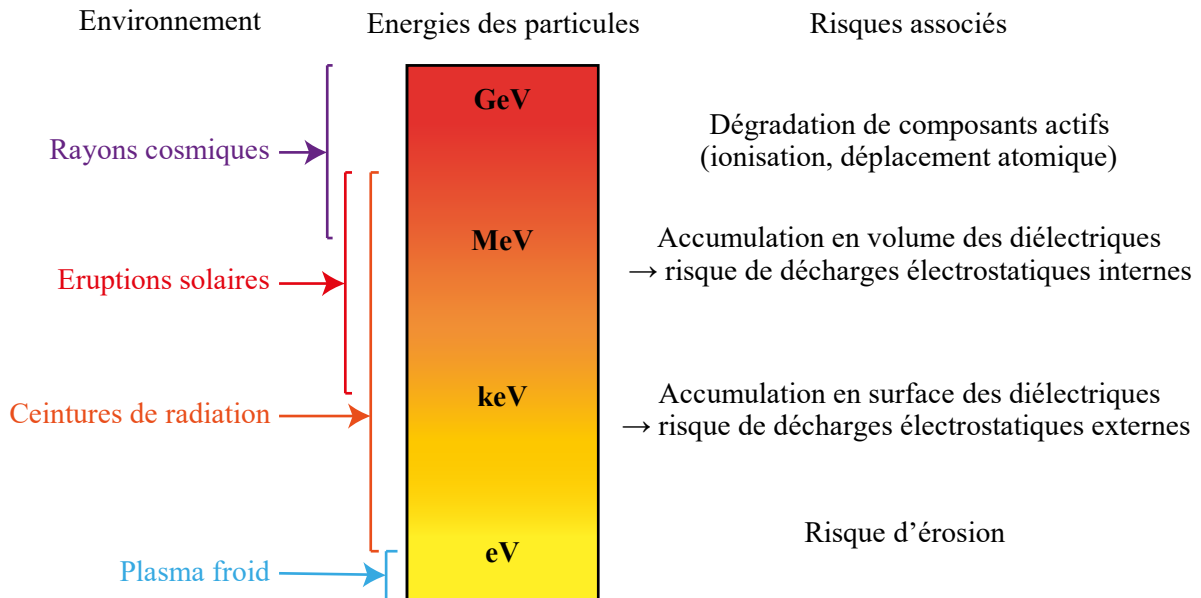


Figure I.2. Risques associés aux énergies des particules

Dans du plasma froid et dense, le risque électrostatique dû à l'impact des particules incidentes sur la structure diélectrique du satellite est très faible. Ce n'est pas le cas dans du plasma plus chaud et moins dense où des isolants diélectriques (revêtement thermique, coverglass, gaine de câble) subissent des phénomènes de charges puis de décharges.

I.1.2 Charges et décharges électrostatiques

I.1.2.1 La charge du satellite jusqu'à son équilibre électrostatique

Il faut distinguer la charge différentielle qui porte des parties du satellite à des potentiels différents de la charge absolue qui porte l'ensemble du satellite à un potentiel différent de celui du plasma environnant. La Figure I.3 représente le mécanisme d'équilibre de la charge absolue du satellite en environnement spatial :

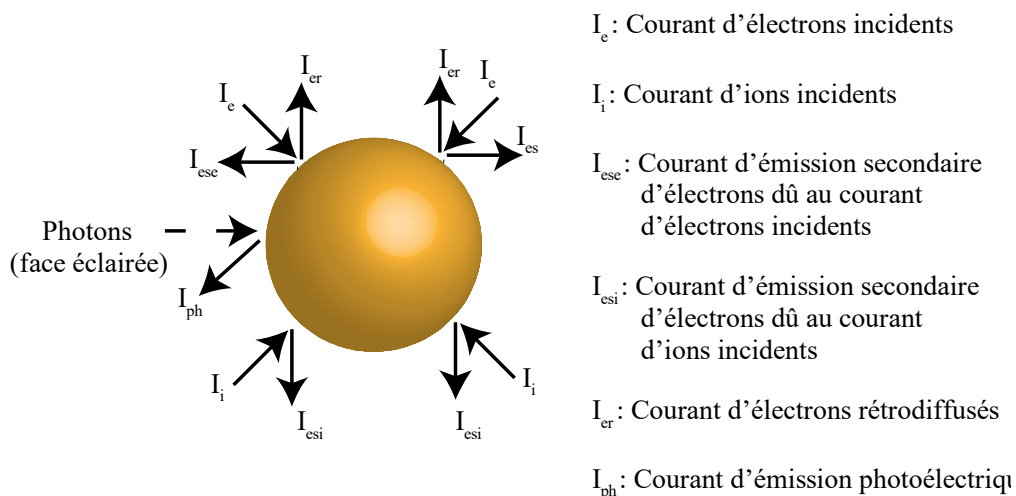


Figure I.3. Equilibre électrostatique d'un satellite

L'équilibre électrostatique du satellite est atteint lorsque la somme des courants cités sur la figure ci-dessus est nulle. A chaque instant les particules incidentes/émises seront

repoussées/attirées par le potentiel absolu du satellite. Un satellite totalement ombragé va tendre à avoir une charge absolue négative [9]. En effet, la vitesse des électrons est 43 fois supérieure à celle des ions et le satellite a tendance à ne « voir » que les électrons [10]. Lorsque qu'une partie du satellite est ensoleillée, l'émission photoélectrique éjecte des électrons vers l'espace et fait tendre la partie ensoleillée vers un potentiel local légèrement positif, mais le potentiel absolu du satellite reste négatif. Dans les deux cas, le potentiel local d'un élément diélectrique tendra vers une valeur d'équilibre grâce aux effets combinés des courants d'émission secondaire vers l'espace et des courants de fuite vers la structure du satellite [11]. Néanmoins, l'accumulation de ces charges dans le volume d'un élément diélectrique engendre notamment des risques de compatibilité électromagnétique (CEM) et des risques de décharges électrostatiques (DES) [12].

I.1.2.2 Différents types de décharges électrostatiques possibles

Les scénarios de décharges électrostatiques sont possibles s'il y a une tension dite « critique » d'au moins $500V$ en valeur absolue entre la surface d'un diélectrique et celle d'un métal adjacent [5], [13]. Si cette tension est négative, alors les électrons du diélectrique se déchargeront vers le métal et si la tension critique est positive alors c'est les électrons du métal qui se déchargeront vers le diélectrique.

I.1.2.2.1 Décharge électrostatique d'un matériau diélectrique

Le processus démarre lorsque la tension entre le potentiel d'un diélectrique et d'un métal avoisinant devient inférieure à $-500V$. Il existe 3 principaux mécanismes de décharges d'un diélectrique en environnement spatial [5], [12], [14] :

- le perçage diélectrique (punch through) qui est le claquage classique d'un matériau diélectrique. Ses charges emmagasinées et celles de la masse électrique percent le diélectrique pour se recombinaison ;
- la décharge de surface (flash-over) qui s'amorce en général à partir d'un perçage diélectrique qui crée un plasma au niveau de la surface qui devient donc conductrice. En présence d'un champ électrique parallèle à la surface (cf. Figure I.4), le plasma va créer un courant de surface alimenté par les électrons emmagasinés de faibles profondeurs. Ce courant se propage jusqu'à se refermer sur une masse environnante ;
- l'expansion de charge d'espace (blow-off) est le phénomène d'éjection d'électrons vers l'espace (émission secondaire, photoémission). Ces électrons créent un courant à l'extérieur du diélectrique en suivant des lignes de champs et peuvent se déposer sur une masse environnante pour équilibrer la charge absolue du satellite.

Ces trois mécanismes peuvent avoir lieu simultanément dans un scénario de décharge. Un matériau diélectrique se charge d'électrons de par l'environnement spatial. Lorsque son

potentiel devient critique par rapport à celui d'une masse métallique connectée, un perçage diélectrique a lieu, élève la température du diélectrique, et génère un plasma conducteur à la surface. Si l'architecture métallique du satellite permet de créer un champ électrique longitudinal à la surface (cf. Figure I.4), alors ce champ va dissocier un atome en un ion et un électron. L'électron rejoint la masse métallique en créant un courant tandis que l'ion vient compenser la charge électronique de la surface du diélectrique en lui substituant un atome qui va à son tour se faire dissocier par le champ et ainsi créer un courant électrique. A la fin de la décharge de surface, il reste une double couche d'ions positifs et d'électrons qui peut prendre plusieurs heures pour se neutraliser. Cette couche supérieure d'ions positifs est appelée « métallisation du diélectrique ». Elle peut notamment se neutraliser en partie en attirant les électrons issus du phénomène d'expansion de charge d'espace qui suivent les lignes de champ à l'extérieur du satellite. La Figure I.4 illustre ce scénario de décharge électrostatique d'un diélectrique.

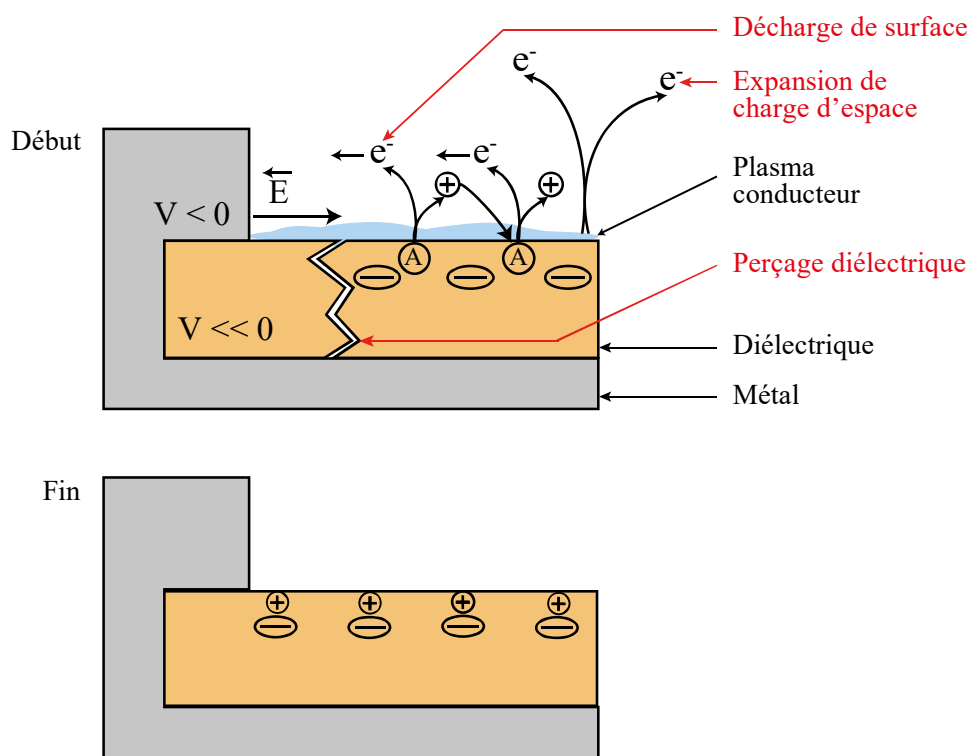


Figure I.4. Scénario de décharge électrostatique d'un diélectrique

Les décharges électrostatiques peuvent provenir des matériaux diélectriques mais également de parties métalliques du satellite.

I.1.2.2.2 Décharge électrostatique d'un conducteur métallique

Le processus démarre lorsque la tension critique entre le potentiel d'un diélectrique et d'un métal avoisinant devient supérieure à environ $500V$. Il y a alors une émission de charges du métal vers le diélectrique. Ce phénomène est appelé décharge métallique ou décharge en gradient de potentiel inversé. Les électrons émis par le métal arrivent sur le diélectrique et arrachent par émission secondaire plusieurs autres électrons. Par conséquent la différence de

potentiel augmente, donc le champ émis augmente, et ainsi le phénomène s'accroît jusqu'à créer une avalanche qui décharge complètement le métal. Ce phénomène est d'autant plus violent si le métal initialement chargé est flottant, c'est-à-dire pas mis à la masse (structure du satellite). En effet, la capacité d'une simple métallisation flottante de quelques centimètres carrés est plusieurs dizaines de fois supérieure à la capacité de la structure du satellite en orbite GEO (200 pF à 300 pF). Par conséquent, l'énergie mise en jeu lors de la décharge sera plus importante et plus nocive. C'est pour cette raison que toutes les parties métalliques d'un satellite doivent être mises à la masse. La Figure I.5 schématise ce scénario de décharge électrostatique d'un conducteur métallique.

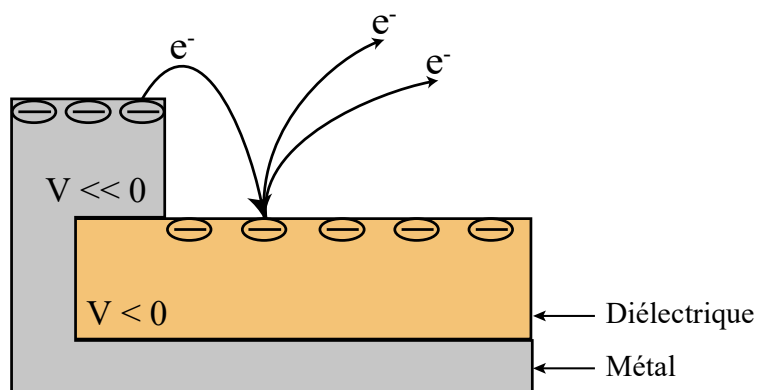


Figure I.5. Scénario de décharge électrostatique d'un conducteur métallique

Afin d'illustrer le principe de la décharge électrostatique d'un conducteur métallique, le scénario de décharge d'un générateur solaire est décrit. Les panneaux solaires sont orientés vers le soleil et les photons incidents vont décharger, par photoémission, une partie des électrons de surface de sa vitre de protection (coverglass fait d'éléments diélectriques). Par conséquent, les matériaux diélectriques du coverglass se chargent à un potentiel moins négatif que celui du satellite. La différence de potentiel entre le coverglass et un interconnecteur de cellules photovoltaïques (élément métallique) provoque une décharge électrostatique qui peut amorcer un arc électrique entre deux cellules. Cet arc est un court-circuit et réduit la puissance du générateur. Le phénomène peut durer dans le temps si la tension du générateur est suffisamment élevée pour entretenir l'arc [11]. La Figure I.6 montre une photo d'un panneau solaire du satellite Eureka après avoir subi un arc électrique en vol.

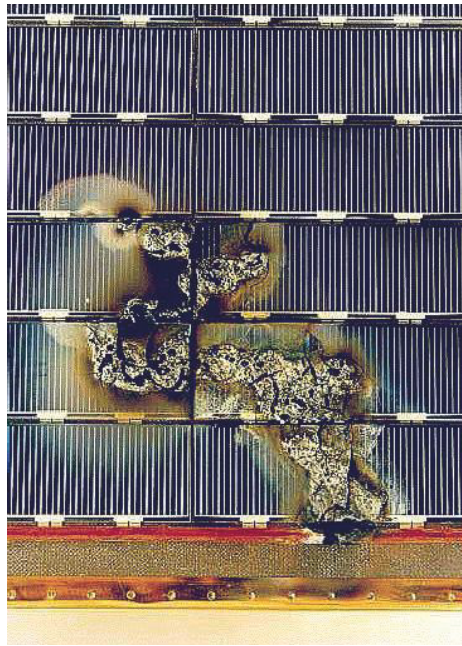


Figure I.6. Photographie d'un panneau solaire du satellite Eureca après avoir subi un arc électrique en vol

I.1.3 L'étude de la charge d'espace

I.1.3.1 Une nécessité

La « charge d'espace » est l'excès de charges électriques présent dans le volume d'un diélectrique. Dans le cas des matériaux diélectriques qui constituent un satellite, la charge d'espace modifie l'équilibre électrostatique du satellite, engendre des risques de compatibilité électromagnétique (CEM), et provoque des phénomènes de décharges électrostatiques (DES). De plus, ce cumul de charges cause également des changements de propriétés électriques (conductivité induite, etc.), chimiques et mécaniques des diélectriques par des processus de vieillissement [15], [16]. Ces modifications des caractéristiques des diélectriques peuvent accentuer les phénomènes de DES qui peuvent endommager de manière irréversible des éléments du satellite et par conséquent mettre en péril l'intégrité de la mission [17]. C'est pourquoi le satellite est protégé au mieux vis-à-vis des DES avant d'être mis en orbite. La méthodologie adoptée afin de penser la protection du satellite est basée sur trois axes :

- le choix des matériaux propres à éviter des DES ;
- la conception des circuits électroniques pour réduire leur sensibilité aux DES ;
- des essais pour vérifier la validité des points précédents.

Les essais de validation peuvent être numériques. Les logiciels très utilisés en Europe sont SPIS (Spacecraft Plasma Interaction Software [18]), NASCAP (NASA Charging Analyzer Program [19], [20]) et ESADDC (ESA Dielectric Deep Charging [21]). Ils permettent d'avoir une bonne compréhension de la charge du satellite dans son ensemble, en particulier de son potentiel absolu. Néanmoins, le maillage numérique du satellite a une résolution trop grossière pour juger les conditions de claquage de manière plus locale.

Les essais de validation peuvent également être réels et certains ont directement été réalisés dans l'espace. En effet, le satellite SCATHA (Spacecraft Charging at High Altitude) a réalisé une mission en 1979 en orbite quasi-géostationnaire (28000 km) afin de récolter des informations sur les effets de la charge d'espace sur sa surface [22], [23]. Cependant, les essais matériels se font le plus souvent en laboratoire comme par exemple avec l'enceinte SPIDER (Storage of Post Irradiated Dielectrics for Electron Relaxation), du DESP-Toulouse. Elle permet de stocker sous un vide d'un dixième de millipascal et pendant plusieurs années des matériaux spatiaux préalablement chargés dans l'enceinte SIRENE ou GEODURE. Les matériaux diélectriques en sortie de l'enceinte SPIDER sont traités par le biais de techniques de mesure de la charge d'espace. Ces techniques permettent d'étudier les mécanismes de relaxation des charges injectées, le vieillissement ainsi que les effets d'ionisation dans les matériaux diélectriques.

I.1.3.2 Les techniques de mesure de la charge d'espace

Les techniques de mesure de la charge d'espace, dans leur ensemble, peuvent être réparties en deux familles :

- Techniques globales pour la mesure des effets de la charge d'espace

Les techniques globales permettent d'acquérir une information sur la quantité de charge d'espace présente dans l'échantillon mais ne permettent pas d'en obtenir une distribution spatiale. De plus, ces méthodes peuvent être destructives, c'est-à-dire qu'elles modifient l'état de charge de l'échantillon lors de la mesure et ne sont donc pas appropriées à l'étude de l'évolution de la charge dans le temps (sous contrainte thermique, par exemple.). Parmi ces techniques, il y a :

- la mesure du potentiel de surface qui permet de mesurer le courant en surface et qui est proportionnel à l'intégration de la distribution de la charge sur l'épaisseur d'un diélectrique [24], [25] ;
- la méthode des courants thermostimulés (CTS) qui permet de mesurer le courant de dépolarisation, d'un matériau préalablement polarisé, et de remonter au pic de courant de dépiégeage des charges et du réarrangement des dipôles [26]–[29] ;
- la méthode miroir ou SEMME (Scanning Electron Microscopy Effect) qui permet de remonter à la densité de charge et d'estimer la charge maximale que peut stocker un matériau [30]–[33].

- Techniques locales pour la mesure de la charge d'espace

Les techniques locales permettent de retrouver une distribution spatiale de la charge d'espace du matériau. Leur principe est de modifier l'état initial des charges par une

perturbation (thermique ou acoustique) et de mesurer le courant (ou la tension) induit(e) dans le circuit fermé (ouvert). La connaissance de la perturbation, en plus de la mesure du courant (ou de la tension), permet de retrouver une distribution spatiale de la charge.

La perturbation peut être thermique, c'est le cas des méthodes :

- TPM (Thermal Pulse Method) [34]–[39] ;
- TSM (Thermal Step Method) [40], [41] ;
- LIMM (Laser Intensity Modulation Method) [42]–[44] ;
- FLIMM (Focused Laser Intensity Modulation Method) [45]–[50].

La perturbation peut aussi être acoustique ou électrique :

- LIPP (Laser Induced Pressure Pulse) [39], [43], [51]–[53] ;
- PIPWP (Piezoelectrically Induced Pressure Wave Propagation) [54]–[58] ;
- PEA (Pulsed Electro-Acoustic) [59]–[65].

Les techniques thermiques ont globalement une résolution spatiale proche de la surface plus fine que celle des techniques acoustiques. Néanmoins, la diffusivité de la chaleur dégrade cette résolution avec la profondeur, ce qui n'est pas le cas des méthodes acoustiques qui sont donc plus adaptées pour la mesure de charges situées dans le volume d'échantillon relativement épais. De plus, le temps d'acquisition d'un profil de charges est généralement plus long pour les méthodes thermiques. D'autre part, l'utilisation de méthodes thermiques est compliquée pour l'étude de diélectriques spatiaux en condition d'irradiation *in situ* car l'absence de convection dans le vide annihile l'utilisation de source chaude convective. Une source par rayonnement thermique comme le laser de la FLIMM est envisageable, cependant ce dernier pourrait induire un courant de photoémission sur la surface du diélectrique aux alentours de certaines longueurs d'onde. En définitive, les techniques acoustiques semblent donc plus adaptées pour l'étude de diélectriques spatiaux et c'est pourquoi la PEA est utilisée par le CNES depuis plusieurs années [65]–[68]. Le paragraphe suivant introduit succinctement son principe et l'utilisation qui en est faite.

A noter qu'il existe également une méthode optique afin de mesurer la distribution de charge dans un diélectrique [69]. Néanmoins, sa mise en œuvre expérimentale est plus complexe que celle des méthodes précédentes et son utilisation est moindre. Effectivement, il faut viser un matériau diélectrique avec un laser et pouvoir récupérer, via un système de réflexion, la composante qui a traversé l'échantillon. La différence de phase entre la composante initiale et la composante réfléchie du laser permet de retrouver le profil de charges du matériau. En effet, la présence de charges induit un champ électrique qui modifie l'indice de réfraction du milieu, soit par l'effet de Pockels [70] généralement pour les matériaux cristallins, ou par l'effet de Kerr [71], [72] généralement pour les liquides.

I.1.3.3 La méthode PEA

En 1987, Takada [59] a développé la technique de mesure de charge d'espace PEA pour pallier la non-résolution spatiale en profondeur des techniques sans résolution spatiale. Une impulsion de tension est appliquée à un échantillon chargé afin de créer une onde acoustique qui se propage de l'échantillon jusqu'à un capteur piézoélectrique qui la convertit en un signal de tension représentatif de la densité de charge (cf. Figure I.7). Le pic de tension le moins atténué correspond au plan de charges capacitives proche de l'électrode de masse alors que le plus atténué provient de celui proche de l'électrode Haute-Tension (HT). Le principal avantage de la PEA par rapport à la PIPWP est que le circuit électrique d'acquisition (amplificateur + oscilloscope) est déconnecté des électrodes, de telle manière à pouvoir investiguer l'évolution de la charge d'espace sous des contraintes de champ de polarisation importantes, sans risquer d'endommager l'amplificateur [73]. A noter que par la suite on appellera « banc de mesure PEA » l'ensemble : générateurs, échantillon étudié et cellule (tête d'excitation, électrodes, capteur et amplificateur). La Figure I.7 schématise la technique de mesure PEA.

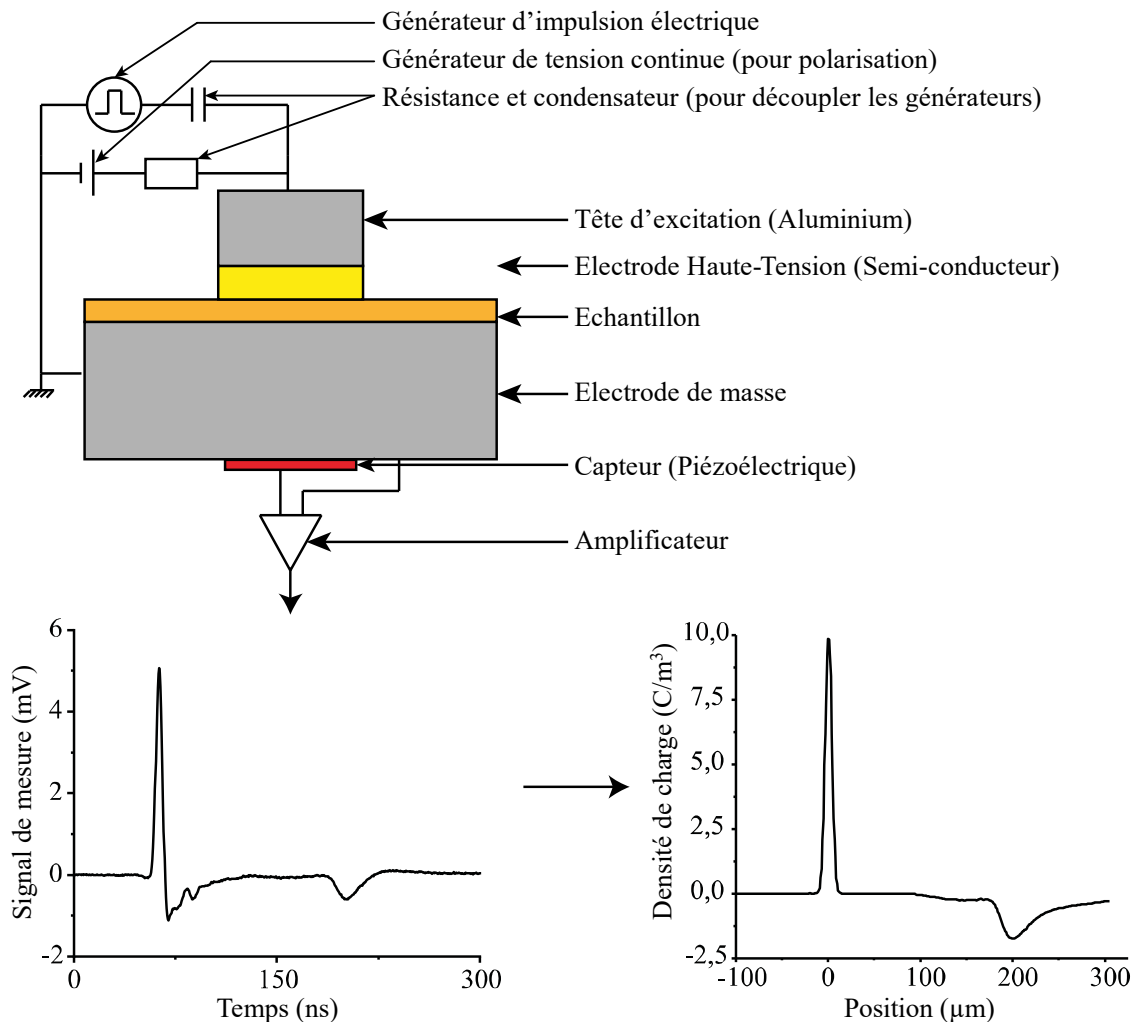


Figure I.7. Schéma de la technique de mesure PEA

La résolution spatiale de cette méthode dépend principalement de la durée de l'impulsion électrique, de l'épaisseur du matériau piézoélectrique, de la résistance d'entrée de

l'amplificateur et du traitement du signal employé. Cette résolution permet typiquement l'étude de diélectrique d'épaisseur supérieure à la centaine de microns.

Au fil du temps, la méthode PEA a été adaptée à plusieurs configurations expérimentales :

- les systèmes PEA 2D et PEA 3D qui permettent de cartographier la distribution de charges d'un échantillon [74]–[78]. Les premiers systèmes sont inspirés de la méthode PIPWP 3D et consistent à balayer un échantillon en surface avec un capteur piézoélectrique contrôlé par une table XY [79], [80]. Une lentille acoustique est positionnée entre le capteur et l'échantillon pour détecter uniquement les ondes acoustiques qui proviennent du faisceau focalisé. De cette manière, la résolution latérale (XY) est affinée sans réduire le diamètre du capteur piézoélectrique. Le système lentille + capteur est enfermé dans une boîte blindée remplie de mercure afin d'assurer une bonne propagation de l'onde acoustique tout en évitant les réflexions [74]. L'inconvénient de ces premiers dispositifs est le temps de mesure nécessaire pour scanner l'intégralité de la surface de l'échantillon. Il faut compter 200 secondes pour une surface de 5 millimètres carrés avec un pas de 0.5 millimètre suivant X et Y. Par la suite, de nouveaux systèmes PEA 3D ont été développés afin de notamment réduire le temps d'acquisition [75], [81]. Ils consistent à utiliser une cellule PEA classique pour laquelle le capteur piézoélectrique est remplacé par une matrice (XY) de capteurs piézoélectriques, chacun ayant son propre amplificateur. Le temps d'acquisition est d'environ 1 seconde ;
- la PEA avec tête « sans contact » qui est basée sur le principe de la « strip-line » [82]–[85] et qui permet l'étude temporelle de la distribution de charges pendant, et après, l'irradiation. Pour cela, l'électrode HT est positionnée à environ un millimètre au-dessus de la surface flottante de l'échantillon qui peut être irradié de la même manière qu'un élément diélectrique externe d'un satellite. La résolution spatiale de cette méthode est la même que celle de la PEA classique ;
- la PEA dans ses configurations géométriques pour l'étude de la charge d'espace de câbles HT [63], [79], [86]–[90]. Les configurations sont classées selon la forme de l'électrode de détection (plate ou incurvée) et selon le mode d'application de l'impulsion électrique (par l'intermédiaire du conducteur central, de la cellule PEA, ou du semi-conducteur externe) ;
- la PEA 3H (« High voltage, High repetition, High spatial resolution ») pour mesurer une distribution de charges sous une tension de 60 kV , sans moyennage et toutes les $10\ \mu\text{s}$ à l'aide d'un générateur d'impulsion à 100 kHz [91] ;
- une PEA supportant une gamme de température allant de -196°C à $+150^\circ\text{C}$ [92], [93] ;

- une PEA portable qui a la particularité de fournir une impulsion électrique d'une forme proche de l'inverse de la réponse impulsionnelle du système [94]. De cette manière, la tension lue en sortie de la PEA peut être interprétée comme étant directement la distribution de charges.

La motivation de cette thèse est de pouvoir développer une méthode PEA à géométrie plane qui permette d'estimer la charge d'un échantillon diélectrique dans les cas de figure suivants :

- pour l'étude d'échantillons qui atténuent et dispersent les ondes acoustiques, représentatifs des matériaux utilisés dans les couvertures thermiques des satellites [95] ;
- pour l'étude d'échantillons par la PEA avec tête « sans contact » [96], ce qui est représentatif de mesures en environnement spatial ;
- pour l'étude d'échantillons multicouche, ce qui est représentatif d'un panneau solaire semi-conducteur (couche de silicium ou de germanium dopé) recouvert du coverglass (couche de silice et de cérium) [97]. Les couvertures thermiques sont également constituées de différentes couches (kapton et mylar) [95] ;
- pour l'étude d'échantillons relativement fins (environ $< 50 \mu m$), représentatifs de l'épaisseur d'une couche de couverture thermique [95].

La méthode qui permettra de traiter les cas ci-dessus sera développée à partir de modèles et de traitements du signal existants de la PEA et pour lesquelles des états de l'art seront exposés dans les deux parties suivantes.

1.2 Etat de l'art de l'évolution de la modélisation de la PEA

Dans les années 90, et à la suite du développement de la première PEA par Takada et son groupe de recherche [59], plusieurs scientifiques se sont appliqués à détailler cette nouvelle technique de mesure au travers de modèles analytiques qui traduisent les phénomènes physiques qui y sont en jeu [61], [63], [64], [98]. Ces modèles permettent de mieux illustrer et de mieux comprendre le rôle des différents composants du banc de mesure PEA afin de préconiser la meilleure configuration expérimentale, pour un type de mesure souhaité. A partir de 2010, 10 ans après les dernières analyses notables de la PEA, des simulations de ces modèles analytiques ont été réalisées avec la méthode des éléments finis sur le logiciel COMSOL® [99], [65], [66], [100]. Quelques années plus tard, en 2014, d'autres simulations ont été réalisées à l'aide de modèles électriques équivalents réalisés sur le logiciel d'électronique PSpice [67], [68], [101], [102], ou sur le logiciel MATLAB® en 2018 [103]. L'objectif principal étant de pouvoir simuler, en s'affranchissant des contraintes expérimentales, l'impact des différents éléments du banc de mesure PEA sur le signal de sortie dans le but d'améliorer la qualité de la charge retrouvée après traitement du signal.

1.2.1 Modélisation analytique

La PEA a principalement été analysée afin d'établir un modèle de l'onde élastique générée par l'application d'une impulsion électrique sur un matériau diélectrique chargé. D'autres études ont porté sur la propagation de cette onde élastique au travers du banc de mesure PEA dans le but d'obtenir une expression fiable de la pression qui arrive sur la face avant du détecteur. Finalement, Bernstein réalisa un modèle analytique du détecteur piézoélectrique de la PEA.

1.2.1.1 Génération de l'onde acoustique

Le principe de la PEA repose sur la perturbation de l'équilibre entre les forces électrostatiques et les forces élastiques du matériau à étudier. L'application d'une impulsion électrique rompt cet équilibre et cause la création de forces élastiques supplémentaires qui induisent une onde élastique.

1.2.1.1.1 Densité de force électrostatique

Lors du déploiement de la méthode en 1987, Takada [59] et Maeno [60] considéraient deux termes dans l'expression de la densité de force électrostatique au sein d'un matériau. Le premier est la force volumique de Coulomb due à la présence d'une charge volumique ρ et d'un champ électrique E à la position de cette charge. Le second terme est causé par les dipôles εE induits par le champ électrique et la variation de la constante diélectrique ε . En 1991, Bernstein [61], [104] a introduit dans son analyse un terme directement corrélé à la structure du matériau. En effet, des domaines diélectriques répartis aléatoirement à l'intérieur d'un matériau déforment ce dernier sous l'action d'un champ électrique. Il s'agit de l'électrostriction caractérisé par le coefficient α , et qui varie avec le carré du champ électrique. Au début des années 2000, Holé [57], [63] a inclu le cas des matériaux possédant des dipôles permanents π tels que les diélectriques ferroélectriques. Finalement, en 2005 Lewiner [64] introduira un dernier terme également lié à la structure du matériau qui est la piézoélectricité inverse. Il est défini à partir du coefficient piézoélectrique e . D'ordinaire, cet effet génère une onde acoustique plus importante que celle due à l'effet d'électrostriction.

La densité de force électrostatique totale d'un matériau diélectrique possédant des charges, une constante diélectrique non-uniforme, des dipôles, un coefficient d'électrostriction non nul et un coefficient de piézoélectricité non nul, est

$$f = \rho E - \frac{1}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} E^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial (\alpha E^2)}{\partial x} + \pi \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{\partial (eE)}{\partial x} \quad (1.1)$$

Cette densité est donc passée de deux à cinq termes au fil des recherches. Lorsque le champ électrique E est temporellement constant, alors la densité de force électrostatique est à l'équilibre avec la densité de force élastique qu'elle engendre et aucune perturbation acoustique est générée.

I.2.1.1.2 Densité de force électrostatique pulsée

L'application d'une impulsion électrique au matériau diélectrique modifie le champ électrique de E à $E + \delta E$. Cette modification va changer la force électrostatique de f à $f + \delta f$, où la partie dynamique δf vaut [64]

$$\delta f = \rho \cdot \delta E - \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} E \cdot \delta E - \frac{1}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \delta E^2 - \frac{\partial (\alpha E \cdot \delta E)}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial (\alpha \cdot \delta E^2)}{\partial x} + \pi \frac{\partial \delta E}{\partial x} - \frac{\partial (e \cdot \delta E)}{\partial x} \quad (1.2)$$

La variation de la densité de force électrostatique δf est la source de l'onde élastique générée dans l'échantillon. Holé [63] exprime cette densité de force comme étant la divergence de la partie dynamique du tenseur de Maxwell δM afin de simplifier les calculs aux interfaces, et les discontinuités. Cette écriture permet également de regrouper tous les termes dans la dérivée spatiale

$$\delta f = \frac{\partial [\delta M]}{\partial x} = \frac{\partial \left[((\varepsilon - \alpha)E + \pi - e)\delta E + \frac{1}{2}(\varepsilon - \alpha)\delta E^2 \right]}{\partial x} \quad (1.3)$$

Avec la condition que l'impulsion électrique δE soit suffisamment faible ou suffisamment rapide pour supposer que les distributions de charges ρ , et de dipôles π , ne soient pas modifiées. Ce qui implique que [57]

$$\frac{\partial (\varepsilon (E + \delta E) + \pi)}{\partial x} = \rho \quad (1.4)$$

L'équation (1.3) est composée de termes qui dépendent de l'impulsion du champ électrique induite par l'impulsion de tension, et de termes qui dépendent du carré de cette impulsion du champ. Cette écriture permet de pouvoir facilement s'affranchir des termes qui dépendent du carré de l'impulsion avec des techniques expérimentales afin d'avoir une lecture plus directe de δf en fonction de δE . Par exemple, pour supprimer le terme du second ordre, Holé [57] soustrait une mesure réalisée à partir d'une impulsion positive à une mesure issue d'une impulsion négative. Une autre méthode pour supprimer le terme du second ordre et de d'abord le déterminer en réalisant une mesure avec échantillon exempt de charge, et puis de le soustraire à la mesure avec cet échantillon chargé. Enfin, pour un échantillon non-polaire et non piézoélectrique ($\pi = e = 0$), le terme du second ordre est négligeable sans aucune manipulation si le champ E est suffisamment fort. Ce cas de figure est possible lorsqu'un échantillon est polarisé à une tension d'amplitude en valeur absolue très supérieure à la moitié de celle de la tension de l'impulsion, $|V_{DC}| \gg \delta V / 2$.

Pour la suite de cette thèse, seule la force volumique de Coulomb sera considérée (premier terme de l'équations (1.1)) et engendrera une onde élastique (premier terme de l'équation (1.2)). Ce choix est validé sous l'hypothèse que pour nos matériaux étudiés, les

forces volumiques générées par l'électrostriction, par la polarité et par la piézoélectricité sont négligeables par rapport à celle de Coulomb.

I.2.1.2 Propagation de l'onde acoustique jusqu'au capteur piézoélectrique

La Figure I.8 illustre la densité de charge d'un échantillon caractérisé par la méthode PEA. Cette figure sert de base afin d'expliquer l'évolution de la modélisation de la pression exercée sur le détecteur piézoélectrique à partir de la densité de charge présente dans l'échantillon.

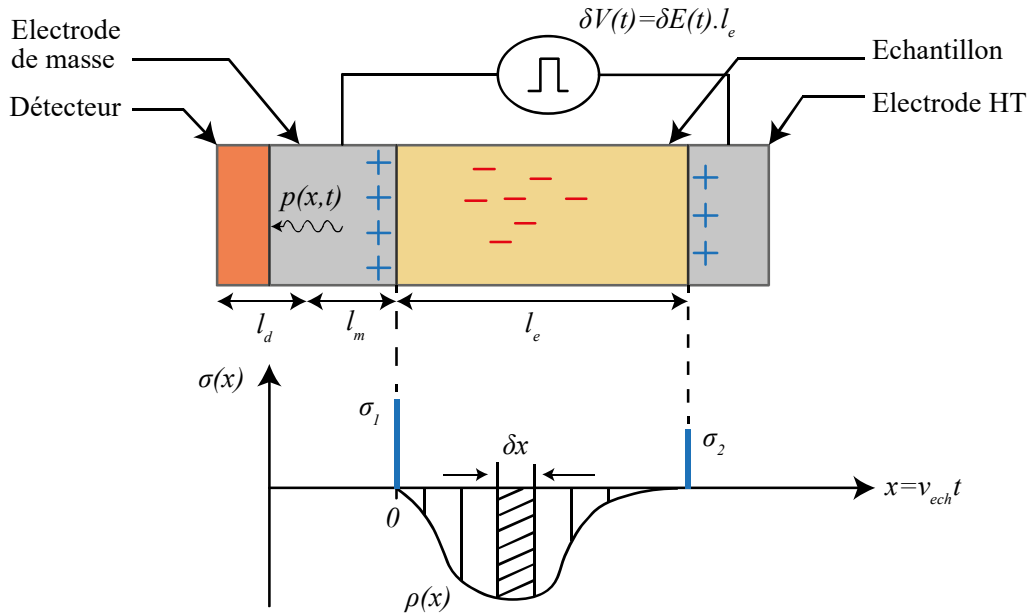


Figure I.8. Illustration de la densité de charge d'un échantillon et de la pression induite sur le détecteur

En 1987, Takada [59] modélise la pression $p(x,t)$ exercée au détecteur comme étant directement proportionnelle à l'impulsion du champ électrique qui l'a induite

$$p(x,t) = -\rho(x)\delta E(t)\delta x = \rho(x)\frac{\delta V(t)}{l_e}\delta x \quad (1.5)$$

Cette écriture impose que la densité de charge suit obligatoirement une distribution de Dirac, c'est-à-dire qu'elle est caractéristique d'une couche de charge infiniment petite $\rho(x)\delta x$. Cette définition ne permet donc pas de mesurer une distribution volumique de la densité de charge mais permet cependant de retrouver la quantité de charges globale ainsi que la localisation approximative d'un plan de charges. Takada [59] s'astreint à cette contrainte en étudiant uniquement des plans de charges capacitatives générés aux électrodes. Néanmoins, les différentes réflexions générées aux interfaces électrodes/échantillons ne sont pas directement prises en compte dans l'analyse de la pression mais seront approximées lors de la mesure de la réponse impulsionnelle du capteur.

Un an plus tard, Maeno [60] modélise la pression exercée sur la face avant du détecteur par le produit de convolution entre la densité de charge volumique et l'impulsion du champ électrique. En effet, il considère que la pression exercée sur une couche de charges $\rho(x)\delta x$ est une onde plane progressive qui se propage vers le piézoélectrique avec un retard $\frac{x}{v_e} + \frac{l_m}{v_m}$

$$\Delta p \left(x, t - \frac{l_m}{v_m} - \frac{x}{v_e} \right) = \frac{1}{l_e} \rho(x) \delta V \left(t - \frac{l_m}{v_m} - \frac{x}{v_e} \right) \delta x \quad (1.6)$$

Les paramètres v_e et v_m sont les vitesses du son respectivement dans l'échantillon, et dans l'électrode de masse. Le paramètre l_m est la longueur de cette électrode. La pression totale appliquée sur le capteur est la somme de celles exercées sur chaque couche de charges $\rho(x)\delta x$

$$p(t) = \frac{1}{l_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x) \delta V \left(t - \frac{l_m}{v_m} - \frac{x}{v_e} \right) \delta x \quad (1.7)$$

Un changement de variable permet de fixer le retard dans l'échantillon en fonction de la position du plan de charge $\tau = \frac{x}{v_e}$. Cette réécriture permet de définir la pression au niveau du détecteur proportionnellement au produit de convolution temporelle entre la distribution de la densité de charge $r(\tau) = \rho(\tau v_e)$ et l'impulsion

$$p(t) = \frac{v_e}{l_e} \int_{-\infty}^{+\infty} r(\tau) \delta V \left(t - \frac{l_m}{v_m} - \tau \right) d\tau \quad (1.8)$$

Cette expression de la pression permet de définir une distribution volumique de la densité de charge. Cependant, Maeno [60] ne modélise pas les réflexions de l'onde de pression aux différentes interfaces. Comme Takada, [59] une partie de ces réflexions sera prise en compte lors de la mesure de la réponse impulsionnelle du détecteur. En l'occurrence, Maeno [60] ne considère que les réflexions à l'interface entre l'échantillon et l'électrode de masse et à l'interface entre l'électrode de masse et le piézoélectrique. Les réflexions provenant de l'électrode HT ne sont donc pas modélisées ou intégrées dans la fonction de transfert du capteur.

En 1991, Bernstein [61] introduira l'influence des réflexions de l'onde de pression aux différentes interfaces. Trois années plus tard, Li [98] reformule cette incidence en distinguant trois pressions exercées au niveau du détecteur p_1 , p_2 et p_3 , qui proviennent respectivement des plans de charges σ_1 à l'interface de l'électrode de masse, σ_2 à l'interface de l'électrode HT et $\rho(x)\delta x$ au sein de l'échantillon. La Figure I.9 montre les principales réflexions et transmissions des ondes de pression au sein de l'échantillon.

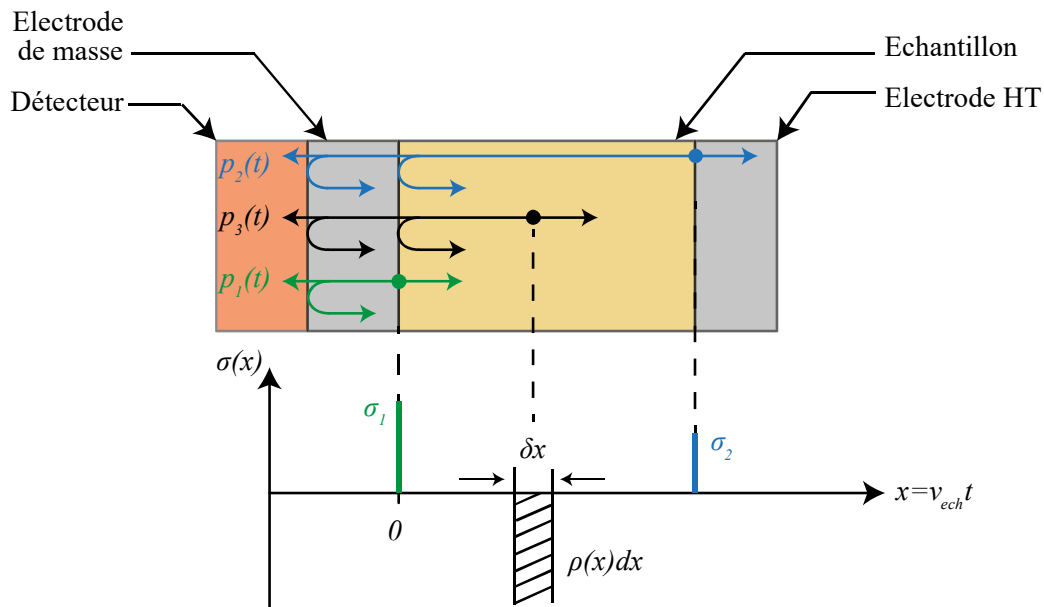


Figure I.9. Représentation des principales réflexions et transmissions des ondes de pression

$$p_1(t) = G_{e \rightarrow m} T_{m \rightarrow d} \frac{1}{l_e} \sigma_1 \delta V \left(t - \frac{l_m}{v_m} \right) \quad (1.9)$$

$$p_2(t) = G_{HT \rightarrow e} T_{e \rightarrow m} T_{m \rightarrow d} \frac{1}{l_e} \sigma_2 \delta V \left(t - \frac{l_m}{v_m} - \frac{l_e}{v_e} \right) \quad (1.10)$$

$$p_3(t) = G_{e \rightarrow e} T_{e \rightarrow m} T_{m \rightarrow d} \frac{1}{l_e} \rho(x) \delta V \left(t - \frac{l_m}{v_m} - \frac{x}{v_e} \right) \delta x \quad (1.11)$$

$G_{1 \rightarrow 2}$ et $T_{1 \rightarrow 2}$ sont les coefficients de génération et de transmission en amplitude de l'onde acoustique qui se propage d'un milieu 1 vers un milieu 2 (cf. II.2.3.2.4). Dans l'équation (1.11), le coefficient $G_{e \rightarrow e}$ vaut $\frac{1}{2}$ et donc uniquement la moitié de l'onde générée par le plan de charges au sein de l'échantillon se dirige vers le piézoélectrique. L'autre moitié se dirige dans le sens contraire. L'équation (1.8) peut donc être reformulée en prenant en compte les réflexions, sous l'hypothèse que la pression est induite par de la densité de charge suffisamment éloignée des électrodes

$$p(t) = \frac{T_{e \rightarrow m} T_{m \rightarrow d}}{2} \frac{v_e}{l_e} \int_{-\infty}^{+\infty} r(\tau) \delta V \left(t - \frac{l_m}{v_m} - \tau \right) d\tau \quad (1.12)$$

Le terme $\frac{l_m}{v_m}$ induit juste un retard et ne change pas la fonction de pression. Il pourra être retiré par la suite.

En 2000, Holé [63] retrouvera les résultats de Bernstein [61], et de Li [98], en passant par la fonction de Green qui donne la pression sur la face avant du détecteur à partir d'une densité de force dans l'échantillon.

En 1994, Li [105] a également étendu l'analyse de la propagation de l'onde élastique pour des milieux qui atténuent et dispersent. Elle introduit une nouvelle fonction de transfert de l'échantillon $(x, t') \rightarrow g(x, t')$ qui est convoluée à la pression au niveau du piézoélectrique

$$p(t') = \frac{T_{e \rightarrow m} T_{m \rightarrow d}}{2} \frac{v_e}{l_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} r(\tau) \delta V(t - \tau) d\tau \right] g(t' - t) dt \quad (1.13)$$

Avec $g(x, t') = g(t' - t)$ la fonction de transfert de l'échantillon associée à la position. La Figure I.10 représente cette fonction de transfert.

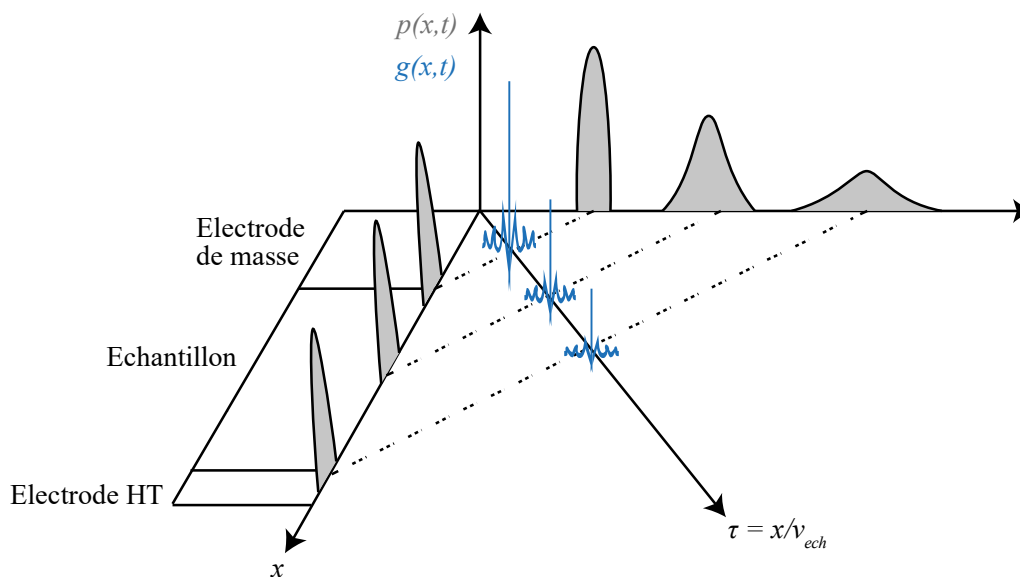


Figure I.10. Représentation de la fonction de transfert d'un échantillon d'un milieu qui atténue et disperse les ondes acoustiques

Le produit de convolution étant associatif et commutatif, Li [105] va reformuler l'équation (1.13)

$$p(t') = \frac{T_{e \rightarrow m} T_{m \rightarrow d}}{2} \frac{v_e}{l_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} g(\tau) \delta V(t - \tau) d\tau \right] r(t' - t) dt \quad (1.14)$$

Pour un vecteur de pression échantillonné par N points, et un vecteur de distribution de charges échantillonné par M points, alors il est possible de définir une matrice de transfert de la pression générée H_p , de sorte que [88], [90]

$$p(i) = \sum_{j=1}^N H_p(i, j) r(j) \quad (1.15)$$

Cette approche sera reprise dans le chapitre 3 pour définir la fonction de transfert d'un système PEA qui atténue et disperse les ondes acoustiques.

L'analyse de la génération et de la propagation de l'onde de pression au sein du banc de mesure PEA a permis d'établir des relations analytiques à partir de la densité de charge du matériau, et à partir de l'impulsion électrique qui lui est appliquée. La propagation de cette onde

acoustique a progressivement été décrite pour des milieux qui réfléchissent, atténuent et dispersent afin d'avoir une expression de la pression exercée au niveau du capteur piézoélectrique plus exacte.

1.2.1.3 Réponse du capteur piézoélectrique

A la création de la PEA, Takada [59] estimait la réponse du capteur par un simple coefficient constant égal au rapport de la moyenne des valeurs absolues des champs appliqués entre les différentes électrodes à la moyenne des valeurs absolues des pics de tension mesurés. De cette manière, le rapport de transformation tension/pression du piézoélectrique et l'effet des réflexions aux interfaces électrodes/échantillon étaient approximativement estimés.

Peu après, Maeno [60] s'affranchit de la modélisation du capteur à l'aide d'une étape de calibration. Cette phase consiste à établir la réponse impulsionnelle entre le signal de tension mesuré et un plan de charges capacitives connu à l'interface entre l'électrode de masse et l'échantillon. De cette manière, la réponse du piézoélectrique est caractérisée et il n'est pas nécessaire de la décrire mathématiquement (cf. I.3.1). Néanmoins Bernstein [61], [104] a développé un modèle analytique du capteur dans le but de pouvoir choisir le meilleur couplage à l'amplificateur afin que la tension de sortie de la PEA soit directement proportionnelle à la pression appliquée sur le piézoélectrique.

Berstein [61] modélise le système capteur plus amplificateur par un circuit passe haut CR illustré sur la Figure I.11. Le paramètre V_d est la tension générée par le piézoélectrique et le paramètre C_0 est sa capacité bloquée. La paramètre V_a est la tension aux bornes de la résistance d'entrée R_a de l'amplificateur.

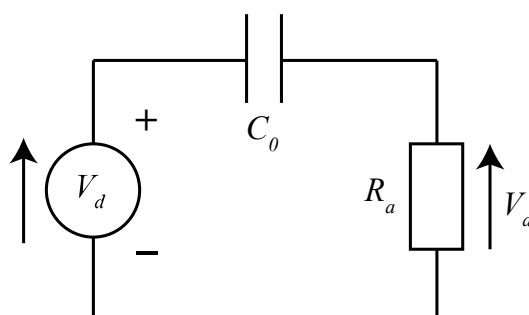


Figure I.11. Circuit représentatif du couplage électrique entre le détecteur et l'amplificateur

Berstein [61] détermine ce couplage pour trois cas de figure qui dépendent de l'adaptation d'impédance acoustique du piézoélectrique avec l'électrode de masse (sur sa face avant) et avec l'absorbeur (sur sa face arrière). Le premier cas est lorsque que le cristal piézoélectrique est adapté de part et d'autre de ses faces. Le second lorsque le cristal est adapté à l'électrode de masse mais laissé libre sur l'autre face, c'est-à-dire que l'onde va totalement s'y réfléchir. La dernière configuration est lorsque les deux faces du cristal sont désadaptées, l'onde de pression va osciller dans le détecteur à la fréquence de résonance de ce dernier. Le cas qui concerne la cellule utilisée dans cette thèse est celui où le capteur est désadapté à

l'électrode de masse et totalement adapté à l'absorbeur. Ce cas est similaire au premier de Bernstein car l'onde ne va traverser le détecteur qu'une seule fois sans se réfléchir.

Dans cette configuration, Bernstein [61] prouve que la tension de sortie de la PEA est proportionnelle à la pression appliquée sur le capteur pour deux configurations :

- le capteur est suffisamment mince et la résistance d'entrée de l'amplificateur suffisamment élevée ;
- le capteur est suffisamment épais et se comporte comme un intégrateur tandis que la résistance d'entrée de l'amplificateur est suffisamment faible afin de dériver la tension du capteur au travers du circuit CR.

La modélisation analytique de la génération et de la propagation de l'onde acoustique, ainsi que la modélisation de la réponse du capteur piézoélectrique couplé à l'amplificateur, serviront de base à la création de modèles électriques réalisés avec les logiciels PSpice et MATLAB®.

1.2.2 Modélisation électrique

Les premières simulations des équations analytiques de la PEA décrites dans la partie précédente ont pu être réalisées par Holé [106], sur la base des travaux de Griseri, à l'université de Leicester en (UK) en 2002 et à l'aide de la méthode des éléments finis (MEF) dans le but d'étudier des échantillons à champs divergent. Plus récemment, à l'université de Leicester, les travaux de Mulla [107] ont permis de réaliser des simulations à l'aide de la méthode des différences finies pour mettre en évidence l'impact de facteurs tels que D'autres travaux ont utilisé la MEF sur le logiciel COMSOL® [99], [66], [65], [100]. La motivation première étant de pouvoir observer rapidement l'impact des éléments du banc de mesure PEA sur le signal de sortie ainsi que sur le traitement du signal qui permet de retrouver la charge. Arnaout [99], [66], [65] et Hou [100] préconiseront ainsi l'utilisation d'un capteur piézoélectrique le plus fin possible, d'une impulsion de forme gaussienne et non carrée, et d'éléments de la cellule d'impédances adaptées afin d'annihiler toute réflexion dans le signal de mesure. Un autre intérêt de l'utilisation de MEF est de pouvoir observer l'onde de pression en tout point du maillage établi et donc en tout point de l'espace, dans les différents milieux. Néanmoins, la réponse fréquentielle du capteur couplé à l'amplificateur est soit non-modélisée, soit identifiée par une calibration, ou bien encore modélisée par un filtre passe-haut qui ne prend pas en compte l'impact des pertes diélectriques du piézoélectrique. C'est principalement dans le but de pouvoir utiliser des modèles du capteur piézoélectrique plus complets, et qui offrent donc plus de flexibilité sur le réglage de ses caractéristiques (pertes diélectriques, capacité bloquée, couplage, etc.), que des modèles de la PEA ont été développés sous le logiciel de modélisation électrique PSpice [67], [68], [101]–[103], [108]. Parmi ces modèles, celui de Galloy [67] a été réalisé lors de sa thèse au laboratoire Laplace en 2014 et doit servir de base pour en développer un nouveau.

I.2.2.1 Modélisation de la propagation de l'onde acoustique

La propagation en géométrie plane de l'onde de pression (ou de vitesse) établie dans la partie I.2.1 est régie par la même équation différentielle que la propagation de l'onde de tension (ou de courant) d'une ligne de transmission. La Figure I.12 schématise une portion dx d'une ligne de transmission électrique.

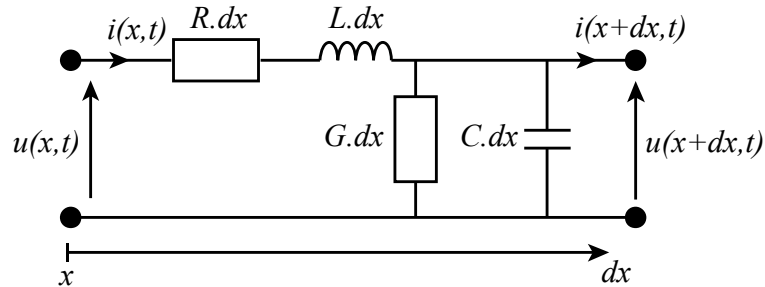


Figure I.12. Portion dx d'une ligne de transmission électrique

Pour des pertes suffisamment faibles, une analogie est établie entre l'impédance et les pertes d'un milieu acoustique, et celles d'une ligne de transmission [109], [110]. De cette manière il est possible de définir une ligne de transmission équivalente à un milieu acoustique donné

$$L = \rho S \quad (1.16)$$

$$C = \frac{1}{\rho S c_{ac}^2} \quad (1.17)$$

$$R = 2\rho S c_{ac} \alpha_v \quad (1.18)$$

$$G = \frac{2}{\rho S c_{ac}} \alpha_{th} \quad (1.19)$$

Le paramètre L est l'inductance linéique qui est équivalente à la masse linéique du milieu acoustique. Cette masse linéique dépend de la densité ρ et de la surface S . La capacité linéique C correspond à l'élasticité du milieu qui est déterminée par la masse linéique et la célérité du son c_{ac} . La résistance linéique R est proportionnelle aux pertes visqueuses qui se déterminent par le coefficient d'atténuation α_v , tandis que la conductance linéique G correspond aux pertes thermiques qui se déterminent par le coefficient d'atténuation α_{th} . A noter que cette analogie concerne le cas d'une transmission guidée de l'onde mécanique qui n'est valable que lorsque les dimensions latérales du milieu sont plus petites, ou du même ordre de grandeur, que la longueur d'onde. Dans ce cas, il faut tenir compte de la section de chaque milieu dans l'expression des différentes lignes de transmission équivalentes. Or lors de la mesure PEA, l'onde acoustique a une transmission libre et non-guidée car les dimensions latérales des différents milieux sont grandes par rapport à la longueur d'onde. Dans ce cas, il

conviendra de ne considérer que la plus petite surface entre l'électrode HT et le capteur sur laquelle générées ou mesurées les ondes.

Les équations (1.17) à (1.19) sont caractéristiques d'un milieu de propagation qui atténue mais ne disperse pas les ondes car il n'y a aucune dépendance en fréquence de la célérité du son. Par exemple, Galloy [68] (pour tous les milieux de propagation) et Chahal [102] (pour le capteur) définissent le coefficient d'atténuation de pertes visqueuses α_v en fonction d'un angle de perte mécanique δ_m , et de la fréquence, en se basant sur les travaux d'Ohigashi [111] et de Dahiya [112]. Néanmoins, aucune dépendance en fréquence n'est modélisée pour la célérité du son c_{ac} car la ligne de transmission à pertes standard du logiciel PSpice ne permet pas de définir une capacité en fonction de la fréquence (cf. équation (1.17)). C'est une limite des modèles PSpice actuels car un matériau qui atténue en fonction de la fréquence, mais qui ne disperse pas, ne respecte donc pas sa causalité [113].

Imburgia [108] prend en compte le cas d'un échantillon multicouche dans son modèle MATLAB®. Il confirme ainsi les résultats expérimentaux obtenus par De Araujo Andrade [114] trois ans plus tôt, en 2015, sur l'importance de l'épaisseur de l'absorbeur à adopter pour éviter toute réflexion. Néanmoins, l'implémentation de matériaux multicouche n'a pas encore été prise en compte dans les modèles PSpice.

L'analogie acoustique-électrique permet également de définir une force acoustique par une tension électrique équivalente. De cette manière, les différents modèles électriques cités précédemment modélisent les forces de pression exercées sur les charges (cf. I.2.1.2) par des sources de tension.

I.2.2.2 Modélisation de la réponse du capteur piézoélectrique

Les modélisations d'un transducteur piézoélectrique sous PSpice sont multiples. Un des premiers modèles fut celui de Mason [115]. Ce modèle ne considère que la transformation électroacoustique du capteur et non la propagation de l'onde acoustique. Par la suite, les modèles équivalents de Redwood [116], KLM [117], et de Leach [118] ont pris en compte la propagation de l'onde par le biais de la ligne de transmission équivalente vue précédemment (cf. I.2.2.2).

Dans le cadre de la modélisation PEA, Chahal [101], et Imburgia [108], ont utilisé le modèle piézoélectrique de Leach [118]. Plus tard, et en se basant sur les travaux de Dahiya [112], Chahal [102] prendra en compte les pertes diélectriques en fonction de l'angle de pertes diélectriques δ_d et de la fréquence. De son côté, Galloy [67] utilise le modèle de Redwood [116] en y ajoutant des pertes diélectriques constantes, pour une fréquence donnée, faute de pouvoir implémenter leur dépendance fréquentielle dans PSpice.

Les modèles PSpice et MATLAB® de la PEA ont permis d'étudier l'impact de certains éléments du banc de mesure sur le signal de sortie. Par exemple, de faibles pertes diélectriques

du capteur [67], ou le retrait de l'amplificateur du circuit [102], permet d'avoir une proportionnalité entre la pression à l'entrée du piézoélectrique et sa tension en sortie (cf. I.2.2.2). Une étude complète des réflexions présentes dans le signal de sortie en fonction des éléments acoustiques utilisés dans la cellule a également été réalisée [103]. En définitive, ces différentes observations permettent d'améliorer les éléments matériels du banc de mesure PEA pour obtenir la tension de sortie qui permettra de retrouver la densité de charge la plus pertinente avec les traitements du signal actuels.

I.3 Etat de l'art de l'évolution du traitement du signal de la PEA

La partie précédente a introduit des modèles de la PEA qui ont permis entre autres de mieux comprendre le signal de mesure, mais également de voir l'influence de certains paramètres (épaisseur du capteur, forme de l'impulsion, impédances des milieux acoustiques) sur le traitement du signal de la PEA.

Actuellement, la densité de charge d'un échantillon est retrouvée avec des traitements du signal qui comportent une étape de calibration expérimentale pour déterminer une fonction de transfert de la PEA. En effet, il est nécessaire d'appliquer un traitement car la modélisation analytique a montré que la réponse de la PEA n'est pas directement proportionnelle à la charge de l'échantillon, à cause notamment de l'influence de l'impulsion et du capteur piézoélectrique couplé à l'amplificateur. Pour ces raisons, la PEA a été traitée comme un système linéaire et invariant dans le temps (SLIT), dans les domaines temporel ou fréquentiel, afin d'être caractérisée uniquement à partir de la réponse impulsionnelle déterminée à partir d'un signal de calibration. Finalement, une étape de déconvolution du signal de mesure, à l'aide de la fonction de transfert, est nécessaire pour retrouver le profil de charge dans l'échantillon. La partie suivante présente le principe, l'évolution et les limites de deux traitements du signal souvent employés [60], [66].

I.3.1 Traitement du signal basé sur les travaux de Maeno

I.3.1.1 Principe

Lors de l'introduction de la PEA, aucune étape de déconvolution n'était appliquée au signal de mesure. En effet, Takada [59] considérait le signal de tension, mesuré lors de la polarisation d'un échantillon, comme étant directement proportionnel aux plans de charges capacitives aux électrodes. L'unique traitement du signal consistait à estimer le coefficient de transformation tension/pression du capteur piézoélectrique, tout en approximant l'effet des réflexions aux interfaces électrodes/échantillon sur l'onde de pression.

Un an après, Maeno [60] introduit un traitement du signal qui permet de retrouver une distribution volumique de la charge au sein de l'échantillon. Il considère le système PEA constitué par les deux fonctions de transferts illustrées sur la Figure I.13.

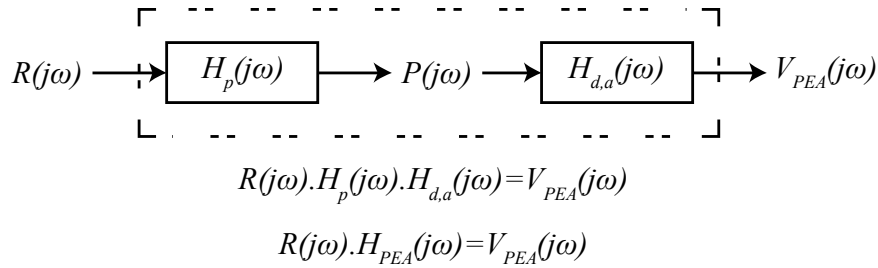


Figure I.13. Schéma blocs fréquentiel de la PEA

Le paramètre H_p est la fonction de génération et de propagation de l'onde de pression P au sein de l'échantillon, à partir d'une densité de charge d'entrée R . Cette fonction est déterminée théoriquement par un modèle analytique (cf. équation (1.8)). La deuxième fonction $H_{d,a}$ traduit le couplage entre le capteur et l'amplificateur. Cette fonction est mesurée à partir du signal de calibration $V_{c,m}$ obtenue en polarisant un échantillon initialement exempt de charge. Ce signal $V_{c,m}$ correspond au seul pic de tension dû au plan de charges capacitives σ_1 à l'interface entre l'échantillon et l'électrode de masse. Finalement la densité de charge ρ de l'échantillon chargé est déconvoluée à partir du signal de mesure V_{PEA} et de la fonction de transfert H_{PEA} de la PEA

$$\rho \left(t = \frac{x}{v_e} \right) = FFT^{-1} \left(\frac{V_{PEA}(j\omega)}{H_{PEA}(j\omega)} \right) = \frac{\sigma_1}{v_e} FFT^{-1} \left(\frac{V_{PEA}(j\omega)}{V_{c,m}(j\omega)} \right) \quad (1.20)$$

Avec v_e la vitesse du son dans l'échantillon. Une division spectrale entre le signal de mesure et le signal de calibration est nécessaire avant d'appliquer la transformation de Fourier rapide inverse (FFT^{-1}). Cette division spectrale a un double inconvénient, d'une part des divisions par des valeurs nulles, et d'autre part un comportement de type filtre passe-haut qui va donc amplifier les bruits présents dans les hautes fréquences. Pour éviter des valeurs nulles au dénominateur, Jeroense [119], en 1997, préconise l'utilisation d'un filtre de Wiener afin de rehausser le module du signal de calibration. Puis, pour éviter l'amplification du bruit de mesure induit par le filtre passe-haut, un filtre gaussien est appliqué. La Figure I.14 représente le schéma synoptique de la méthode de ce traitement du signal.

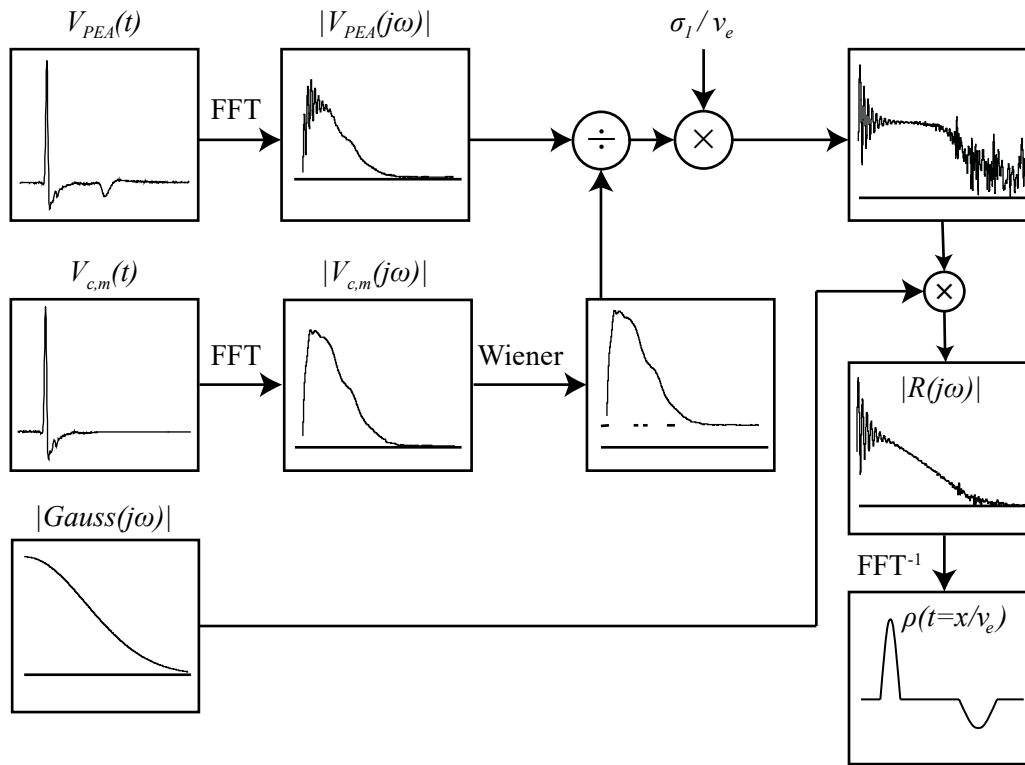


Figure I.14. Synoptique du traitement du signal de Maeno

I.3.1.2 Limites

Le traitement du signal proposé par Maeno [60] présente des limites analytiques. En effet la fonction de transfert qui est mesurée est celle du couplage entre le détecteur et l'amplificateur, et non celle de la PEA dans son intégralité. Pour pouvoir se ramener à la charge présente dans l'échantillon qui engendre la pression en entrée du capteur, il faut utiliser un modèle analytique de la génération et de la propagation de cette pression. Ce modèle est basé sur les hypothèses suivantes :

- échantillon étudié non-polaire ;
- échantillon étudié non-piézoélectrique ;
- échantillon étudié qui n'atténue pas et qui ne disperse pas les ondes acoustiques.

De plus, le modèle de génération/propagation de la pression, choisi lors de la calibration, ne prend pas en compte les réflexions au niveau de l'électrode Haute-Tension, ni les possibles réflexions présentes dans un échantillon multicouche. Ce choix entraîne les hypothèses suivantes :

- adaptation d'impédance entre l'électrode HT et l'échantillon ;
- adaptation d'impédance entre les différentes couches si il s'agit d'un échantillon multicouche.

Il y a également des limites liées à l'opérateur qui doit pouvoir extraire le signal de calibration $V_{c,m}$ du signal de mesure V_{PEA} en isolant le pic de tension correspondant au plan de charges capacitives à l'électrode de masse (cf. Figure I.14). Cette action occasionne l'hypothèse suivante :

- échantillon étudié suffisamment épais pour qu'il y ait un retour à zéro entre les pics de tensions représentatifs des plans de charges capacitives aux électrodes.

De plus, l'utilisateur doit ajuster le réglage de filtre de Wiener du filtre gaussien sans critères prédéfinis. La résolution spatiale varie donc d'une expérience à une autre, selon l'expérimentateur. Griseri [96] étudia le réglage du filtre gaussien afin d'établir un compromis entre le filtrage du bruit de mesure (hautes fréquences) et la résolution spatiale pour les charges se trouvant à quelques microns sous la surface d'un échantillon irradié.

I.3.2 Traitement du signal basé sur les travaux d'Arnaout

I.3.2.1 Principe

En 2011, Arnaout [66] définit le système PEA temporellement comme le schématise la Figure I.15.

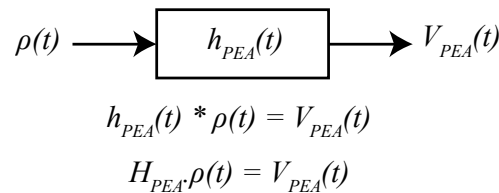


Figure I.15. Schéma blocs temporel de la PEA

Sa démarche consiste à définir la matrice de Toeplitz [120] H_{PEA} à partir de la réponse impulsionnelle h_{PEA} de la PEA. Cette réponse est obtenue à partir d'un signal de calibration $V_{c,m}$ mesuré sur un échantillon polarisé, et à partir de la charge capacitive correspondante qui suit une distribution gaussienne d'amplitude et de largeur définies de manière itérative. Le schéma synoptique de la Figure I.16 présente la méthode itérative mise en place afin d'évaluer automatiquement l'étalement de la charge hypothèse gaussienne $t_{\rho,h}$.

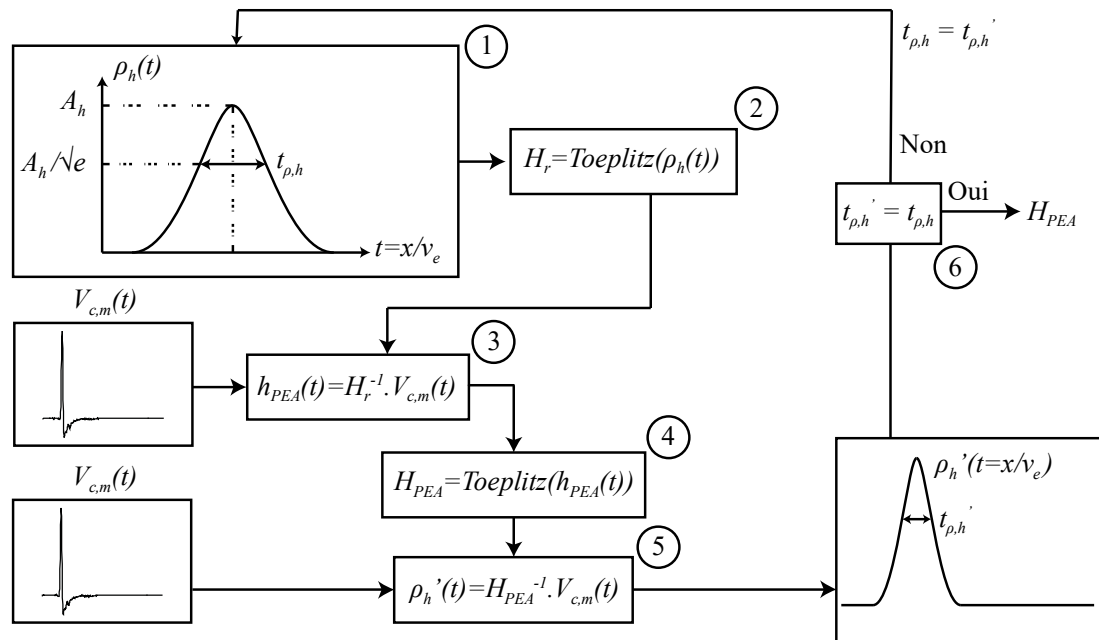


Figure I.16. Synoptique de la méthode itérative de l'étape de calibration de Arnaout

Une fois la matrice H_{PEA} déterminée, la charge dans l'échantillon est déconvoluée par simple inversion matricielle

$$\rho(t) = H_{PEA}^{-1} \cdot V_{PEA}(t) \quad (1.21)$$

Arnaout [65] a pu calculer le conditionnement de la matrice de transfert H_{PEA} tout en faisant varier des paramètres du banc de mesure PEA grâce à son modèle COMSOL®. Il a pu conclure que ce dernier est d'autant plus faible, et donc que la charge retrouvée est d'autant moins bruitée :

- si l'épaisseur du capteur piézoélectrique est d'autant plus petite ;
- si la forme de l'impulsion est gaussienne et non carrée ;
- s'il n'y a aucune désadaptation d'impédances entre les milieux acoustiques qui engendrerait des réflexions dans le signal à déconvoluer.

I.3.2.2 Limites et perspectives

Analytiquement, le traitement du signal de Arnaout [66] est une retranscription temporelle de celui de Maeno [60]. Néanmoins, son approche consiste à faire une hypothèse de charge de type gaussienne, et non de type Dirac. Cette démarche permet de régler le filtre gaussien automatiquement au travers de l'étalement de la charge capacitive hypothèse qui permet de déterminer la fonction de transfert de la PEA. En effet, Arnaout [66] réalise un calcul itératif, et automatique, qui prend fin lorsque la charge retrouvée à l'aide de la fonction de transfert est identique à la charge hypothèse. De cette manière, il vérifie son hypothèse de charge et rend le processus de déconvolution indépendant de l'action de l'utilisateur. Ce n'est pas le cas pour la méthode de Maeno [60] pour laquelle deux filtres doivent être réglés manuellement par l'utilisateur qui impacte donc directement la charge retrouvée.

Pour le reste, les limites analytiques et expérimentales restent les mêmes entre les deux méthodes, c'est-à-dire qu'il faut se contraindre aux hypothèses suivantes :

- échantillon étudié non-polaire ;
- échantillon étudié non-piézoélectrique ;
- échantillon étudié qui n'atténue pas et qui ne disperse pas les ondes acoustiques ;
- adaptation d'impédance entre l'électrode HT et l'échantillon ;
- adaptation d'impédance entre les différentes couches si il s'agit d'un échantillon multicouche ;
- échantillon étudié suffisamment fin pour qu'il y ait un retour à zéro entre les pics de tensions représentatifs des plans de charges capacitives aux électrodes.

En 1994 et sur la base des travaux de T. Ditchi [121], Li [105] avait présenté une méthode qui permet de définir une matrice de transfert qui prend en compte l'atténuation et la dispersion de l'onde de pression au travers de l'échantillon (cf. (1.15)). Cette matrice est ensuite simplement inversée et multipliée au signal de mesure pour retrouver la densité de charge de l'échantillon. En 2010, Vissouvanadin [88]–[90] avait également défini un traitement du signal pour les matériaux polymères qui atténuent et dispersent mais pour la PEA à géométrie cylindrique.

I.4 Conclusion

Le premier apport de ce chapitre a été d'expliquer en quoi l'utilisation de la technique de mesure de la charge d'espace PEA est essentielle pour pouvoir assurer la fiabilité et la longévité des matériaux diélectriques utilisés sur les satellites. En effet, l'environnement spatial est contraignant et peut par exemple endommager les composants diélectriques via des phénomènes de décharges électrostatiques. Pour s'en prémunir, il est nécessaire de caractériser les propriétés des matériaux diélectriques au sol via des mesures de charges d'espace et notamment via la méthode PEA qui semble la plus adéquate aux simulations en environnement spatial. Néanmoins, la méthode PEA actuelle ne permet pas d'étudier correctement :

- des échantillons qui atténuent et dispersent les ondes acoustiques, bien que certains modèles analytiques le permettent [105], [122], [123] ;
- des échantillons caractérisés par la PEA avec tête « sans contact », ainsi que des échantillons multicouche, car les réflexions proches des interfaces ne sont ni modélisées analytiquement, et ni mesurées lors de l'étape de calibration ;
- des échantillons trop fins et pour lesquels il est impossible de calibrer la PEA car il n'y a pas de retour à zéro entre les pics de tensions représentatifs des plans de charges capacitives, lors de l'étape de calibration. Il s'agit en général d'échantillons de moins de $50 \mu m$.

Le second apport de ce chapitre a été la réalisation d'un état de l'art de l'évolution de la modélisation de la PEA. Des modèles analytiques ont d'abord été développés pour comprendre

la génération des ondes acoustiques au sein de l'échantillon, la propagation dans les différents milieux acoustiques, puis la conversion en ondes électriques en sortie du piézoélectrique [61], [63], [64], [98]. Ces modèles analytiques ont ensuite été transposés en modèles numériques sous différents logiciels dans le but de pouvoir faire varier les différents éléments qui constituent le banc de mesure PEA [99], [66], [67], [101], [100]. Les résultats de simulation ont permis de mieux comprendre l'impact des différents éléments du banc sur la forme du signal de sortie, et puis sur la forme de la densité de charge déconvoluée de ce signal. Néanmoins, aucun de ces modèles numériques de la PEA ne prend en compte l'atténuation et la dispersion des ondes acoustiques qui traversent l'échantillon. Ce dernier point est l'objet du second chapitre qui développe, à l'aide du logiciel PSpice, un nouveau modèle du banc de mesure PEA qui considère ces effets de propagation des ondes acoustiques dans l'échantillon.

Le troisième et dernier apport a été la mise en œuvre d'un état de l'art de l'évolution du traitement du signal de la PEA. Les deux principales méthodes de traitement du signal actuels ont été présentées. La première méthode a été introduite un an après la création de la PEA par Maeno [60]. C'est une méthode fréquentielle dans laquelle l'utilisateur doit employer un filtre gaussien qu'il règle sans critères prédéfinis. La seconde méthode a été introduite par Arnaout [66] plus de 20 ans après la création de la PEA. Il s'agit d'une méthode temporelle qui est mathématiquement équivalente à la méthode fréquentielle de Maeno [60], mais pour laquelle le filtre gaussien est appliqué en amont sur la charge capacitive hypothèse d'entrée du système et s'ajuste automatiquement, au travers de l'étalement de la charge, jusqu'à respecter le critère suivant : l'étalement de la charge capacitive déconvoluée doit être égal à l'étalement de la charge capacitive hypothèse d'entrée. Néanmoins, aucun de ces traitements du signal ne considère l'atténuation, la dispersion et les réflexions des ondes acoustiques qui se propagent dans l'échantillon. Ces phénomènes seront pris en compte dans un nouveau traitement du signal de la PEA qui sera proposé dans le chapitre 3 et qui sera basé sur le modèle PSpice de la PEA développé dans le chapitre 2.

Chapitre 2

Modélisation PSpice de la PEA

La technique de mesure de charge d'espace PEA est employée pour l'étude d'échantillons relativement épais afin de pallier la non-résolution spatiale en profondeur des techniques sans résolution spatiale [59]. Malheureusement, plusieurs difficultés ont notamment été rencontrées par les utilisateurs de la PEA lors de l'étude d'échantillons multicouche ou encore d'échantillons qui atténuent et dispersent les ondes acoustiques. Ces difficultés peuvent être liées à la configuration du banc de mesure PEA ou bien au traitement du signal appliqué. C'est pourquoi plusieurs modèles de la PEA ont été réalisés dans le but de mieux comprendre l'impact de chacun des éléments du banc sur le signal de sortie ainsi que sur le traitement du signal qui permet de retrouver la charge [65], [101], [67], [100], [103]. Parmi ces modèles, ceux issus du logiciel électronique PSpice ont l'avantage de pouvoir modéliser le capteur piézoélectrique et l'amplificateur en plus des ondes acoustiques qui se propagent dans la cellule [67], [101]. Néanmoins, ces modèles ne prennent actuellement pas en compte l'atténuation et la dispersion des ondes qui traversent l'échantillon.

Une première partie présente une vue d'ensemble du modèle de la PEA avec PSpice. Les éléments du banc et leurs modélisations sont brièvement exposés. On distingue deux catégories d'éléments, les milieux acoustiques et le capteur piézoélectrique.

La deuxième partie concerne les modélisations, de la génération de l'onde acoustique dans l'échantillon, et de sa propagation aux travers des différents milieux. Ces modélisations se basent sur d'anciens travaux développés pour l'étude de matériaux acoustiques sans perte [101], [68], [108]. De plus, l'atténuation et la dispersion des matériaux polymères seront prises en compte dans notre modèle analytique de la propagation des ondes acoustiques.

La troisième partie traite de la modélisation du capteur piézoélectrique couplé à l'amplificateur. Cette modélisation est basée sur le modèle de Redwood [116] et les pertes diélectriques du capteur seront modélisées à partir des travaux de Dahiya [112].

Dans la quatrième et dernière partie, le nouveau modèle PSpice est optimisé pour représenter au mieux une expérience donnée. Pour se faire, une optimisation de certains de ses paramètres, dit sensibles, est réalisée par une méthode itérative.

II.1 Présentation du modèle PSpice de la PEA

Le principe de la PEA est d'appliquer une impulsion électrique à un échantillon chargé pour créer une onde acoustique qui se propage de l'échantillon jusqu'à un capteur piézoélectrique qui la convertit en un signal de tension représentatif de la densité de charge. La première étape de la modélisation de la PEA est de retranscrire la génération et la propagation de l'onde acoustique. La deuxième étape est de modéliser la réponse du capteur piézoélectrique couplé à l'amplificateur.

Des premiers modèles établis sur le logiciel COMSOL® ont permis de modéliser et de résoudre l'équation d'onde acoustique par la méthode des éléments finis [65], [100]. Néanmoins, leur temps de simulation est relativement long et ces modèles ne prennent pas en

compte le capteur piézoélectrique et l'amplificateur de la cellule. C'est pourquoi d'autres modèles ont été réalisés sur le simulateur de circuit électronique PSpice qui permet la prise en compte du capteur et de l'amplificateur, en plus de la modélisation de l'onde acoustique [67], [101]. La Figure II.1 schématise la cellule avec un échantillon polarisé et le modèle PSpice correspondant.

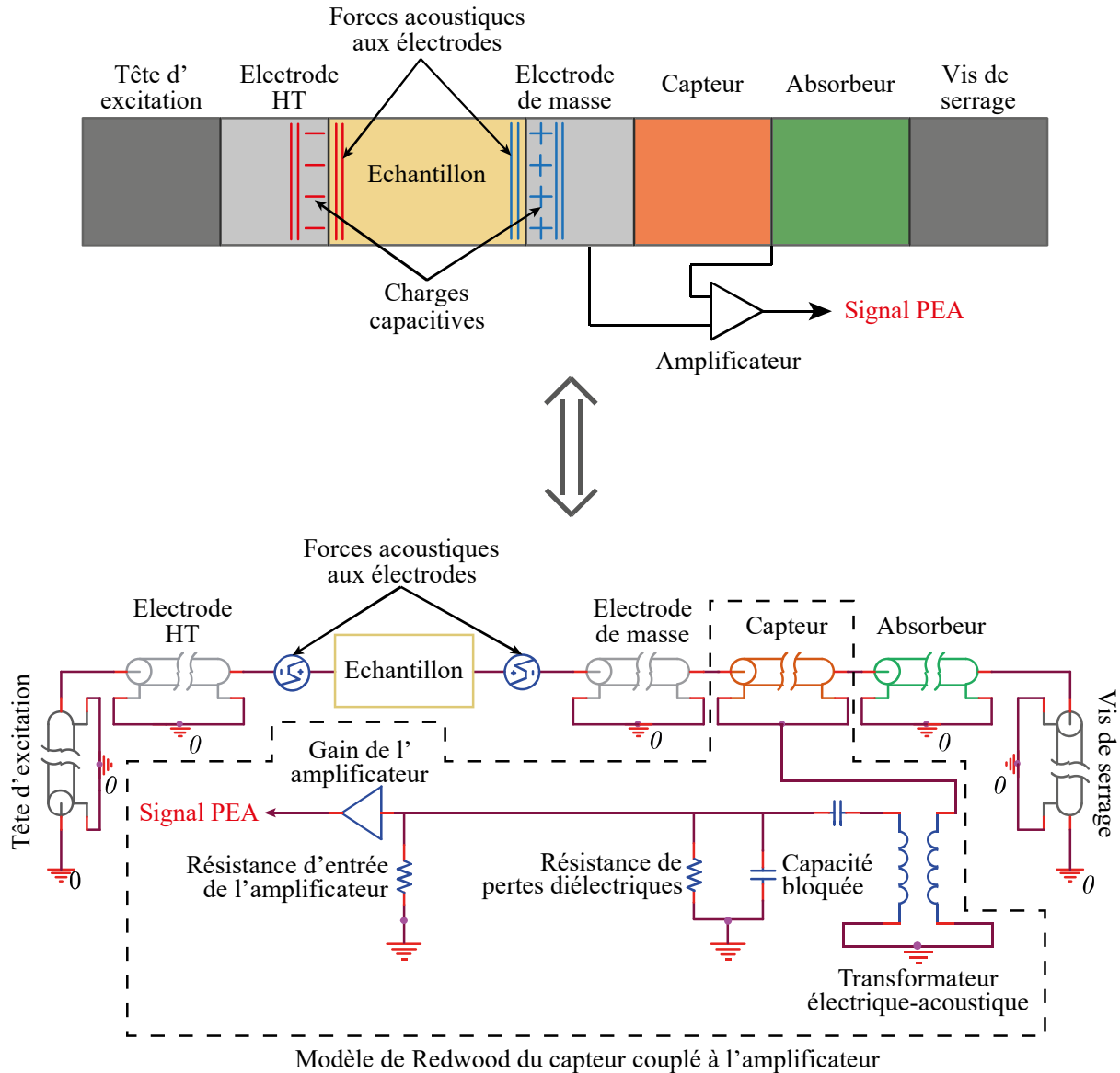


Figure II.1. Schéma du modèle PSpice de la PEA

Les forces acoustiques générées par les charges capacitatives aux électrodes sont modélisées par des générateurs de tension. Chahal [101] considère les charges capacitatives distribuées selon un plan Dirac tandis que Galloy [67] considère une distribution gaussienne pour pré-filtrer le bruit lors des calculs numériques. Dans ces travaux, une distribution gaussienne est considérée et est présentée dans la partie II.2.2 qui développe la modélisation de la génération de l'onde acoustique dans l'échantillon.

Les milieux de propagation acoustique sont modélisés par des lignes de transmission électriques avec pertes (pour l'échantillon) ou sans perte (pour les autres milieux). Le principal apport du modèle exposé dans cette étude est la modélisation des pertes de l'échantillon qui

atténuée et disperse les ondes acoustiques. En effet, Galloy [68] (pour tous les milieux de propagation) et Chahal [102] (pour le capteur) définissent des pertes visqueuses en fonction de la fréquence mais aucune dépendance en fréquence n'est modélisée pour la célérité de l'onde car la ligne de transmission à pertes standard du logiciel PSpice ne le permet pas. C'est une limite des modèles PSpice actuels car un matériau qui atténue en fonction de la fréquence mais ne disperse pas ne respecte pas sa causalité [113]. Un modèle analytique d'un matériau polymère qui atténue et disperse ainsi que son implémentation dans PSpice sont proposés dans la partie II.2.3.

Le capteur piézoélectrique est modélisé par le circuit de Redwood [116] qui est constitué d'une ligne de transmission électrique qui reproduit la propagation de l'onde acoustique au sein du capteur, d'un transformateur qui représente le ratio de conversion acoustique-électrique, de la capacité bloquée du capteur ainsi que de sa résistance de pertes diélectriques. Dans ces travaux, la particularité de la modélisation du capteur piézoélectrique est la prise en compte de la dépendance en fréquence de la résistance de pertes diélectriques dans le modèle de Redwood (cf. partie II.3 qui développe la modélisation du capteur). En effet, bien que Chahal [101] considère cette dépendance en fréquence dans son modèle de Leach du capteur [118], ce n'est pas le cas de Galloy [67] dans son modèle de Redwood. Finalement, l'amplificateur qui est couplé au capteur piézoélectrique est modélisé par un gain idéal et une résistance d'entrée.

II.2 Modélisation de la génération et de la propagation de l'onde acoustique

Cette partie est constituée de trois sous-parties. La première sous-partie concerne l'étude théorique de la propagation des ondes dans un milieu acoustique, puis dans une ligne de transmission (TL) électrique, afin d'établir une analogie acoustique-électrique (cf. Tableau II-1). Dans la deuxième sous-partie, l'analogie précédente permet d'établir la modélisation électrique PSpice de l'onde acoustique générée dans l'échantillon. Finalement dans la troisième sous-partie, l'analogie acoustique-électrique permet d'établir la modélisation électrique PSpice des milieux de propagation acoustique de la PEA.

II.2.1 Analogie acoustique-électrique des milieux à pertes

II.2.1.1 Propagation des ondes acoustiques dans les milieux à pertes

Un milieu isotrope de masse volumique ρ , d'épaisseur e et pour lequel une force F s'applique sur sa section S est présenté à la Figure II.2. Ce milieu vibre en mode épaisseur, c'est-à-dire que la direction de l'onde acoustique qui le traverse se fait suivant l'épaisseur du matériau qui est très petite par rapport aux autres dimensions.

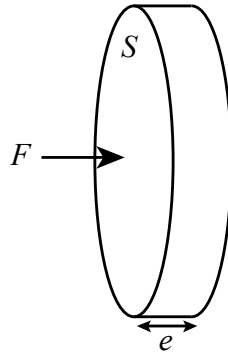


Figure II.2. Milieu acoustique en mode épaisseur soumis à une force F

L'équation de propagation acoustique sans perte, et suivant l'axe x , est alors donnée par la relation suivante

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{c_{ac}^2} \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

Avec u une quantité physique pertinente (déplacement, vitesse, pression, etc.) et c_{ac} la vitesse de phase de l'onde. Afin de faire apparaître le nombre d'onde, et afin de résoudre facilement l'équation (2.1), l'écriture complexe U de la fonction $u = \text{Re}\{U\}$ est employée en supposant des ondes harmoniques : $U(x,t) = U(x)e^{j\omega t}$ où $U(x)$ est l'amplitude complexe de cette quantité. Cette écriture permet de réécrire l'équation différentielle aux dérivées partielles (2.1) en équation différentielle ordinaire d'une onde, de pulsation ω , qui ne dépend que de l'espace

$$\frac{d^2 U(x)}{dx^2} + \beta_{ac}^2 U(x) = 0 \quad (2.2)$$

Avec $\beta_{ac} = \omega / c_{ac}$ le nombre d'onde. Pour inclure les pertes, et donc le coefficient d'atténuation α_{ac} , le nombre d'onde est substitué par le nombre d'onde complexe $\gamma_{ac} = \alpha_{ac} + j\beta_{ac}$ dans (2.2)

$$\frac{d^2 U(x)}{dx^2} - \gamma_{ac}^2 U(x) = 0 \quad (2.3)$$

A noter que selon la littérature, γ_{ac} est également nommé coefficient de propagation complexe. Le paramètre β_{ac} peut aussi être appelé coefficient de propagation ou coefficient de dispersion. De plus, dans la théorie de l'atténuation acoustique, le coefficient d'atténuation peut être exprimé par la somme des coefficients α_v et α_{th} respectivement dus aux pertes visqueuses et aux pertes par conduction thermique [109], [110]. Finalement, le coefficient d'atténuation et le nombre d'onde s'écrivent

$$\alpha_{ac} = \alpha_v + \alpha_{th} \quad (2.4)$$

$$\beta_{ac} = \frac{\omega}{c_{ac}} \quad (2.5)$$

Il convient maintenant de résoudre l'équation de propagation avec pertes de l'onde acoustique (2.3). En effet, l'expression de sa solution, ainsi que celle de l'impédance du milieu de propagation acoustique, seront comparées à celles d'une ligne de transmission électrique afin de définir l'analogie acoustique-électrique.

- la solution complexe de l'équation (2.3) est

$$U(x) = U_1 e^{-\gamma x} + U_2 e^{+\gamma x} \quad (2.6)$$

Avec U_1 et U_2 des constantes complexes qui dépendent des conditions aux limites. La solution réelle est alors :

$$u(x, t) = \text{Re}\{U(x)e^{j\omega t}\} = u_1 e^{-\alpha_{ac} x} \cos(\omega t - \beta_{ac} x) + u_2 e^{+\alpha_{ac} x} \cos(\omega t + \beta_{ac} x) \quad (2.7)$$

Avec u_1 et u_2 des constantes réelles. Cette solution est la superposition de deux ondes. La première se propage vers les x croissants et s'atténue d'un facteur $e^{-\alpha x}$ (onde incidente). La deuxième se propage vers les x décroissants et s'atténue d'un facteur $e^{+\alpha x}$ (onde réfléchie).

- l'impédance acoustique d'un milieu acoustique est le ratio entre la pression p et la vitesse du déplacement de ses atomes $v = \frac{\partial u}{\partial t}$. Lorsque les pertes dans le milieu sont suffisamment faibles, l'impédance acoustique s'approxime par

$$Z_{ac} = \frac{p}{v} \cong \rho c_{ac} \quad (2.8)$$

On remarque que la section n'intervient plus contrairement à ce qui a été établi aux équations (1.16)-(1.19). Cela provient du fait que dans la PEA la propagation des ondes ultrasonores est libre car les diamètres des différents milieux sont grands par rapport à la longueur d'onde. Pour la simulation, on prendra la plus petite surface entre l'électrode HT et le capteur sur laquelle sont générées ou mesurées les ondes. Il s'agit de la surface de référence notée S_r .

Les équations acoustiques (2.7) et (2.8) seront comparées à leurs équivalents électriques afin d'établir l'analogie acoustique-électrique.

II.2.1.2 Propagation des ondes électriques dans une ligne de transmission à pertes

La Figure II.3 expose une ligne de transmission comportant une inductance linéique L , et une capacité linéique C , qui constituent les composants passifs de la ligne. Les pertes sont quantifiées par une résistance linéique R et une conductance linéique G

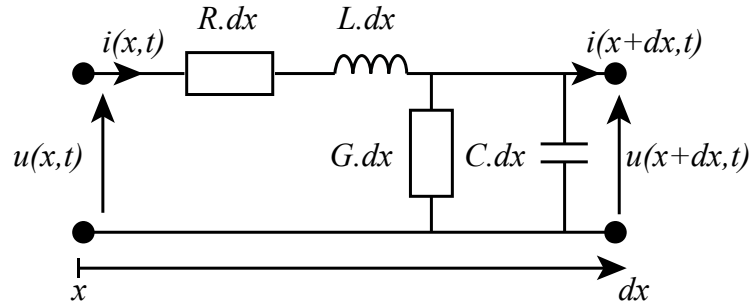


Figure II.3. Portion dx d'une ligne de transmission à pertes

L'équation de propagation électrique à pertes, et suivant l'axe x , est donnée par la relation suivante

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} - LC \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} - (RC + LG) \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} - RG u(x,t) = 0 \quad (2.9)$$

Avec u la tension ou le courant de la ligne. Afin de faire apparaître le nombre d'onde, et afin de résoudre facilement l'équation (2.9), l'écriture complexe U de la fonction $u = \text{Re}\{U\}$ est employée en supposant des ondes harmoniques : $U(x,t) = U(x)e^{j\omega t}$ où $U(x)$ est l'amplitude complexe de cette quantité. Cette écriture permet de réécrire l'équation différentielle aux dérivées partielles (2.9) en équation différentielle ordinaire d'une onde, de pulsation ω , qui ne dépend que de l'espace

$$\frac{d^2 U(x)}{dx^2} - \gamma_{el}^2 U(x) = 0 \quad (2.10)$$

Avec γ_{el} le nombre d'onde complexe de l'onde électrique défini par

$$\gamma_{el} = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \quad (2.11)$$

Il s'agit maintenant de réécrire le vecteur d'onde complexe sous sa forme algébrique $\gamma_{el} = \alpha_{el} + j\beta_{el}$ afin de pouvoir identifier le coefficient d'atténuation α_{el} et le nombre d'onde β_{el} . L'équation (2.11) peut être réécrite

$$\gamma_{el} = j\omega\sqrt{LC} \sqrt{1 + \frac{R}{jL\omega}} \sqrt{1 + \frac{G}{jC\omega}} \quad (2.12)$$

Pour une ligne de transmission avec des pertes suffisamment faibles, c'est-à-dire lorsque $R \ll L\omega$ et $G \ll C\omega$, alors le nombre d'onde complexe peut s'approximer à l'aide d'un développement limité par

$$\gamma_{el} \cong j\omega\sqrt{LC} \left(1 + \frac{R}{2jL\omega}\right) \left(1 + \frac{G}{2jC\omega}\right) = j\omega\sqrt{LC} \left[1 + \frac{1}{2j\omega} \left(\frac{R}{L} + \frac{G}{C}\right)\right] \quad (2.13)$$

Soit,

$$\gamma_{el} \cong \frac{\sqrt{LC}}{2} \left(\frac{R}{L} + \frac{G}{C}\right) + j\omega\sqrt{LC} \quad (2.14)$$

Finalement, le coefficient d'atténuation et le nombre d'onde sont déterminés par l'identification de l'équation (2.14) à l'équation $\gamma_{el} = \alpha_{el} + j\beta_{el}$

$$\alpha_{el} = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} = \alpha_R + \alpha_G \quad (2.15)$$

$$\beta_{el} = \omega\sqrt{LC} = \frac{\omega}{c_{el}} \quad (2.16)$$

Avec α_R et α_G les coefficients d'atténuation respectivement dus aux pertes de la résistance linéique et aux pertes de la conductance linéique. Le paramètre $c_{el} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ est la vitesse de phase de l'onde. Il convient maintenant de résoudre l'équation de propagation à pertes de l'onde électrique (2.10). En effet, l'expression de sa solution, ainsi que celle de l'impédance de la ligne de transmission électrique, serviront à définir l'analogie avec celles d'un milieu de propagation acoustique.

- la solution réelle de l'équation de propagation de la ligne de transmission électrique à pertes est établie de la même manière que pour le milieu acoustique (cf. équation (2.7))

$$u(x,t) = \text{Re}\{U(x)e^{j\omega t}\} = u_1 e^{-\alpha_{el}x} \cos(\omega t - \beta_{el}x) + u_2 e^{+\alpha_{el}x} \cos(\omega t + \beta_{el}x) \quad (2.17)$$

- l'impédance électrique d'une ligne de transmission est le ratio entre la tension U et le courant des charges $I = \frac{\partial Q}{\partial t}$. Lorsque les pertes dans la ligne sont suffisamment faibles, c'est-à-dire lorsque $R \ll L\omega$ et $G \ll C\omega$, l'impédance s'approxime par

$$Z_{el} = \frac{U}{I} = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \cong \sqrt{\frac{L}{C}} \left[1 + \frac{1}{2j\omega} \left(\frac{R}{L} - \frac{G}{C}\right)\right] \cong \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.18)$$

$$\Leftrightarrow Z_{el} = \frac{U}{I} \cong Lc_{el} \quad (2.19)$$

La comparaison de cette impédance électrique à l'impédance acoustique (cf. équation (2.8)), ainsi que la comparaison des paramètres de la solution d'onde électrique (cf. équation (2.17)) à ceux de la solution d'onde acoustique (cf. équation (2.7)), permettent de définir une analogie acoustique-électrique.

II.2.1.3 Analogie entre un milieu acoustique à pertes et une ligne de transmission à pertes

Les comparaisons des équations acoustiques (2.4), (2.5) et (2.8), respectivement aux équations électriques (2.15), (2.16) et (2.19), permettent de dresser le Tableau II-1 de l'analogie entre un milieu acoustique et une ligne de transmission électrique.

Milieu acoustique		Ligne de transmission électrique	
Déplacement d'un atome (m)	u	Charge électrique (C)	Q
Vitesse d'un atome (m/s)	$v = \frac{\partial u}{\partial t}$	Courant électrique (A)	$I = \frac{\partial Q}{\partial t}$
Pression des atomes intégrée sur la surface S_r (N)	pS_r	Tension électrique (V)	U
Vitesse de phase de l'onde acoustique (m/s)	c_{ac}	Vitesse de phase de l'onde électrique (m/s)	$c_{el} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$
Impédance acoustique multipliée à S_r ($N.s/m$)	$Z_{ac}S_r = \frac{p}{v}S_r \cong S_r\rho c_{ac}$	Impédance électrique (Ω)	$Z_{el} = \frac{U}{I} \cong LC_{el}$
Masse linéique (kg/m)	$\mu = S_r\rho$	Inductance linéique (H/m)	L
Souplesse linéique (N/m^2)	$s = \frac{1}{S_r\rho c_{ac}^2}$	Capacité linéique (F/m)	C
Coefficient dû aux pertes visqueuses (m^{-1})	α_v	Coefficient dû aux pertes dans la résistance (m^{-1})	$\alpha_R = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}$
Coefficient dû aux pertes par conduction thermique (m^{-1})	α_{th}	Coefficient dû aux pertes dans la conductance (m^{-1})	$\alpha_G = \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}}$

Tableau II-1. Récapitulatif de l'analogie entre un milieu acoustique et une ligne de transmission électrique

Ce tableau servira de base dans les prochaines parties afin de définir la modélisation électrique sous PSpice de la génération de l'onde acoustique dans l'échantillon, et de sa propagation dans un milieu sans perte ou avec pertes.

II.2.2 Modélisation PSpice de la génération de l'onde acoustique

La PEA est modélisée lors d'une étape de calibration, c'est-à-dire lorsqu'un échantillon est brièvement polarisé. On fait l'hypothèse que pour nos matériaux étudiés les forces volumiques générées par l'électrostriction, par la polarisation et par la piézoélectricité sont négligeables par rapport à celle de Coulomb (cf. I.2.1.1). Par conséquent, les charges capacitatives aux électrodes ρ_1 et ρ_2 ne subissent que la force de Coulomb lorsque qu'une impulsion électrique δV est appliquée à l'échantillon. Le mouvement de ces charges engendre des ondes de pression qui se propagent de part et d'autre de la cellule. La Figure II.4 expose les charges capacitatives générées aux électrodes ainsi que les forces acoustiques qu'elles engendrent pour un échantillon d'épaisseur l et de vitesse du son c_{ac} .

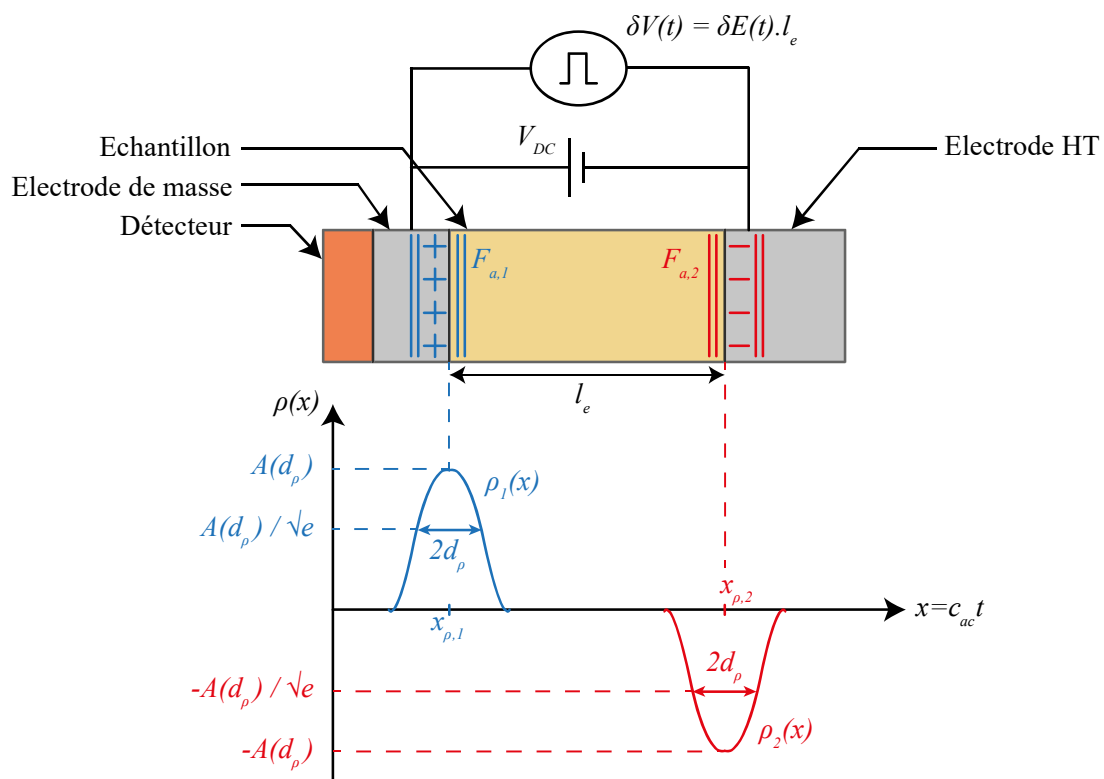


Figure II.4. Schéma d'un échantillon polarisé par la PEA avec comme hypothèse une distribution gaussienne des charges capacitatives aux électrodes

Les charges capacitatives aux électrodes sont définies par des distributions gaussiennes d'écart-type (étalement) d_ρ et d'amplitude $\pm A(d_\rho) = \pm \frac{\sigma}{d_\rho \sqrt{2\pi}}$. Avec $\pm \sigma$ les intégrales des densités gaussiennes, c'est-à-dire les amplitudes des profils surfaciques des charges capacitatives aux électrodes qui s'expriment en valeur absolue par : $\sigma = \frac{V_{DC} \epsilon_0 \epsilon_r}{l_e}$, où V_{DC} est la tension de polarisation, ϵ_0 est la permittivité absolue et ϵ_r est la constante diélectrique de l'échantillon étudié. Il y a plusieurs intérêts à faire l'hypothèse d'une densité gaussienne des charges capacitatives :

- pour s'approcher au mieux de la bande passante du signal expérimental. En effet, plutôt que de mettre un filtre en sortie du modèle, il est mis en amont sur la charge d'entrée et il est réglé en ajustant l'étalement de la charge d_ρ (cf. II.4.2.1) ;
- pour filtrer en amont la charge. En effet plutôt que de filtrer la charge déconvoluée (cf. III.2), une hypothèse de charge gaussienne d'étalement d_ρ est réalisée, comme l'a fait Arnaout [66] (cf. I.3.2).

Finalement, l'intégralité des pressions exercées sur la surface de référence S_r s'exprime en fonction du produit de convolution temporelle entre les densités de charge capacitive r_1 et r_2 , et l'impulsion δV (cf. I.2.1.2)

$$F_{a,1}(t) = p_1(t)S_r = S_r c_{ac} [(r_1 * \delta E)(t)] = -S_r \frac{c_{ac}}{l_e} [(r_1 * \delta V)(t)] \quad (2.20)$$

$$F_{a,2}(t) = p_2(t)S_r = S_r c_{ac} [(r_2 * \delta E)(t)] = -S_r \frac{c_{ac}}{l_e} [(r_2 * \delta V)(t)] \quad (2.21)$$

Avec $r(t) = \rho(x = c_{ac}t)$ la densité de charge écrite dans l'espace temporel.

En se basant sur le Tableau II-1 de l'analogie acoustique-électrique, les forces acoustiques appliquées sur l'échantillon sont modélisées par des générateurs de tension du logiciel PSpice, comme le montre la Figure II.5.

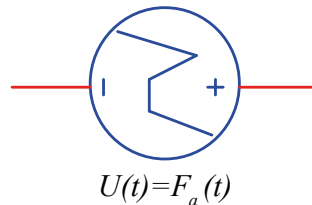


Figure II.5. Modélisation d'une force acoustique par un générateur de tension PSpice

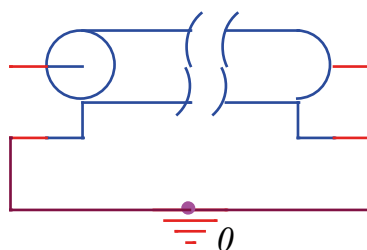
Cette force acoustique engendre une onde acoustique qui se propage dans les milieux modélisés sans perte, mais également dans l'échantillon qui atténue et disperse.

II.2.3 Modélisation de la propagation de l'onde acoustique

II.2.3.1 Milieux acoustiques sans pertes

Il n'est pas nécessaire de modéliser les pertes acoustiques des différents milieux de la cellule en dehors de l'échantillon. En effet, leur impact (atténuation, dispersion et réflexions) reste le même quelle que soit la mesure PEA réalisée. Il suffit alors d'appliquer au modèle PSpice un facteur correctif dans le cas d'atténuation et de réflexions, et un filtre gaussien dans le cas de dispersion, afin de se rapprocher au mieux de l'expérience. En se référant au Tableau

II-1, les différents milieux acoustiques de la cellule sont modélisés par des lignes de transmission électrique idéales du logiciel PSpice comme l'illustre la Figure II.6.



$$L = S_r \rho$$

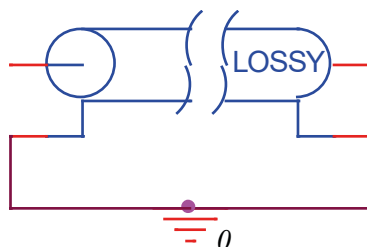
$$C = \frac{1}{S_r \rho c_{ac}^2}$$

Figure II.6. Modélisation d'un milieu acoustique sans perte par une ligne de transmission sans perte PSpice

II.2.3.2 Echantillon polymère à pertes

II.2.3.2.1 Atténuation et dispersion au sein des polymères

La modélisation de l'atténuation et de la dispersion de l'onde qui se propage au sein de l'échantillon est le principal apport de ce chapitre. Ces pertes pourront ensuite être prises en compte dans la construction de la fonction de transfert (cf. III.1.3) dans le but de pouvoir caractériser des matériaux qui atténuent et dispersent tels que le Polytétrafluoroéthylène (PTFE). En se référant au Tableau II-1, un milieu acoustique à pertes peut être modélisé par une ligne de transmission électrique à pertes du logiciel PSpice comme l'expose la Figure II.7.



$$L = S_r \rho$$

$$C = \frac{1}{S_r \rho c_{ac}^2}$$

$$R = 2\alpha_v S_r \rho c_{ac}$$

$$G = \frac{2\alpha_{th}}{S_r \rho c_{ac}}$$

Figure II.7. Modélisation d'un milieu acoustique à pertes par une ligne de transmission électrique à pertes PSpice

Le coefficient d'atténuation de pertes visqueuses α_v , et celui de pertes par conduction thermique α_{th} , du milieu acoustique sont respectivement modélisées au travers de la résistance

R et de la conductance G de la ligne de transmission. Pour des matériaux polymères, tels que le PTFE analysé dans cette thèse, les pertes par conduction thermique sont négligeables par rapport aux pertes visqueuses et par conséquent $G = 0$ [109], [110]. Les pertes visqueuses sont quant à elles non négligeables et des études empiriques ont montré qu'elles ne sont pas constantes mais dépendent de la fréquence f [124], [125]. En supposant que l'absorption par hystérésis est le processus de perte dominant, alors le coefficient de perte visqueuse est modélisable par une fonction linéaire à la fréquence

$$\alpha_v(f) = a_0 + a_1 f \quad (2.22)$$

Avec la composante continue a_0 qui est attribuée à la fin de la queue de relaxation [124], et le coefficient a_1 qui est la pente du coefficient de perte visqueuse. Pour respecter la causalité du matériau, l'approximation locale des relations de Kramers-Kronig (Nearly Local Kramers-Kronig relations ou NLKK relations) relie la partie réelle $\alpha_{ac}(f) = \alpha_v(f)$ à la partie imaginaire $\beta_{ac}(f) = \omega/c_{ac}(f)$ du nombre d'onde complexe $\gamma_{ac}(f)$ [88], [90], [126]–[129], par

$$\frac{\pi^2 f^2}{c_{ac}^2(f)} \frac{dc_{ac}(f)}{df} \cong \alpha_{ac}(f) \quad (2.23)$$

L'intégration de l'équation (2.23) à partir d'une fréquence initiale f_0 donne

$$\frac{1}{c_{ac}(f_0)} - \frac{1}{c_{ac}(f)} \cong \frac{1}{\pi^2} \int_{\phi=f_0}^f \frac{\alpha_{ac}(\phi)}{\phi^2} d\phi \quad (2.24)$$

Si pour la gamme de fréquence $[f_0, f]$, la condition $|c_{ac}(f) - c_{ac}(f_0)| \ll c_{ac}(f_0)$ est respectée, alors le premier membre de l'équation (2.24) s'approxime par $\frac{c_{ac}(f) - c_{ac}(f_0)}{c_{ac}^2(f_0)}$ et l'équation (2.24) se réécrit

$$c_{ac}(f) = c_{ac}(f_0) + \left(\frac{c_{ac}(f_0)}{\pi} \right)^2 \int_{\phi=f_0}^f \frac{\alpha_{ac}(\phi)}{\phi^2} d\phi \quad (2.25)$$

Finalement, en intégrant l'équation (2.22) dans l'équation (2.25) il vient [88], [90], [113], [125]

$$c_{ac}(f) = c_{ac}(f_0) + \left(\frac{c_{ac}(f_0)}{\pi} \right)^2 \left[a_1 \ln\left(\frac{f}{f_0}\right) - a_0 \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{f_0} \right) \right] \quad (2.26)$$

Néanmoins, cette équation n'est valable que si le matériau n'a pas de résonnance aigue dans la gamme de fréquence $[f_0, f]$, et si [113], [129]

$$\left(\frac{\alpha_{ac}(f) c_{ac}(f)}{2\pi f} \right)^2 \ll 1 \quad (2.27)$$

Pour vérifier cette dernière condition, les équations (2.22) et (2.26) y sont substituées

$$\left[\left[\frac{a_0 + a_1 f}{2\pi f} \right] \left[c_{ac}(f_0) + \left(\frac{c_{ac}(f_0)}{\pi} \right)^2 \left[a_1 \ln \left(\frac{f}{f_0} \right) - a_0 \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{f_0} \right) \right] \right] \right]^2 \ll 1 \quad (2.28)$$

Il apparaît que cette condition est respectée lorsque $a_0 = 0$. En appliquant cette hypothèse dans l'équation (2.26), la causalité du matériau est vérifiée et l'approximation NLKK impose les expressions suivantes du coefficient d'atténuation et de la vitesse de phase de l'onde acoustique

$$\alpha_{ac}(f) = a_1 f \quad (2.29)$$

$$c_{ac}(f) = c_{ac}(f_0) + \left(\frac{c_{ac}(f_0)}{\pi} \right)^2 \left[a_1 \ln \left(\frac{f}{f_0} \right) \right] \quad (2.30)$$

Les paramètres $\alpha_{ac}(f)$ et $c_{ac}(f)$ ainsi déterminés permettent de déterminer les grandeurs L , $C(f)$ et $R(f)$ d'une ligne de transmission électrique à pertes (cf. Figure II.7). Cependant, la ligne de transmission avec perte standard du logiciel PSpice ne permet pas de définir ses dipôles passifs en fonction de la fréquence. C'est le cas de sa capacité $C(f) = \frac{1}{S\rho c_{ac}^2(f)}$. Pour se faire, une méthode de modélisation d'une ligne de transmission dépendante de la fréquence (Frequency Dependent Transmission Line ou FDTL) est présentée dans le paragraphe suivant.

II.2.3.2.2 Implémentation d'une FDTL de l'échantillon polymère dans PSpice

Pour implémenter la FDTL, le modèle de la Méthode des Caractéristiques (MdC) de Branin [130]–[132] est employé. Ce modèle est utilisé pour la création de ligne macroscopique utilisable pour des analyses temporelles. La ligne est considérée par des ports, $[V_1(s); I_1(s)]$ sont les ports de tension et de courant à l'entrée de la ligne alors que $[V_2(s); I_2(s)]$ sont les ports de tension et de courant à la sortie de la ligne. Toutes ces quantités sont ici exprimées dans le domaine de Laplace où $s = j\omega$ est la variable employée dans PSpice. Pour une ligne d'impédance caractéristique $Z_{el}(s)$, de nombre d'onde complexe $\gamma_{el}(s)$ et de longueur l_e , alors les solutions des équations des télégraphistes peuvent s'écrire dans le domaine de Laplace de la manière suivante [131], [132]

$$V_1 = Z_{el}(s)I_1 + (V_2 + Z_{el}(s)I_2)e^{-\gamma_{el}(s)l_e} \quad (2.31)$$

$$V_2 = Z_{el}(s)I_2 + (V_1 + Z_{el}(s)I_1)e^{-\gamma_{el}(s)l_e} \quad (2.32)$$

Ces équations sont équivalentes au circuit de la Figure II.8.

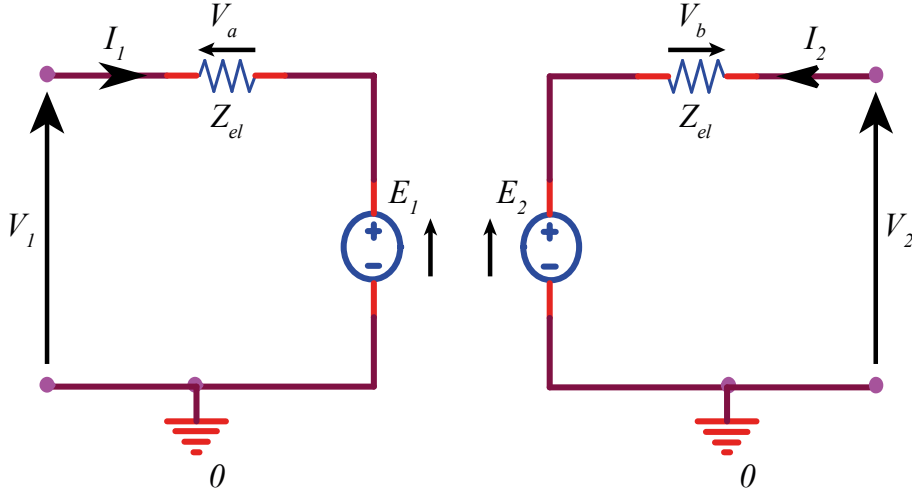


Figure II.8. Circuit de Thévenin équivalent au modèle de FDTL de la Méthode des Caractéristiques de Branin [130]

Avec

$$E_1 = (V_2 + V_b)e^{-\gamma_{el}(s)l_e} \quad (2.33)$$

$$E_2 = (V_1 + V_a)e^{-\gamma_{el}(s)l_e} \quad (2.34)$$

$$V_a = Z_{el}(s)I_1(s) \quad (2.35)$$

$$V_b = Z_{el}(s)I_2(s) \quad (2.36)$$

Les paramètres E_1 et E_2 sont des expressions de Laplace implémentées dans PSpice par des sources de tension contrôlées « ELAPLACE » [133]. Quant à l'impédance caractéristique $Z_{el}(s)$, elle est approximée par un nombre réel constant Z_{el} et elle est implémentée dans PSpice par une simple résistance.

Le nombre d'onde complexe $\gamma_{el}(s)$ et l'impédance caractéristique Z_{el} sont définis avec l'analogie acoustique-électrique (cf. équations (2.14), (2.18) et Figure II.7) [109], [110], [134]

$$\gamma_{el}(s) \cong \frac{R(s)}{2} \sqrt{\frac{C(s)}{L}} + s\sqrt{LC(s)} = \alpha_{ac}(f) + \frac{s}{c_{ac}(f)} \quad (2.37)$$

$$Z_{el}(s) \cong \sqrt{\frac{L}{C(s)}} = S_r \rho c_{ac}(f) \cong S_r \rho c_{ac}(f_0) = Z_{el} \quad (2.38)$$

A noter que l'impédance caractéristique $Z_{el}(s)$ peut être approximée par une résistance Z_{el} (partie réelle) car sa réactance (partie complexe) n'engendre qu'un léger déphasage qui est

négligeable par rapport à la dispersion de l'onde (causée par la partie imaginaire du nombre d'onde complexe $\gamma_{el}(s)$).

Le nombre d'onde complexe $\gamma_{el}(s)$ ci-dessus est une fonction irrationnelle de la variable complexe s . Il doit respecter la condition de causalité de la ligne pour s'assurer qu'aucun signal qui entre d'un côté de la ligne ne ressorte de l'autre côté avant que le temps de propagation de la ligne ne soit écoulé [132], [135]. C'est le cas puisque l'approximation NLKK (cf. équation (2.23)) qui définit le nombre d'onde complexe respecte cette condition de causalité. Malgré cela, si un signal apparaît en sortie de la ligne avant le temps de propagation, il est possible de l'enlever en ajoutant un retard T au nombre d'onde complexe $\gamma_{el}(s)$ directement dans le modèle de la Figure II.8. Ce retard va forcer la sortie de la ligne à être nulle durant le temps de propagation sans pour autant que la causalité « physique » de la ligne ne soit respectée.

Une validation de cette ligne est réalisée avant de l'employer dans le modèle PSpice de la PEA.

II.2.3.2.3 Validation de la FDTL de l'échantillon polymère implémentée dans PSpice

Le modèle de la ligne de transmission acoustique de l'échantillon (cf. Figure II.8) est validé en deux étapes. La première étape consiste à réaliser une simulation avec le modèle préalablement défini par un coefficient d'atténuation initial $\alpha_{ac,ini}$ (cf. équation (2.29)), et une vitesse de phase initiale $c_{ac,ini}$ (cf. équation (2.30)). La seconde étape permet de calculer des grandeurs acoustiques $\alpha_{ac,cal}$ et $c_{ac,cal}$ à partir du signal de simulation pour pouvoir les comparer aux grandeurs initiales.

Les grandeurs initiales $\alpha_{ac,ini}$, et $c_{ac,ini}$, sont définies par les équations (2.29) et (2.30) qui sont paramétrées par les valeurs acoustiques a_1 , f_0 , et $c_{ac}(f_0)$ d'un échantillon de polyéthylène réticulé (PER), d'épaisseur $l = 1 \text{ mm}$, et de masse volumique $\rho = 930 \text{ kg} / \text{m}^3$ [88].

$$a_1 = 6,2 \cdot 10^{-2} (\text{mm.MHz})^{-1}$$

$$f_0 = 2 \text{ MHz}$$

$$c_{ac}(f_0) = 1900 \text{ m} / \text{s}$$

La surface de référence pour réaliser les simulations est ici fixée à $S_r = 79 \text{ mm}^2$ en référence à l'utilisation d'un capteur de diamètre 1 cm sur lequel l'onde est mesurée. Le modèle configuré avec ces paramètres (cf. Figure II.8) est ensuite implanté dans le circuit PSpice de la Figure II.9.

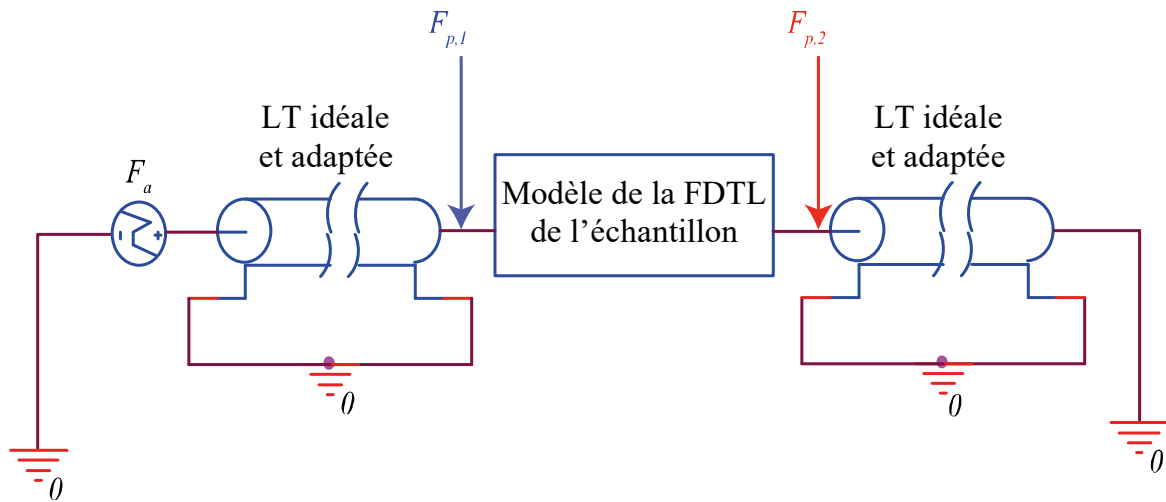


Figure II.9. Circuit PSpice pour vérifier la validité du modèle de la ligne de transmission à pertes dépendantes de la fréquence (FDTL) de l'échantillon polymère

L'idée est de placer une force acoustique F_a en amont de la FDTL de l'échantillon, puis de sonder les deux forces $F_{p,1}$ et $F_{p,2}$ à chacune de ses extrémités. Le paramètre $F_{p,2}$ est la force en sortie de la FDTL et le paramètre $F_{p,1}$ est celle en entrée. Des lignes de transmission (LT) idéales et adaptées à l'échantillon ont été mises afin d'empêcher toute réflexion dans les signaux sondés. La force F_a est définie par une impulsion carrée de largeur de $5ns$ et d'amplitude de $1N$. A noter qu'une étude fréquentielle faite à partir d'une force acoustique sinusoïdale aurait également pu être réalisée. Le tracé des forces simulées avec PSpice aux deux extrémités de la ligne est représenté sur la Figure II.10.

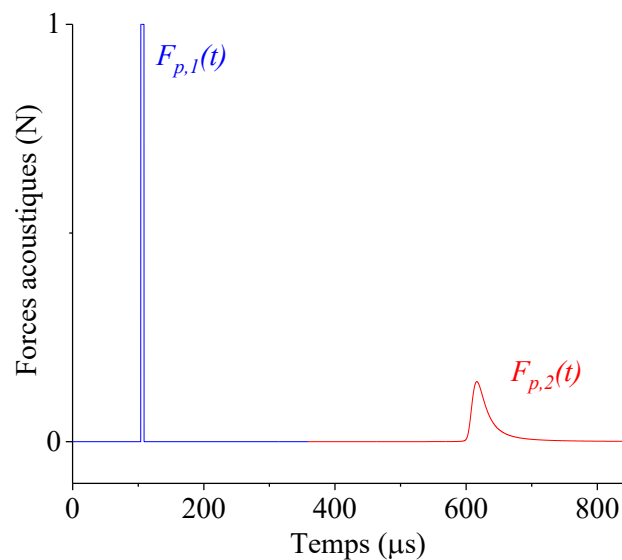


Figure II.10. Forces acoustiques de part et d'autre de la ligne

La force $F_{p,2}$ est générée par la résultante de l'onde de pression qui s'est propagée au travers de la ligne à partir de la force $F_{p,1}$. Dans le domaine fréquentiel, cette force résultante s'écrit

$$F_{p,2}(j\omega) = F_{p,1}(j\omega) e^{-\gamma_{ac} l_e} = F_{p,1}(j\omega) e^{-\left[\alpha_{ac}(f) + \frac{j\omega}{c_{ac}(f)}\right] l_e} \quad (2.39)$$

A partir de cette expression, il est possible de calculer un coefficient d'atténuation $\alpha_{ac,cal}(f)$ et une vitesse de phase $c_{ac,cal}(f)$ à l'aide des transformations de Fourier rapide (TFD ou FFT en anglais pour Fast Fourier transform) des signaux de force simulés $F_{p,2}(t)$ et $F_{p,1}(t)$ [121]

$$\alpha_{ac,cal}(f) = -\frac{1}{l_e} \ln \left(\left| \frac{FFT(F_{p,2}(t))}{FFT(F_{p,1}(t))} \right| \right) \quad (2.40)$$

$$c_{ac,cal}(f) = \frac{-2\pi f l_e}{\arg(FFT(F_{p,2}(t))) - \arg(FFT(F_{p,1}(t)))} \quad (2.41)$$

Ces grandeurs calculées ci-dessus à partir des signaux PSpice sont ensuite comparées à celles issues des équations (2.29) et (2.30) basées sur l'approximation NLKK. La Figure II.11 montre la superposition de ces grandeurs initiales et calculées.

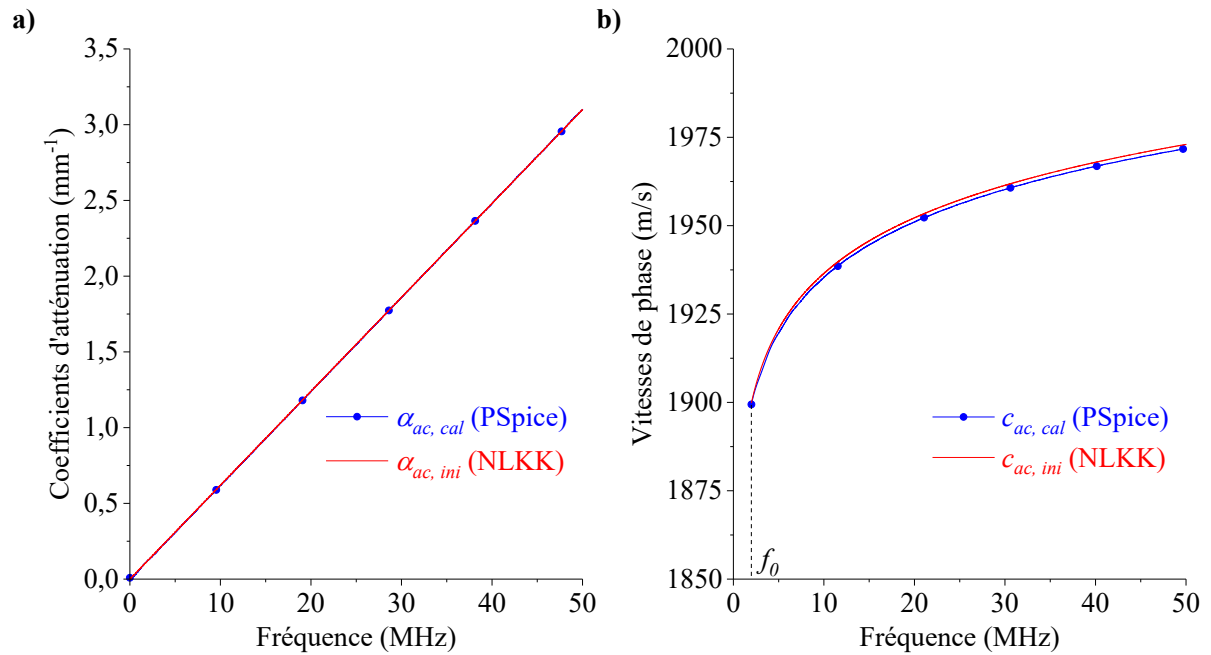


Figure II.11.a) Coefficients d'atténuation initiale et calculée ; b) Vitesses de phase initiale et calculée

La bande passante de 50 MHz représentée sur la figure ci-dessus est caractéristique de celle d'un signal de mesure PEA obtenu à partir d'un échantillon de PTFE (qui sera étudié dans la partie II.4.1.3). Pour pouvoir mieux apprécier la similitude entre les courbes du coefficient d'atténuation, et celles de la vitesse de phase, des écarts relatifs de leurs normes sont calculés

$$\delta_{\alpha_{ac}} = \frac{\|\alpha_{ac,cal}(f) - \alpha_{ac,ini}(f)\|}{\|\alpha_{ac,ini}(f)\|} = 2,2\% \quad (2.42)$$

$$\delta_{c_{ac}} = \frac{\|c_{ac,cal}(f) - c_{ac,ini}(f)\|}{\|c_{ac,ini}(f)\|} = 0,2\% \quad (2.43)$$

Ces écarts relativement faibles permettent de valider ce modèle PSpice d'un matériau polymère qui atténue et disperse les ondes acoustiques.

II.2.3.2.4 Influence de la désadaptation d'impédance entre l'échantillon polymère et l'électrode Haute-Tension sur les calculs du coefficient d'atténuation et de la vitesse de phase

Le modèle PSpice de l'échantillon polymère avec peu de pertes est maintenant étudié lorsqu'il est positionné entre deux lignes de transmissions idéales mais désadaptées, comme le montre la Figure II.12.

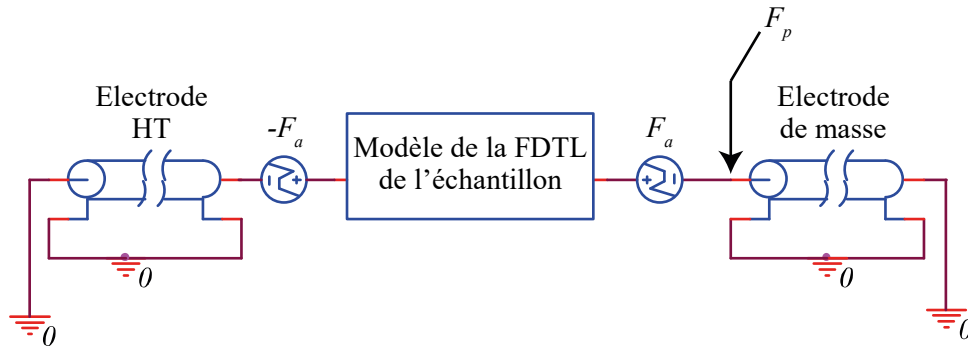


Figure II.12. Circuit PSpice pour étudier le modèle de la ligne de transmission à pertes dépendantes de la fréquence (FDTL) de l'échantillon polymère qui est désadaptée aux électrodes

L'idée est de reproduire une situation de mesure de calibration expérimentale de la PEA (polarisation de l'échantillon) en positionnant les forces acoustiques F_a , et $-F_a$ aux extrémités du modèle de l'échantillon. La force F_p à l'entrée de l'électrode de masse est la somme de la force $F_{p,2}$ qui a traversé l'échantillon et de la force $F_{p,1}$ qui ne l'a pas traversé. Cette force est sondée et tracée sur Figure II.13 pour différentes valeurs d'impédance de l'électrode Haute-Tension Z_{HT} par rapport à l'impédance de l'échantillon Z_e .

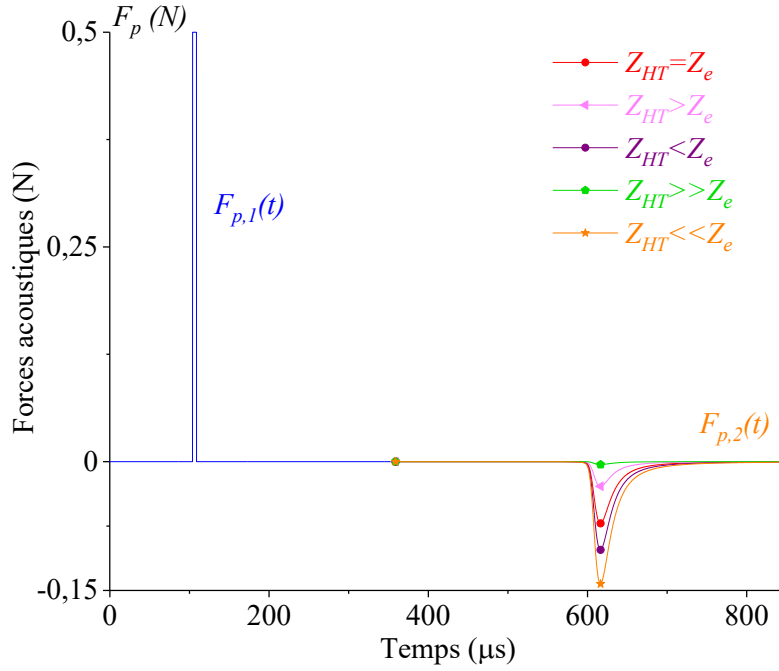


Figure II.13. Impact de la désadaptation d'impédance entre l'électrode HT et l'échantillon polymère sur les forces acoustiques, de part et d'autre de l'échantillon

Si $Z_{HT} < Z_e$, les réflexions entre l'électrode HT et l'échantillon mènent à des interférences constructives alors que si $Z_{HT} > Z_e$, les interférences sont destructives. Cette désadaptation d'impédance mène à de nouvelles expressions des forces acoustiques sondées [123]

$$F_{p,1}(j\omega) = G_{e \rightarrow m} F_a(j\omega) \quad (2.44)$$

$$F_{p,2}(j\omega) = -G_{HT \rightarrow e} T_{e \rightarrow m} F_a(j\omega) e^{-\left[\alpha_{ac}(f) + \frac{j\omega}{c_{ac}(f)}\right] l_e} \quad (2.45)$$

Avec $G_{1 \rightarrow 2}$ et $T_{1 \rightarrow 2}$ les coefficients de génération et de transmission en amplitude de l'onde acoustique qui se propage d'un milieu 1 vers un milieu 2

$$G_{1 \rightarrow 2} = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (2.46)$$

$$T_{1 \rightarrow 2} = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (2.47)$$

Avec Z_1 et Z_2 respectivement les impédances acoustiques des milieux 1 et 2. Comme lors du cas d'étude précédent dans lequel l'échantillon était adapté (cf. équations (2.40) et (2.41)), il est possible de calculer un coefficient d'atténuation « expérimental » $\alpha_{ac,exp}(f)$, et une vitesse de phase « expérimentale » $c_{ac,exp}(f)$, à l'aide des TFD des signaux $F_{p,2}(t)$ et $F_{p,1}(t)$ [121] obtenus pour l'étude d'un échantillon désadapté

$$\alpha_{ac,exp}(f) = -\frac{1}{l_e} \ln \left(\left| \frac{FFT(-F_{p,2}(t))}{FFT(F_{p,1}(t))} \right| \right) = -\frac{1}{l_e} \ln \left(\left| 2G_{HT \rightarrow e} e^{-\left[\alpha_{ac,cal}(f) + \frac{j2\pi f}{c_{ac,cal}(f)} l_e \right]} \right| \right) \quad (2.48)$$

$$\Leftrightarrow \alpha_{ac,exp}(f) = \alpha_{ac,cal}(f) - \frac{1}{l_e} \ln(2G_{HT \rightarrow e}) = \alpha_{ac,cal}(f) - \frac{1}{l_e} \ln \left(\frac{2Z_e}{Z_{HT} + Z_e} \right) \quad (2.49)$$

$$c_{ac,exp}(f) = \frac{-2\pi f l_e}{\arg(FFT(-F_{p,2}(t))) - \arg(FFT(F_{p,1}(t)))} = c_{ac,cal}(f) \quad (2.50)$$

Le coefficient d'atténuation « expérimental » (équation (2.49)) est constitué du coefficient d'atténuation de l'échantillon $\alpha_{ac,cal}(f)$ et d'un offset $-\frac{1}{l_e} \ln \left(\frac{2Z_e}{Z_{HT} + Z_e} \right)$ qui est proportionnel à la désadaptation d'impédance entre l'électrode HT et l'échantillon. Il faut noter que ce terme de désadaptation d'impédance n'est valable que pour des ondes qui sont à l'interface entre l'échantillon et l'électrode HT et qu'il n'apparaît que lorsque l'on mesure un coefficient d'atténuation « expérimental » à partir d'un signal d'étalonnage (lorsque l'échantillon est soumis à une brève polarisation).

La vitesse de phase « expérimentale » n'est pas affectée par le changement d'amplitude de $F_{p,2}(t)$ (cf. Figure II.13).

La Figure II.14 montre l'impact de cette désadaptation sur le calcul du coefficient d'atténuation expérimental.

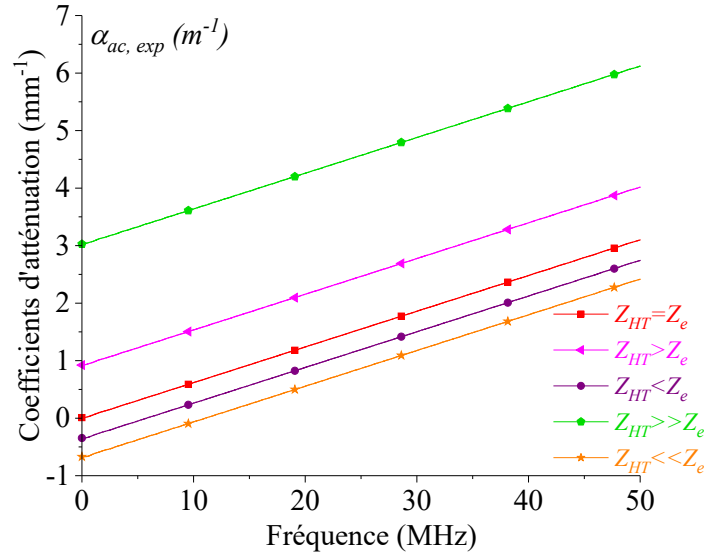


Figure II.14. Impact de la désadaptation d'impédance entre l'électrode HT et l'échantillon sur le calcul du coefficient d'atténuation expérimental

Interpréter l'offset du coefficient d'atténuation expérimental uniquement par la désadaptation d'impédance entre l'électrode HT et l'échantillon est un atout pour paramétrer

l'ensemble du modèle PSpice. En effet, la mesure de l'offset $-\frac{1}{l_e} \ln\left(\frac{2Z_e}{Z_{HT} + Z_e}\right)$, en plus d'une connaissance à priori de l'impédance acoustique de l'échantillon polymère Z_e , permettent d'estimer l'impédance acoustique du semi-conducteur de l'électrode HT Z_{HT} si cette dernière est incertaine. Inversement, si Z_{HT} est connue, la mesure de l'offset permet d'estimer Z_e si cette dernière est incertaine.

II.3 Modélisation du capteur piézoélectrique couplé à l'amplificateur

II.3.1 Utilisation du modèle de Redwood couplé à l'amplificateur

L'onde acoustique qui se propage au travers du capteur piézoélectrique est convertie en une onde électrique qui sera ensuite amplifiée. Différents modèles électriques de transducteur piézoélectrique sont utilisés dans les différentes modélisations de la PEA [116]–[118]. Ces modèles considèrent une ligne de transmission électrique identique pour reproduire la propagation de l'onde acoustique, et des circuits électriques équivalents pour modéliser la conversion acoustique-électrique. Le modèle choisi dans cette thèse est celui de Redwood [116] pour lequel le ratio de conversion acoustique-électrique du transformateur ne dépend pas de la fréquence. Le modèle de Redwood [116] est représenté sur la Figure II.15.

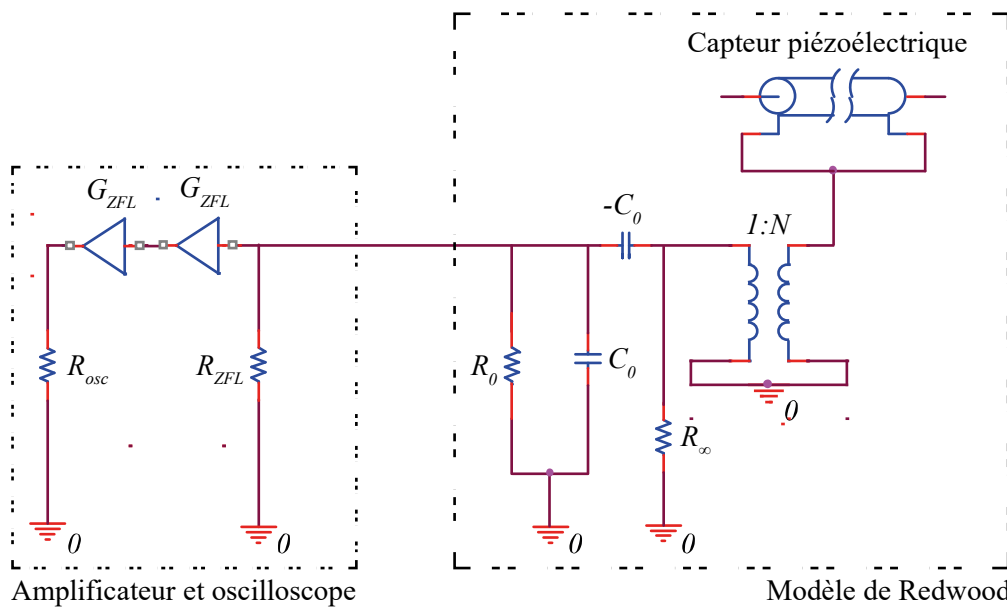


Figure II.15. Modèle PSpice de Redwood du capteur piézoélectrique couplé au modèle de l'amplificateur

La propagation de l'onde acoustique dans le capteur piézoélectrique est modélisée par une ligne de transmission électrique sans perte (cf. Figure II.6). La conversion de l'onde

acoustique en onde électrique est réalisée avec un transformateur électrique idéal de rapport de transformation électrique-acoustique

$$N = hC_0 \quad (2.51)$$

Avec h une constante piézoélectrique qui dépend, du coefficient de couplage k_t , de la vitesse de l'onde $c_{ac,d}$, de la densité ρ_d , de la permittivité du vide ε_0 , et de la constante diélectrique $\varepsilon_{r,d}$, du détecteur [136]

$$h = k_t c_{ac,d} \sqrt{\frac{\rho_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_{r,d}}} \quad (2.52)$$

Et avec C_0 la capacité « bloquée » du matériau où l_d est l'épaisseur du détecteur et S_r la surface de référence.

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r,d} S_r}{l_d} \quad (2.53)$$

La conversion de l'onde acoustique en onde électrique est également assurée par un circuit électrique situé au primaire du transformateur. Ce circuit est composé d'une capacité négative $-C_0$ en série avec le primaire du transformateur, et d'une capacité positive C_0 mise en parallèle d'une résistance R_0 qui représente les pertes diélectriques du capteur piézoélectrique

$$R_0 = \frac{1}{\tan(\delta_d) C_0 \omega} \quad (2.54)$$

Avec δ_d l'angle de perte diélectrique et ω la pulsation du signal. A noter que la résistance R_∞ très élevée ($10^{18} \Omega$) permet juste de définir un nœud non-flottant dans le circuit PSpice.

L'amplification du signal est assurée par deux amplificateurs ZFL-500LN+ en cascade et alimentés par un générateur de tension continue de 15V. Leur impédance d'entrée est modélisée par une résistance R_{ZFL} de 50Ω mise en parallèle avec la résistance de pertes diélectriques du capteur. L'amplification est modélisée par deux gains idéaux en série de $G_{ZFL} = 28 \text{ dB}$ chacun. La tension de sortie de ces deux amplificateurs est ensuite affichée par un oscilloscope modélisé par une résistance R_{osc} de 50Ω . Par abus de langage, on appelle l'« amplificateur » de la PEA le système des deux amplificateurs montés en cascade.

Au début de cette thèse, la pulsation intervenant dans la résistance de pertes diélectriques (cf. équation (2.54)) était définie par une valeur constante $\omega = \omega_0$ car la résistance standard de PSpice ne permet pas une dépendance en fréquence [67], [134]. Cette pulsation

constante peut, par exemple, être celle correspondante au maximum d'amplitude spectrale de la force acoustique générée en entrée du modèle (cf. partie II.2.2). La partie suivante expose la méthode employée afin de modéliser la pulsation variable ω dans la résistance de pertes diélectriques $R_0(\omega)$.

II.3.2 Modélisation des pertes diélectriques dépendantes de la fréquence

La modélisation de la pulsation variable ω dans la résistance de pertes diélectriques $R_0(\omega)$ d'un transducteur piézoélectrique a été présentée par Dahiya [112], et reprise par Chahal [102], dans son modèle PSpice de la PEA. Cette modélisation a été réalisée pour le modèle de Leach [118] du capteur. Le principe reste le même pour le modèle de Redwood [116] couplé à l'amplificateur qui est utilisé ici. En se basant sur la Figure II.15, l'impédance équivalente Z_{eq} de la capacité bloquée C_0 , de la résistance de pertes diélectriques $R_0(\omega)$ et de la résistance d'entrée de l'amplificateur R_{ZFL} , en parallèle, s'écrit

$$Z_{eq} = \frac{V_0}{I_0} = \frac{1}{\frac{1}{R_{ZFL}} + C_0 \left(s + \tan(\delta_d) \sqrt{-s.s} \right)} \quad (2.55)$$

Avec V_0 la tension à ses bornes, I_0 le courant qui la traverse et $\sqrt{-s.s} = \omega$ la pulsation écrite en fonction de la variable de Laplace $s = j\omega$. L'impédance équivalente est alors implémentée dans PSpice par le biais d'une source de tension contrôlée V_0 qui est égale à l'impédance équivalente Z_{eq} multipliée par le courant I_0 qui la traverse. La Figure II.16 schématise le modèle de Redwood [116] du capteur avec la prise en compte de la dépendance en fréquence de la résistance de pertes diélectriques.

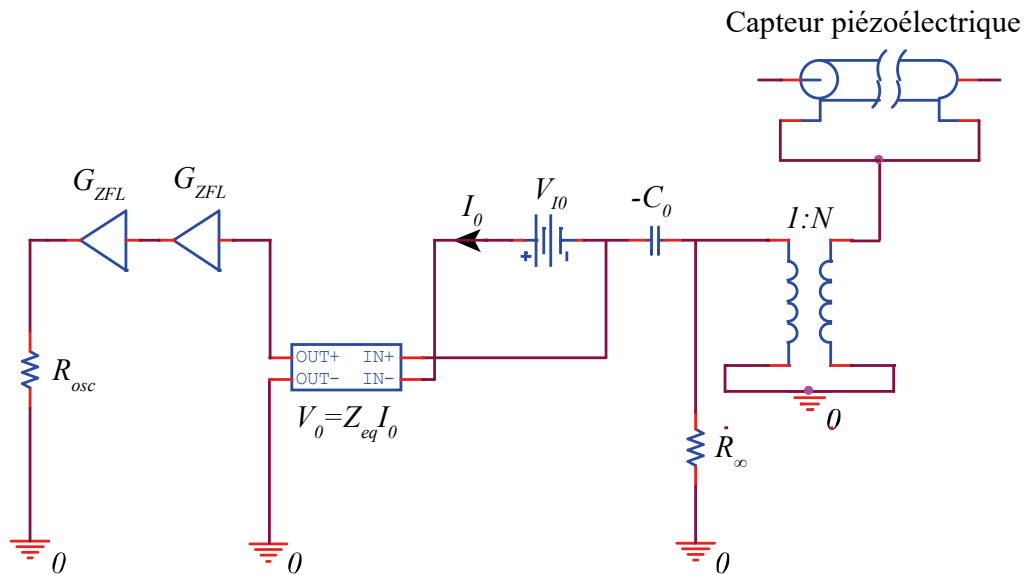


Figure II.16. Modèle PSpice de Redwood du capteur piézoélectrique couplé au modèle de l'amplificateur avec la prise en compte de la dépendance en fréquence de la résistance de pertes diélectriques

II.4 Configuration, simulation et optimisation du modèle PSpice de la PEA

Les parties précédentes ont permis de détailler les modélisations des différents éléments du banc de mesure PEA. Les forces acoustiques générées de part et d'autre de l'échantillon polarisé sont modélisées par des générateurs de tension (cf. Figure II.5). Les milieux acoustiques sont modélisés par des lignes de transmission électriques sans perte (cf. Figure II.6), à l'exception de l'échantillon qui est modélisé par une ligne à pertes dépendantes de la fréquence (cf. Figure II.8). Le capteur piézoélectrique couplé à l'amplificateur est modélisé par le circuit de Redwood [116] couplé à la résistance d'entrée de l'amplificateur (cf. Figure II.16). Tous ces modèles sont assemblés sur la Figure II.17 qui représente le modèle PSpice complet de la PEA :

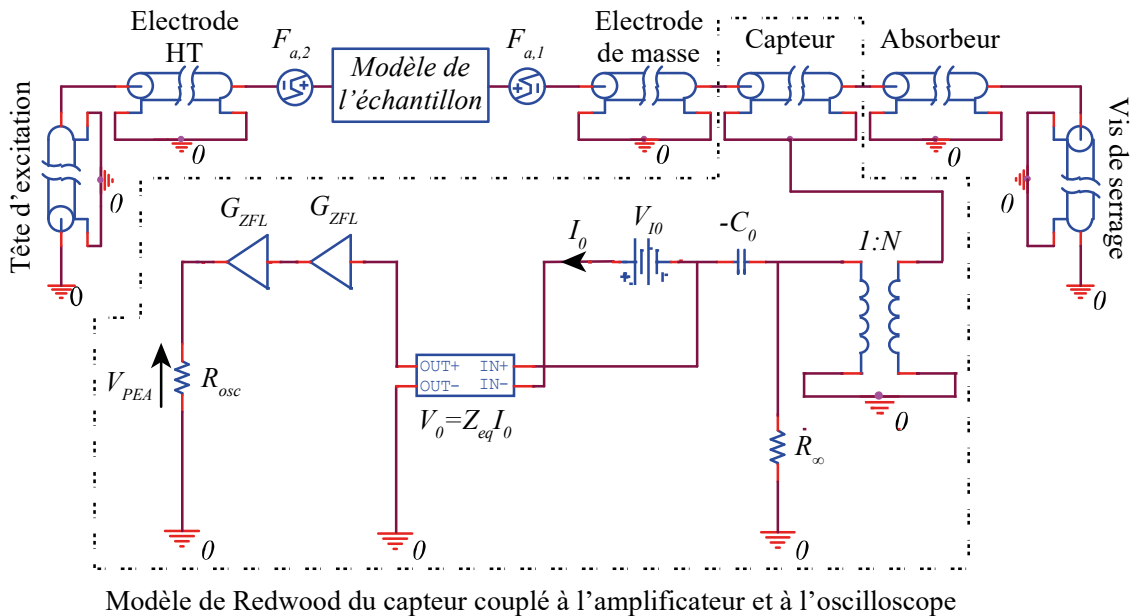


Figure II.17. Modèle PSpice de la PEA pour une calibration d'échantillon

Dans les prochaines parties, le modèle ci-dessus va être configuré pour reproduire une calibration sur un échantillon PTFE d'une épaisseur de $205 \mu\text{m}$. Le choix s'est porté sur le PTFE qui a la caractéristique d'avoir une atténuation et une dispersion visible pour une épaisseur de quelques centaines de microns. La simulation issue de ce modèle sera ensuite comparée au signal issu de l'expérience. Finalement, une optimisation du modèle sera réalisée en faisant varier les paramètres de la cellule dans un premier temps, puis en faisant varier les paramètres de l'échantillon étudié dans un deuxième temps, afin que le modèle soit le plus proche de l'expérience.

II.4.1 Configuration des paramètres du modèle PSpice de la PEA

II.4.1.1 Configuration des forces acoustiques générées aux électrodes

Lors de l'étape de calibration, l'échantillon est polarisé par une tension continue de 1kV qui engendre des charges capacitives aux électrodes. Lorsqu'une impulsion électrique est appliquée à l'échantillon, ces charges capacitives se déplacent et génèrent une force acoustique qui est proportionnelle au produit de convolution entre les charges et l'impulsion. La Figure II.18 montre, la densité de charge hypothèse d'écart-type d_p , l'impulsion électrique appliquée ainsi que leur convolution qui servira à définir les forces acoustiques $F_{a,1}$ et $F_{a,2}$ de part et d'autre de l'échantillon (cf. Figure II.17). A noter que ces forces sont définies avec un signe identique car les sources de tensions du modèle PSpice qui les modélisent sont de sens opposé.

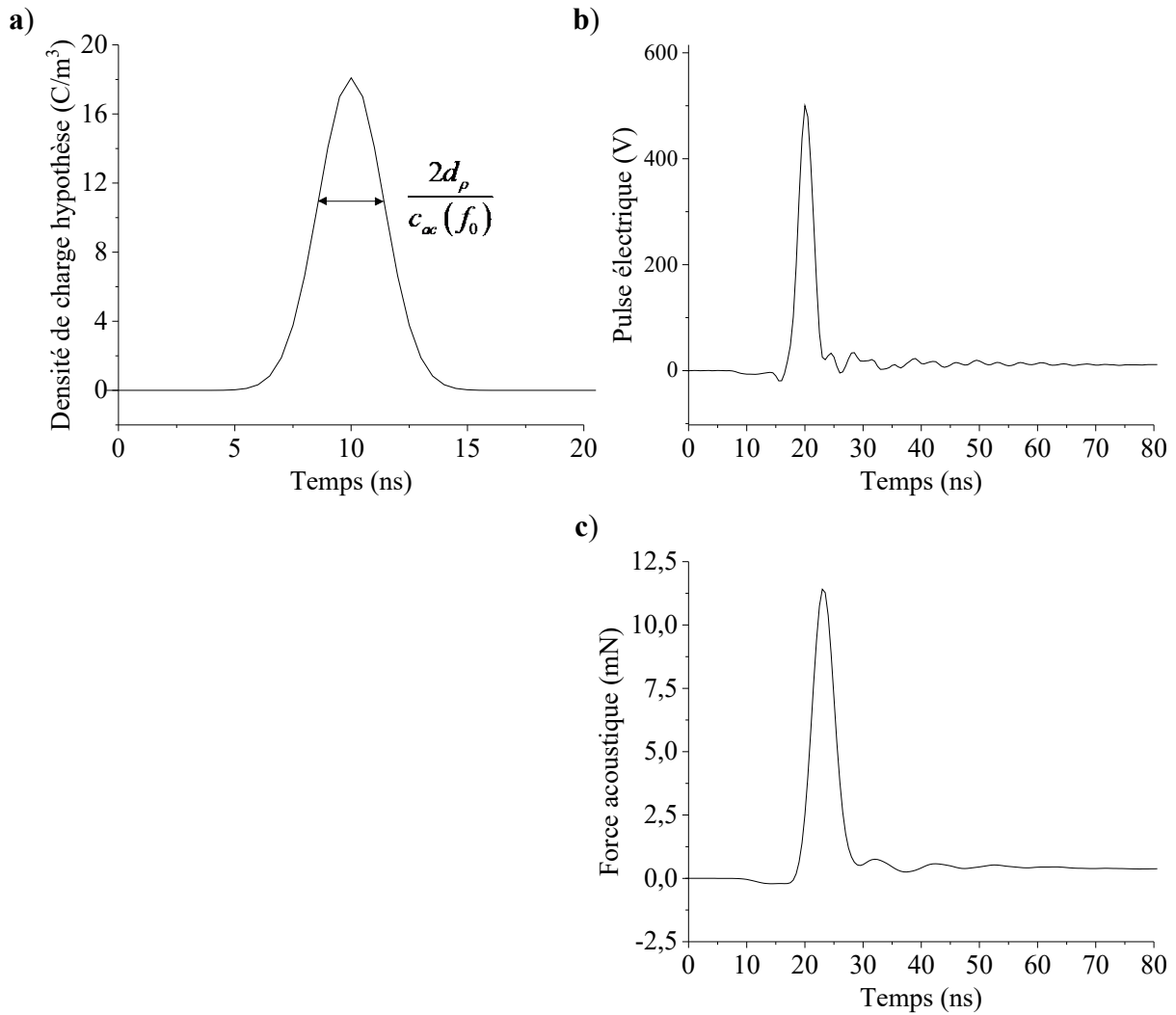


Figure II.18. a) Densité de charge hypothèse ; b) Impulsion électrique ; c) Force acoustique

II.4.1.2 Configuration des paramètres de la cellule

Les paramètres de la cellule sont ceux qui restent inchangés d'une expérience à une autre, et qui ne dépendent donc pas de l'échantillon étudié mais uniquement de la cellule employée. Ici, il s'agit d'une cellule achetée à la société japonaise *FiveLab*. Le diamètre de son électrode HT est mesuré à $8,5\text{ mm}$ et est supposé plus petit que celui du capteur piézoélectrique. Par conséquent, la section de l'électrode HT définit la surface de référence $S_r = 57\text{ mm}^2$ sur laquelle l'onde acoustique est générée. Les éléments de cette cellule qui permettent de paramétrer le modèle PSpice sont définis par défaut dans le Tableau II-2.

	Electrode Haute-Tension (HT)	Electrode de masse	Capteur piézoélectrique	Absorbeur
Matériau	LDPE au noir de carbone	Aluminium	PVDF	PMMA
Epaisseur l (μm)	1000	10000	9	2000
Densité ρ (kg/m^3)	940	2700	1780	1180
Vitesse de phase du son c_{ac} (m/s)	2200	6400	2200	2750
Constante diélectrique ϵ_r			7,4 (1kHz)	
Angle de perte diélectrique δ_d			0,17 (1kHz)	

Tableau II-2. Configuration par défaut de la cellule FiveLab

II.4.1.3 Configuration des paramètres acoustiques de l'échantillon

Pour chaque nouvelle étude, les paramètres acoustiques a_1 , f_0 et $c_{ac}(f_0)$ de l'échantillon, doivent être déterminés pour pouvoir définir son coefficient d'atténuation α_{ac} (cf. équation (2.29)) et sa vitesse de phase c_{ac} (cf. équation (2.30)). Dans le cas présent, il s'agit d'un échantillon de PTFE d'épaisseur de $205 \mu m$ et ses paramètres acoustiques vont être calculés à partir du signal de calibration expérimental illustré sur la Figure II.19. Par la suite, on parlera de paramètres acoustiques mesurés car ils sont calculés à partir d'un signal expérimental.

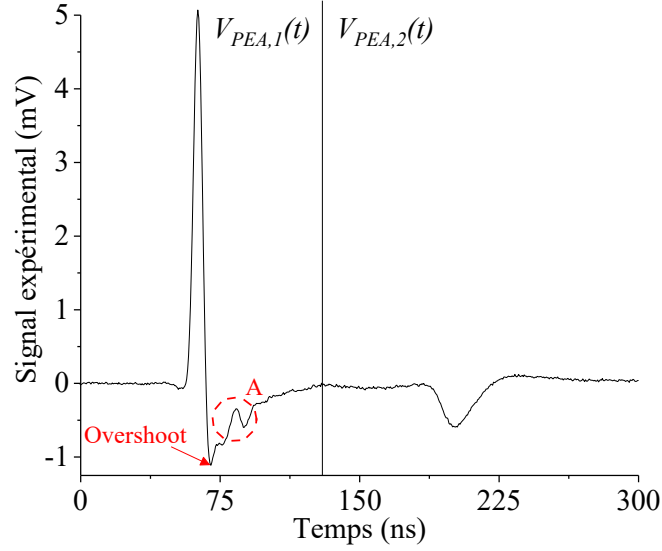


Figure II.19. Tracé du signal de calibration expérimental PEA

L'« overshoot » indiqué sur la figure ci-dessus est dû au couplage entre le capteur piézoélectrique et l'amplificateur. Bernstein l'avait établi analytiquement [61], [104], et Chahal l'avait confirmé via son modèle PSpice de la PEA [102]. L'artefact A est une réflexion de l'impulsion électrique sur l'impédance d'entrée de la tête d'excitation. Elle sera expliquée plus en détails dans la partie IV.1.1.2 du chapitre 4.

La procédure pour mesurer le coefficient d'atténuation expérimental $\alpha_{ac,exp}(f)$, et la vitesse de phase expérimental $c_{ac,exp}(f)$, s'applique normalement sur les transformées de Fourier des forces acoustiques $F_{p,1}(t)$ et $F_{p,2}(t)$ (cf. équations (2.48) et (2.50)). Elle s'applique ici directement sur les transformées de Fourier des signaux de tension $V_{PEA,1}(t)$ et $V_{PEA,2}(t)$ (cf. Figure II.19)

$$\alpha_{ac,exp}(f) = -\frac{1}{l_e} \ln \left| \frac{FFT(-V_{PEA,2}(t))}{FFT(V_{PEA,1}(t))} \right| = -\frac{1}{l_e} \ln \left| 2G_{HT \rightarrow e} e^{\left[\alpha_{ac,cal}(f) + \frac{j2\pi f}{c_{ac,cal}(f)} \right] l_e} \right| \quad (2.56)$$

$$\Leftrightarrow \alpha_{ac,exp}(f) = \alpha_{ac,cal}(f) - \frac{1}{l_e} \ln(2G_{HT \rightarrow e}) = \alpha_{ac,cal}(f) - \frac{1}{l_e} \ln \left(\frac{2Z_e}{Z_{HT} + Z_e} \right) \quad (2.57)$$

$$c_{ac,exp}(f) = \frac{-2\pi f l_e}{\varphi(FFT(-V_{PEA,2}(t))) - \varphi(FFT(V_{PEA,1}(t)))} = c_{ac,cal}(f) \quad (2.58)$$

Le coefficient d'atténuation expérimental $\alpha_{ac,exp}(f)$ est ensuite modélisé avec la droite affine de l'équation (2.29), issue l'approximation NLKK, et à laquelle on ajoute l'offset expérimental $-\frac{1}{l_e} \ln \left(\frac{2Z_e}{Z_{HT} + Z_e} \right)$ qui est dû à la désadaptation d'impédance entre l'électrode HT et l'échantillon

$$\alpha_{ac,mod}(f) = a_1 f - \frac{1}{l_e} \ln \left(\frac{2Z_e}{Z_{HT} + Z_e} \right) \quad (2.59)$$

Cette modélisation est faite sur l'intervalle de fréquence $[f_{\min}, f_{\max}]$ pour lequel $\alpha_{ac,exp}(f)$ est le plus linéaire (cf. Figure II.20.b). Cette plage de fréquence se définit manuellement mais s'interprète à partir des tracés des modules des transformées de Fourier de $V_{PEA,1}(t)$ et $V_{PEA,2}(t)$ (cf. Figure II.20.a).

Quant à la vitesse de phase expérimentale $c_{ac,exp}(f)$, elle est modélisée avec l'équation (2.50) de l'approximation NLKK sur l'intervalle de fréquence $]0, f_{\max}]$ (cf. Figure II.20.c)

$$c_{ac,mod}(f) = c_{ac}(f_0) + \left(\frac{c_{ac}(f_0)}{\pi} \right)^2 \left[a_1 \ln \left(\frac{f}{f_0} \right) \right] \quad (2.60)$$

La Figure II.20 illustre les superpositions des grandeurs acoustiques modélisées $\alpha_{ac,mod}$ et $c_{ac,mod}$, aux grandeurs acoustiques expérimentales, $\alpha_{ac,exp}(f)$ et $c_{ac,exp}(f)$.

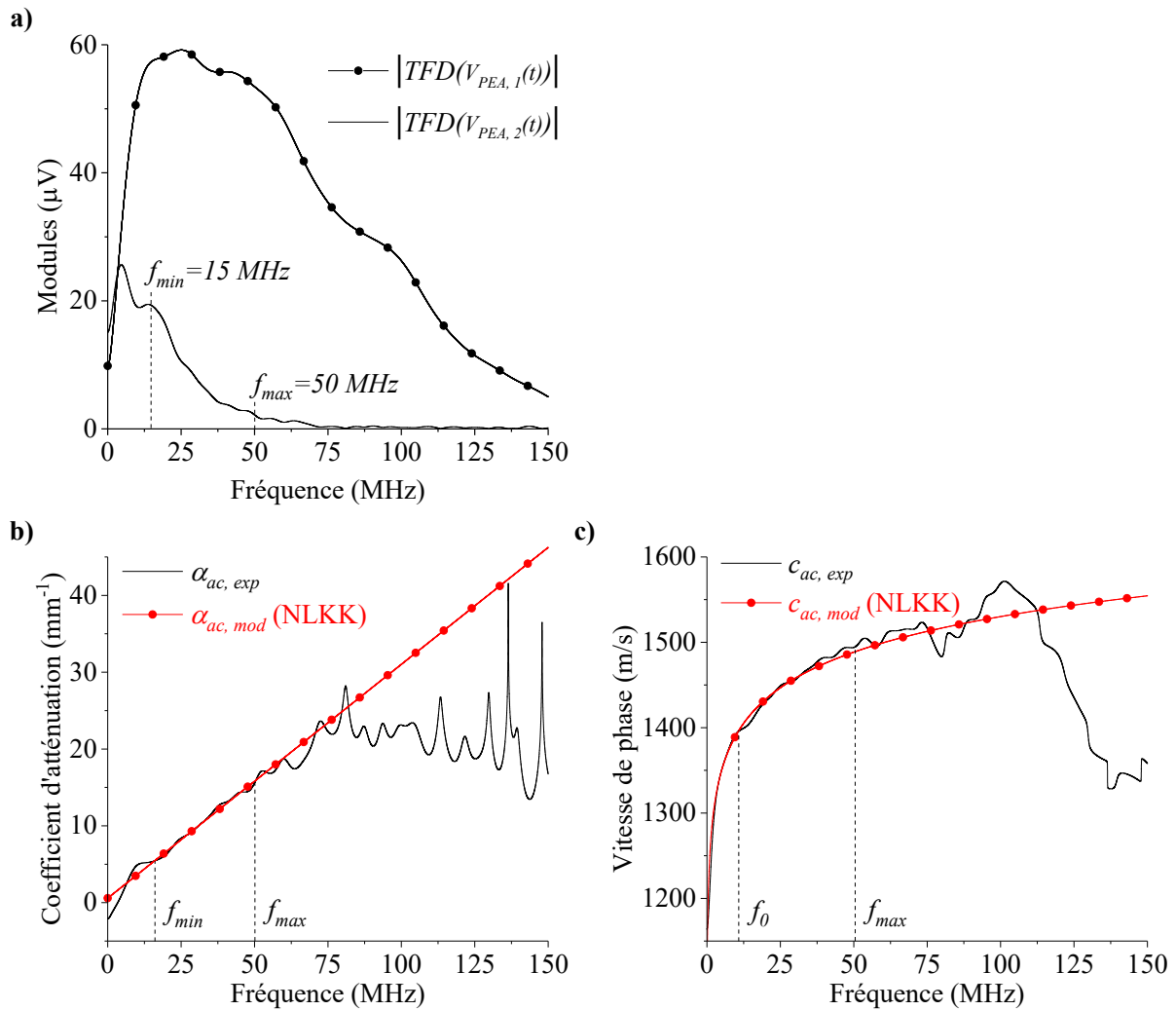


Figure II.20.a) Modules des TFD des tensions correspondantes aux forces acoustiques aux extrémités de l'échantillon ; b) Coefficients d'atténuation expérimental et mesuré ; b) Vitesses de phase expérimentale et mesurée

A noter que le coefficient d'atténuation et la vitesse de phase déterminés à partir des tensions $V_{PEA,1}$ et $V_{PEA,2}$ sont approximés. En effet, ces tensions ne sont pas exactement proportionnelles aux forces acoustiques $F_{p,1}$ et $F_{p,2}$ qui les ont engendrées, à cause de la réponse fréquentielle du capteur piézoélectrique couplé à l'amplificateur qui n'est pas constante.

Les régressions faites avec les équations (2.59) et (2.60) du modèle, respectivement sur les tracés a) et b) de la figure ci-dessus, permettent d'estimer les paramètres acoustiques listés dans le Tableau II-3.

Impédance acoustique de l'électrode HT $Z_{HT} (MN.s/m^3 = 1 Mrayl)$	3,45
Pente du coefficient d'atténuation $a_1 (mm.MHz)^{-1}$	$3,04.10^{-1}$
Fréquence initiale $f_0 (MHz)$	10,7
Vitesse de phase à la fréquence initiale $c_{ac}(f_0)(m/s)$	1396

Tableau II-3. Paramètres acoustiques estimés d'un échantillon de PTFE

Avec les données prises dans la littérature, l'échantillon de PTFE à une densité avoisinant les $2200 kg/m^3$ et une vitesse du son avoisinant les $1400 m/s$, ce qui lui confère une impédance d'environ $Z_e \approx 3,08 Mrayl$. Par conséquent, la valeur trouvée pour l'impédance de l'électrode HT $Z_{HT} \approx 3,45 Mrayl$ est cohérente avec l'intersection à l'ordonnée positive du coefficient d'atténuation expérimentale de la Figure II.20.b). Néanmoins, cette valeur n'est pas cohérente avec celle de $2,07 Mrayl$ que l'on trouverait avec des données prises de la littérature (cf. Tableau II-2). La question se pose de savoir si l'impédance de l'échantillon de PTFE a été augmentée par un serrage trop important lors de la mesure PEA au point d'être supérieure à celle de l'électrode en LDPE au noir de carbone. En effet, le PTFE est un matériau tendre qui se déforme facilement lorsqu'il subit une contrainte et qui voit sa densité, donc son impédance, augmentée. Néanmoins le LDPE est aussi tendre voir plus tendre que le PTFE, la question se pose de savoir si son taux de composition au noir de carbone augmente sa rigidité.

II.4.1.4 Simulation du modèle PSpice avec ses paramètres par défaut

Les paramètres de la cellule et de l'échantillon permettent de paramétrer le modèle PSpice de la PEA qui est configuré pour étudier un échantillon lors d'une étape de calibration (cf. Figure II.17). Le signal simulé issu du modèle PSpice est superposé au signal expérimental de calibration sur la Figure II.21. A noter que le maximum du signal simulé est normalisé par rapport au maximum du signal expérimental. En effet, l'amplitude de la simulation est environ 6 fois supérieure à celle de l'expérience. Cette différence peut s'expliquer par la non-prise en compte d'une éventuelle atténuation induite par l'électrode de masse et par la non-modélisation du pont diviseur de tension qui sert à adapter le générateur d'impulsion à la tête d'excitation. Cet écart d'amplitude peut également s'interpréter en partie par des valeurs imprécises des dimensions du matériau piézoélectrique et donc par conséquence de son ratio de transformation électrique-acoustique. En effet, sa section est peut-être plus faible que celle de l'électrode HT, auquel cas elle serait considérée comme la surface de référence de la cellule PEA. Finalement, cet écart peut se commenter en partie par la non-considération de l'électrostriction du matériau étudié. En effet, dans le cas d'un échantillon plan et uniforme, de l'électrostriction génère un

signal PEA proportionnel, et qui se soustrait, au signal généré par la densité de force de Coulomb.

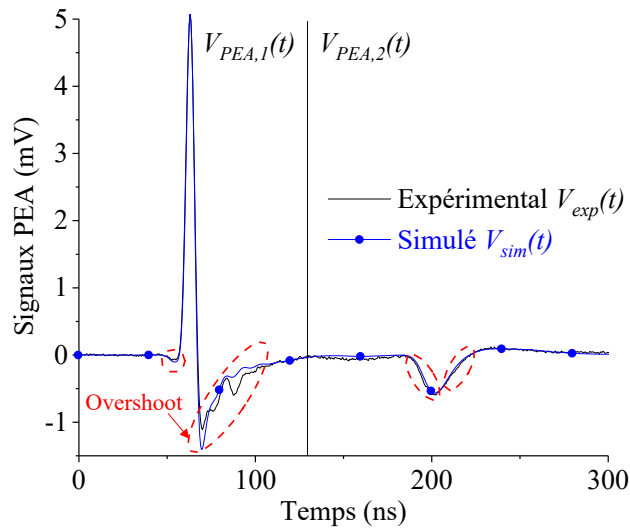


Figure II.21. Superposition du signal calibration expérimental et du signal de calibration simulé (et normalisé) avec les paramètres par défaut de PSpice

La superposition ci-dessus montre que la simulation est assez fidèle au signal expérimental bien que l'on puisse noter quelques différences dans les zones encadrées.

II.4.2 Optimisation des paramètres sensibles du modèle PSpice de la PEA

Un paramètre du modèle est dit « sensible » si une modification relativement faible de sa valeur engendre une modification relativement importante du signal simulé. Par exemple, des épaisseurs du capteur piézoélectrique de $9 \mu m$ ou de $10 \mu m$ impactent nettement la forme de l'« overshoot » (cf. Figure II.21). Pour optimiser ces paramètres et ainsi parfaire le modèle, l'algorithme à régions de confiance [137] est utilisé pour trouver les valeurs du vecteur θ , constitué des paramètres sensibles, qui permet de minimiser l'équation (2.61) représentative de l'erreur qu'il y a entre le signal expérimental $V_{exp}(t)$ et le signal simulé $V_{sim}(\theta, t)$ (cf. Figure II.21)

$$S(\theta) = \|V_{exp}(t) - V_{sim}(\theta, t)\|_2^2 \quad (2.61)$$

Cette quantité est minimisée, itération par itération, en modifiant les valeurs du vecteur θ . La minimisation s'arrête lorsque la quantité $S(\theta)$ est inférieure à un seuil de tolérance δ_s préalablement fixé. La Figure II.22 schématise la boucle d'optimisation mise en place.

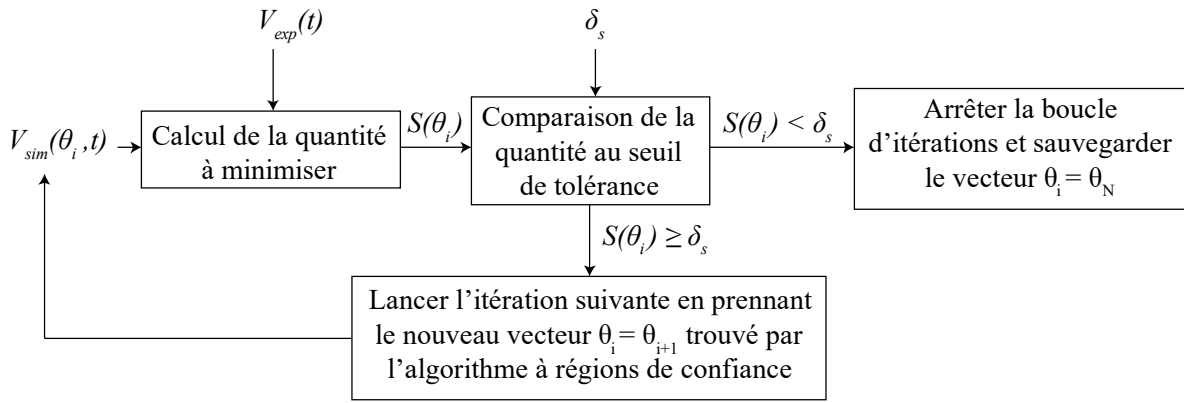


Figure II.22. Boucle d'optimisation du modèle PSpice

II.4.2.1 Optimisation de l'étalement de la charge hypothèse et des paramètres sensibles de la cellule

L'optimisation de l'étalement de la charge hypothèse d_ρ (cf. Figure II.18), et des paramètres sensibles de la cellule (principalement des paramètres du détecteur piézoélectrique et de l'absorbeur du Tableau II-2), sert à minimiser l'erreur entre le signal expérimental et le signal simulé sur leurs portions $V_{PEA,1}$ (cf. équation (2.61)). En effet, ces portions sont représentatives des pics de tension qui sont uniquement impactés par la cellule et qui n'ont subi aucune atténuation et dispersion de la part de l'échantillon, et aucune réflexion à l'interface électrode HT/échantillon (cf. Figure II.21). La Figure II.23 illustre la superposition de la portion $V_{PEA,1}$ du signal expérimental à celle du signal simulé après que l'étalement de la charge hypothèse et les paramètres sensibles de la cellule aient été optimisés.

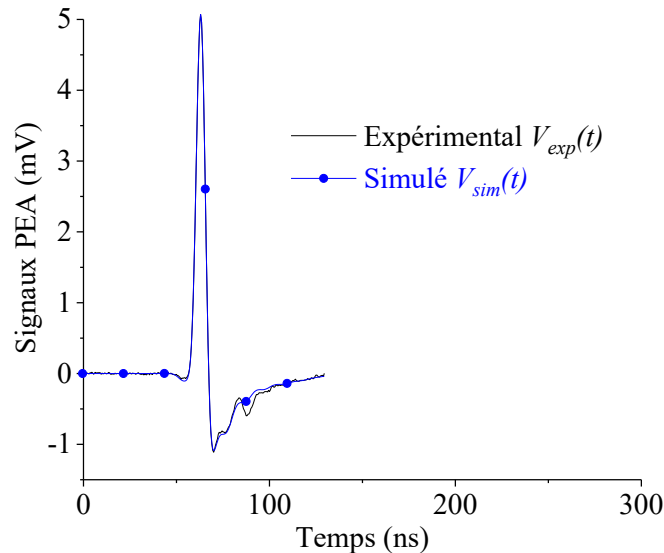


Figure II.23. Superposition des premiers pics de tension du signal expérimental et du signal simulé (et normalisé), après l'optimisation de l'étalement de la charge hypothèse et des paramètres sensibles de la cellule

Les paramètres sensibles de la cellule qui ont été optimisés sont ceux qui impactent l'« overshoot » qui est différent entre le signal expérimental et le signal simulé avec le modèle

PSpice par défaut (cf. Figure II.21). Il s'agit de l'épaisseur l_d , de la densité ρ_d , de la vitesse du son $c_{ac,d}$, de la constante diélectrique $\varepsilon_{r,d}$, et de l'angle de perte diélectrique $\delta_{d,d}$, du détecteur acoustique mais également de l'impédance acoustique de l'absorbeur Z_{abs} . Le Tableau II-4 donne les valeurs de l'étalement de la charge hypothèse et des paramètres sensibles de la cellule, avant, et après, leurs optimisations. A noter que les valeurs initiales sont optimisées dans des intervalles qui sont, soient bornés par des quantités physiquement cohérentes (prises dans la bibliographie), ou soient bornées par des quantités qui valent 50% de la valeur initiale.

	Avant l'optimisation	Après l'optimisation
Etalement de la charge hypothèse d_p (μm)	2,25	2,44
Epaisseur du détecteur piézoélectrique l_d (μm)	9	8,74
Densité du détecteur piézoélectrique ρ_d (kg/m^3)	1780	1763
Vitesse du son du détecteur piézoélectrique $c_{ac,d}$ (m/s)	2200	2219
Constante diélectrique du détecteur piézoélectrique $\varepsilon_{r,d}$	7,4	6,7
Angle de perte diélectrique du détecteur piézoélectrique $\delta_{d,d}$	0,17	0,19
Impédance acoustique de l'absorbeur Z_{abs} ($Mrayl$)	3,31	3,84

Tableau II-4. Paramètres de la charge hypothèse et paramètres sensibles de la cellule, avant, et après, l'optimisation

La plupart des paramètres optimisés ont moins de 15% d'erreur relative par rapport à leurs valeurs initiales. La constante diélectrique et l'angle de perte diélectrique du détecteur piézoélectrique sont des quantités qui normalement varient avec la fréquence mais qui sont modélisés ici par des constantes. Néanmoins, leur valeur après optimisation restent dans les gammes trouvées dans la littérature [138].

II.4.2.2 Optimisation des paramètres acoustiques de l'échantillon

L'optimisation des paramètres acoustiques de l'échantillon, préalablement estimés dans le Tableau II-3, sert à minimiser l'erreur entre le signal expérimental et le signal simulé sur leurs portions $V_{PEA,2}$ (cf. équation (2.61)). En effet, ces portions sont représentatives des pics de tension qui, en plus d'être impactés par la cellule, ont subi l'atténuation et la dispersion de l'échantillon, et des réflexions à l'interface électrode HT/échantillon (cf. Figure II.21). La

Figure II.24 illustre la superposition des portions $V_{PEA,2}$, du signal expérimental et du signal simulé, après que les paramètres acoustiques de l'échantillon aient été optimisés.

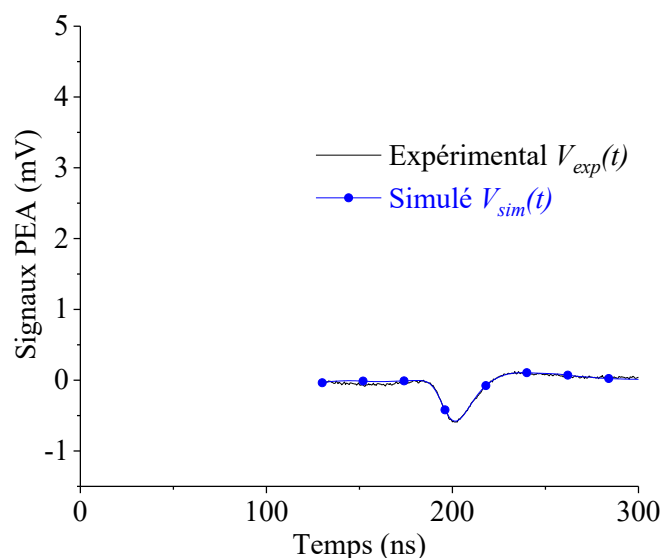


Figure II.24. Superposition des deuxièmes pics de tension, du signal expérimental, et du signal simulé (et normalisé), après l'optimisation des paramètres acoustiques de l'échantillon

Le Tableau II-5 donne les valeurs des paramètres acoustiques avant et après leurs optimisations. A noter que les valeurs sont optimisées dans des intervalles qui sont bornés à 50% autour des valeurs initiales.

	Avant l'optimisation	Après l'optimisation
Impédance acoustique de l'électrode Haute-Tension $Z_{HT} (Mrayl)$	3,45	3,3
Pente du coefficient d'atténuation $a_1 (mm.MHz)^{-1}$	$3,04 \cdot 10^{-1}$	$3,29 \cdot 10^{-1}$
Fréquence initiale $f_0 (MHz)$	10,7	9,9
Vitesse de phase à la fréquence initiale $c_{ac}(f_0)(m/s)$	1396	1394

Tableau II-5. Paramètres acoustiques de l'échantillon, avant, et après, l'optimisation

Tous les paramètres optimisés ont moins de 10% d'erreur relative par rapport à leurs valeurs initiales. Cette faible optimisation est cohérente avec la bonne correspondance des portions $V_{PEA,2}$ du signal expérimental et du signal simulé avec les paramètres acoustiques initiaux (cf. Figure II.21). Ce n'est pas toujours le cas et il arrive que l'expérience ne corresponde pas très bien à une simulation faite avec des paramètres acoustiques initialement mesurés et qui devront donc être optimisés. Ce cas de figure sera par exemple traité dans la

partie IV.2.3 du chapitre 4 (cf. Figure IV.8.b) dans lequel le modèle PSpice sera éprouvé pour plusieurs configurations de la PEA.

II.4.2.3 Simulation du modèle PSpice avec les paramètres sensibles optimisés

Les paramètres optimisés la charge hypothèse, de la cellule et de l'échantillon permettent de reparamétrer le modèle PSpice de la PEA. Le signal expérimental et le signal simulé issu de ce modèle optimisé sont superposés sur la Figure II.25.

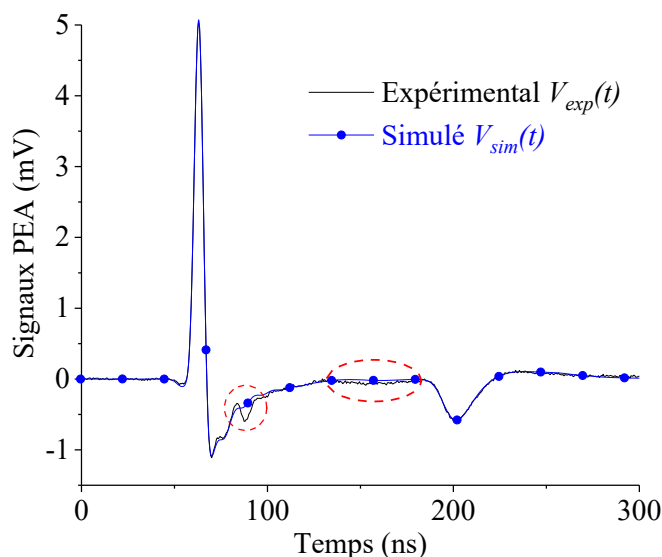


Figure II.25. Superposition du signal de calibration expérimental et du signal de calibration simulé (et normalisé) issu du modèle PSpice optimisé

Avec les paramètres du modèle PSpice qui ont été optimisés, le signal simulé est logiquement plus proche du signal expérimental. Il reste néanmoins des artefacts expérimentaux encadrés en rouge sur la figure ci-dessus qui ne peuvent pas être reproduits par le modèle. Ils seront attribués dans le chapitre suivant par la différence qu'il y a entre l'impulsion électrique « vue » par la cellule expérimentale et l'impulsion électrique mesurée par un oscilloscope puis utilisée dans le modèle PSpice.

Pour pouvoir mieux apprécier la similitude entre les signaux $V_{exp}(t)$ et $V_{sim}(t)$, un écart relatif de leurs normes est calculé

$$\delta_{V_{PEA}} = \frac{\|V_{exp}(t) - V_{sim}(t)\|}{\|V_{exp}(t)\|} = 5,5\% \quad (2.62)$$

Cette faible erreur met en évidence la capacité du modèle PSpice à pouvoir être représentatif de l'expérience en optimisant certains de ses paramètres.

II.5 Conclusion

Le modèle PSpice de la PEA présenté dans ce chapitre a été développé à partir d'un modèle issu d'une précédente thèse [68]. Ces travaux avaient notamment présenté une analogie acoustique-électrique qui permet de modéliser les forces acoustiques générées aux électrodes par des générateurs de tensions, ainsi que permis de modéliser les milieux de propagation acoustique par des lignes de transmission électrique.

Le premier est principal apport de ce chapitre a été la modélisation analytique des phénomènes acoustiques d'atténuation et de dispersion d'un échantillon polymère, pour qu'ils puissent être implémentés dans le modèle PSpice de la PEA. L'atténuation est issue d'un modèle empirique [124], [125], tandis que la dispersion est calculée à partir de l'approximation « NLKK » qui la relie à l'atténuation [126]–[129], [88], [90]. L'implémentation dans le modèle PSpice de l'échantillon qui atténue et disperse se fait à l'aide d'une ligne de transmission à pertes dépendantes en fréquence (FDTL) qui est elle-même modélisée par la Méthode des Caractéristiques (MdC) de Branin [130]–[132]. Cette FDTL de l'échantillon a été validée pour un cas idéal en étant adaptée, puis elle a été analysée pour un cas expérimental avec notamment une désadaptation d'impédance avec la ligne de transmission de l'électrode HT. L'analyse a montré que cette désadaptation induit un offset dans la mesure du coefficient d'atténuation qui peut donc être exploité afin d'estimer l'impédance acoustique de l'électrode HT.

Le second apport a été la prise en compte de la fréquence dans l'expression de la résistance de pertes diélectriques du modèle de Redwood [116] du capteur piézoélectrique. Pour se faire, il faut calculer l'expression fréquentielle de l'impédance équivalente de la capacité bloquée, de la résistance de pertes diélectriques et de la résistance d'entrée de l'amplificateur, en parallèle. Cette impédance équivalente est ensuite implémentée dans PSpice par le biais d'une source de tension contrôlée égale à l'impédance équivalente multipliée par le courant qui la traverse. Cette prise en compte de la fréquence dans l'expression de la résistance de pertes diélectriques a été réalisée en se basant sur les travaux de Dahiya [112].

Finalement, le nouveau modèle PSpice a été évalué en comparant son signal de simulation à un signal de calibration expérimental qui a été mesuré lors de la polarisation d'un échantillon de PTFE. Le signal simulé a été obtenu à partir du modèle paramétré avec des valeurs par défaut de la cellule et de l'échantillon. La comparaison entre le signal expérimental et le signal simulé avec le modèle PSpice par défaut n'était pas satisfaisante, et a conduit à un processus d'optimisation des paramètres sensibles du modèle. L'étalement de la charge hypothèse et les paramètres de la cellule ont été optimisés pour minimiser l'erreur entre les portions non atténuées, et non dispersées, du signal expérimental et du signal simulé. Les paramètres acoustiques de l'échantillon ont été optimisés pour minimiser l'erreur entre les portions atténuées et dispersées des signaux. Une nouvelle comparaison entre le signal expérimental et le signal simulé issu du modèle PSpice optimisé était satisfaisante et atteste de la capacité du modèle à pouvoir être représentatif de l'expérience.

Ce modèle PSpice de la PEA sera utilisé dans le prochain chapitre qui développera un nouveau traitement du signal qui prend en compte les phénomènes d'atténuation, de dispersion, et de réflexions des ondes acoustiques dans l'échantillon.

Chapitre 3

Traitement du signal de la PEA

La PEA est une méthode qui permet de mesurer la distribution de charges dans un échantillon diélectrique. Cette distribution est estimée à partir de la déconvolution d'un signal de tension en sortie du banc PEA [60], [66]. La qualité du signal de la charge déconvoluée a souvent été améliorée en travaillant sur la partie matériel (hardware) de la cellule [65]. Par exemple, l'utilisation d'un capteur piézoélectrique plus fin (afin d'améliorer la résolution spatiale), et de milieux acoustiques adaptés (afin de supprimer les réflexions), ont permis d'améliorer la proportionnalité entre le signal de tension mesuré et la distribution de charges afin de faciliter leur déconvolution. Néanmoins, certains phénomènes propres à l'échantillon testé, tels que l'atténuation, la dispersion et les réflexions des ondes acoustiques, sont plus ou moins présents dans la réponse de la PEA et peuvent causer une inexactitude sur la charge estimée s'ils ne sont pas pris en compte dans la fonction de transfert de la PEA (software). Pour considérer ces phénomènes dans la fonction de transfert, il faudrait pouvoir mesurer les différentes réponses de la PEA pour des entrées impulsionnelles (plans de charges) positionnées à différentes profondeurs de l'échantillon. C'est impossible à réaliser expérimentalement et c'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser le modèle PSpice de la PEA établi dans le chapitre précédent.

Une première partie présente les différentes étapes qui permettent de construire une fonction de transfert de la cellule à partir du modèle PSpice. Un schéma-bloc de la PEA sera d'abord présenté afin de mieux visualiser le traitement du signal qui sera appliqué à l'aide du modèle PSpice. Une première utilisation du modèle consiste à corriger l'impulsion électrique d'entrée dans le but de construire une fonction de transfert qui modélise parfaitement la cellule PEA. Une fois l'impulsion électrique optimisée, le modèle permettra de construire la fonction de transfert PEA.

Une deuxième partie traite de la déconvolution d'un signal de tension à partir d'une fonction de transfert PEA. Cette déconvolution se base sur deux méthodes : la régularisation au sens de Tikhonov [139] qui est une méthode analytique couramment utilisée pour les signaux PEA, et l'algorithme à régions de confiance [137] qui est une méthode itérative. Chacune de ces méthodes sera utilisée pour déconvoluer un signal expérimental à partir de la fonction de transfert PEA construite dans la première partie de ce chapitre.

Une troisième et dernière partie concerne une analyse du traitement du signal développé précédemment. Pour cela, des comparaisons sont faites avec le traitement d'Arnaout [66] qui ne prend pas en compte l'atténuation, la dispersion et les réflexions des ondes acoustiques qui traversent l'échantillon. Une première comparaison entre les densités de charge déconvoluées par les deux traitements permet d'interpréter leurs pertinences. Une seconde comparaison entre les résolutions spatiales des traitements, mesurées à l'aide du modèle PSpice, permet d'analyser le pouvoir de résolution des différents traitements.

III.1 Réalisation d'une fonction de transfert de la cellule à partir du modèle PSpice

III.1.1 Schéma-bloc de la PEA

Comme indiqué dans les chapitres précédents, le principe de la PEA est d'appliquer une impulsion électrique à un échantillon chargé afin de créer une onde acoustique qui se propage de l'échantillon jusqu'au capteur piézoélectrique qui la convertit en un signal de tension représentatif de la densité de charge. D'un point de vue du traitement du signal, il est important de distinguer les différents « blocs » de la PEA qu'il y a entre l'entrée (la distribution de charge) et la sortie (la tension mesurée) afin de pouvoir établir une stratégie de traitement du signal. La Figure III.1 montre un schéma bloc de la cellule établi pour ce chapitre.

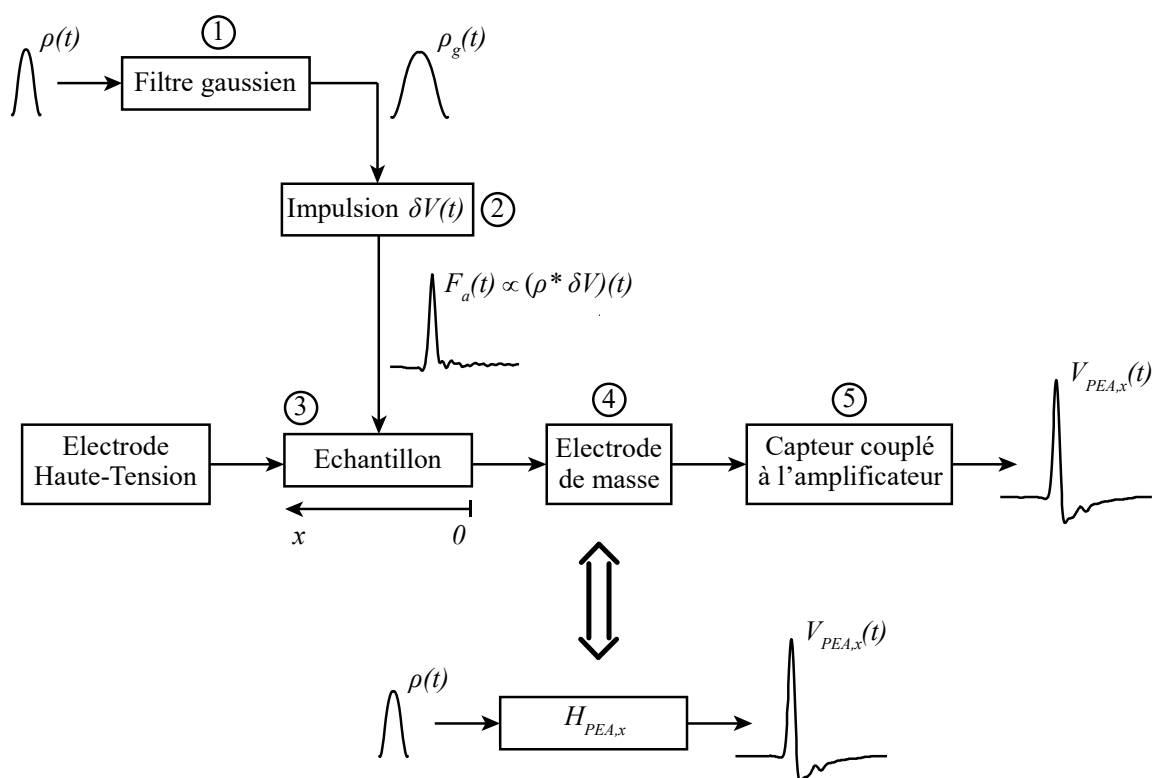


Figure III.1. Schéma-bloc de la cellule

Le bloc 1 représente un filtre gaussien appliqué à la charge d'entrée ρ pour d'une part mieux représenter la bande passante du signal expérimental (cf. II.4.2.1), et d'autre part, éviter la présence de bruit haute fréquence sur la charge qui sera déconvoluée (cf. III.2). Ce filtre est en pratique directement incorporé dans la charge d'entrée ρ en la définissant par une distribution gaussienne et pour laquelle la valeur de l'étalement permet d'ajuster la valeur de la bande passante du filtre (cf. II.2.2). Le bloc 2 représente l'impulsion électrique δV qui, une fois appliquée sur les charges, engendre une force acoustique F_a . Le bloc 3 représente l'échantillon où se propage, s'atténue, se disperse, et se réfléchit, l'onde acoustique d'entrée en fonction de la position initiale x de la force acoustique dans l'échantillon. Le bloc 4 représente l'électrode de masse qui retarde simplement l'onde acoustique d'entrée. Le bloc 5 représente le

capteur piézoélectrique couplé à l'amplificateur qui convertit l'onde acoustique en un signal électrique, puisqu'il amplifie cette onde afin de fournir la tension de sortie de la cellule $V_{PEA,x}$. La Figure III.1 servira de base de raisonnement dans le but de déterminer la fonction de transfert $H_{PEA,x}$ qui permettra de déconvoluer un signal PEA afin de retrouver la distribution de charges dans l'échantillon.

III.1.2 Utilisation du modèle PSpice pour corriger le signal de l'impulsion électrique mesurée

Avant d'envisager l'utilisation du modèle PSpice pour construire la fonction de transfert PEA, il faut s'assurer que ce dernier soit parfaitement représentatif du système PEA. La Figure III.2 montre la superposition entre le signal de calibration expérimental, et le signal de calibration simulé PSpice, obtenus dans le chapitre précédent lors de l'étude d'un échantillon de PTFE d'épaisseur $205\ \mu m$, et polarisé à $1kV$ (II.4.2.3). La portion $V_{PEA,1}$ représente la réponse PEA aux charges capacitives à l'électrode de masse et qui n'est ni atténuée, ni dispersée, et n'a subi aucune réflexion. La portion $V_{PEA,2}$ représente la réponse PEA aux charges capacitives à l'électrode HT et qui est atténuée, dispersée, et qui a subi des réflexions provenant de l'interface échantillon/électrode HT.

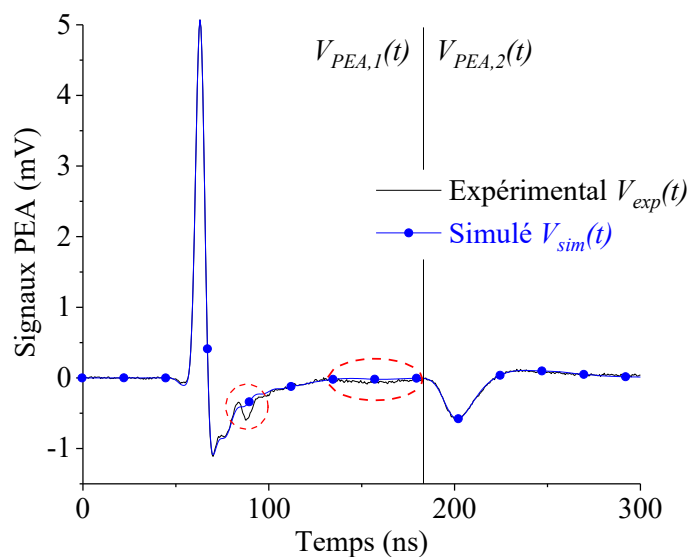


Figure III.2. Superposition d'un signal expérimental, et d'un signal simulé issu du modèle PSpice, obtenus lors de la polarisation d'un échantillon de PTFE

Des paramètres du modèle PSpice ont préalablement été optimisés afin que le signal simulé soit le plus fidèle possible au signal expérimental (cf. II.4.2). Malgré cela, les artefacts expérimentaux encerclés en rouge sur la figure ci-avant ne peuvent pas être reproduits par le modèle. En effet, il s'agit de données qui sont propres à l'impulsion électrique qui est « réellement » vue par la cellule expérimentale et qui est différente du signal de l'impulsion qui est mesuré par un oscilloscope puis utilisé dans le modèle PSpice. Ces différences entre impulsion « réelle », et impulsion mesurée, s'expliquent probablement par des câblages

différents lors de leurs applications. Effectivement, lors d'une mesure expérimentale le générateur d'impulsion est raccordé à la tête d'excitation de la cellule via un câble coaxial. Une mauvaise adaptation entre le générateur, le câble, et la tête, peut entraîner des réflexions de l'impulsion qui influeraient sur le signal analogique qui est réellement appliqué à la cellule. Tandis que lors de l'utilisation du modèle PSpice, le signal numérique de l'impulsion utilisé est préalablement mesuré en raccordant le générateur d'impulsion à un oscilloscope, via un câble coaxial et deux atténuateurs -10 dB . Ce raccordement est donc différent de celui utilisé lors de la mesure et va donc par conséquent engendrer des réflexions différentes dans le signal de l'impulsion mesuré. De plus, les atténuateurs et l'oscilloscope sont des filtres passe-bas et donc filtrent les variations hautes fréquences ce qui induit une différence supplémentaire entre l'impulsion appliquée lors de la mesure expérimentale et celle utilisée dans le modèle.

Si une fonction de transfert devait être construite à partir du modèle PSpice qui simule un signal différent du signal expérimental (cf. Figure III.2), alors le profil de charges déconvolué à partir de cette fonction présenterait des charges fictives aux positions des zones encerclées. C'est pourquoi il est important de corriger l'impulsion utilisée dans le modèle afin d'éviter l'apparition de ces charges fictives. Pour cela, l'impulsion du modèle est corrigée pour minimiser l'écart entre les portions $V_{PEA,1}$ du signal expérimental et du signal simulé. La Figure III.3 représente la boucle de correction mise en place où les signaux qui sont en rouge changent à chaque itération tandis que ceux qui sont en noir restent inchangés.

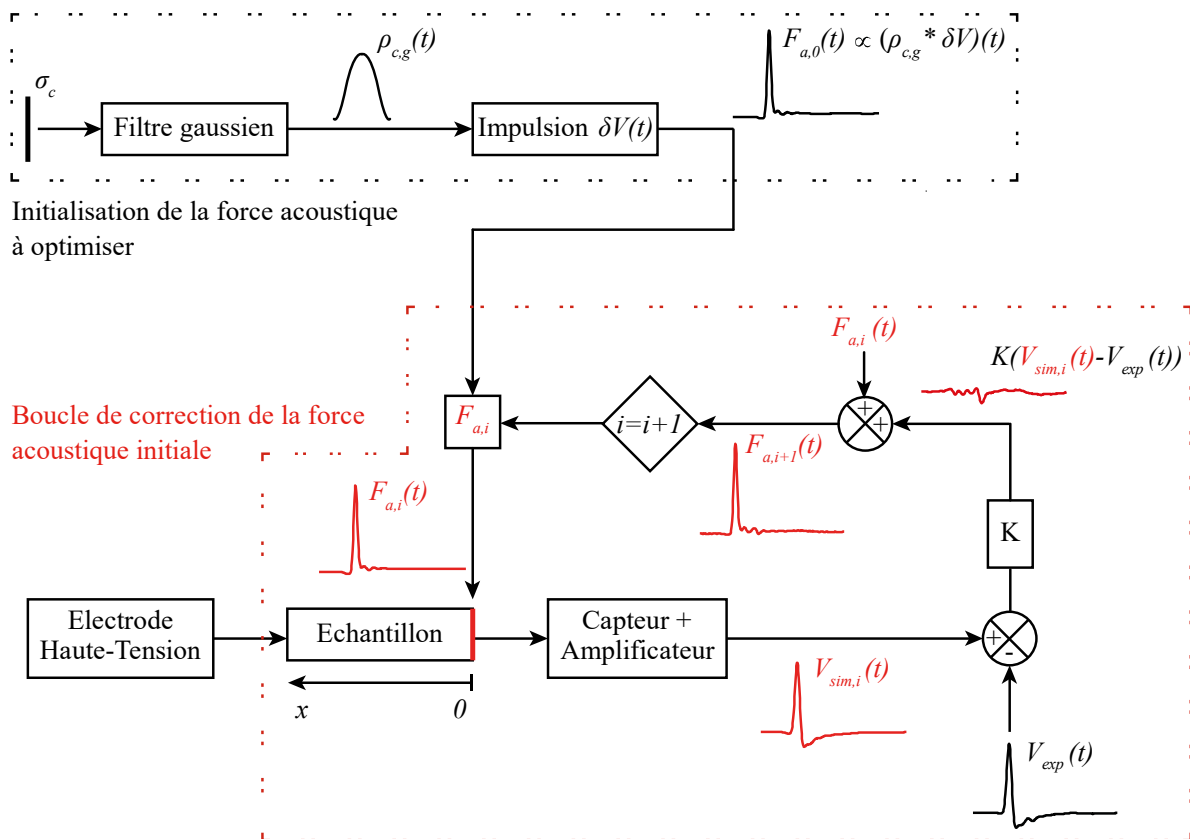


Figure III.3. Boucle de correction de l'impulsion électrique en utilisant le modèle PSpice configuré pour reproduire la polarisation d'un échantillon de PTFE

Une première étape d'initialisation sert à générer la force acoustique $F_{a,0}$ à partir de la convolution de l'impulsion mesurée δV (à corriger) et de la densité gaussienne de charge capacitive $\rho_{c,g}$. Etant donné que cette densité de charge est fixée, corriger la force acoustique revient à corriger l'impulsion électrique. Pour cela, une boucle itérative est réalisée et pour chaque itération, la force à corriger $F_{a,i}$ est positionnée entre l'échantillon et l'électrode de masse du modèle PSpice. Cette force permettra de simuler un signal de tension $V_{sim,i}$ qui correspond à la portion $V_{PEA,1}$ définie sur la Figure III.2. La différence de ce signal simulé au signal expérimental V_{exp} est ensuite ajoutée à la force acoustique initiale afin de créer une force acoustique corrigée $F_{a,i+1}$. A noter qu'un facteur K peut être appliqué à la différence des signaux de tension pour représenter le facteur d'amplitude qu'il y a entre la force acoustique et la tension. Ce facteur est dû, entre autres, au coefficient de couplage électrique-acoustique du capteur piézoélectrique et à la perte d'amplitude lors de la transmission de l'onde aux différentes interfaces. Cette boucle se poursuit d'itération en itération jusqu'à ce que la différence entre les signaux de tension soit inférieure à un seuil de tolérance prédéfini par l'expérimentateur. Finalement, l'utilisation de l'impulsion électrique corrigée dans le modèle PSpice permet de simuler un signal quasiment identique au signal expérimental. La Figure III.4 a) représente le tracé de la force avant et après optimisation. La Figure III.4 b) représente la superposition du signal de polarisation expérimental aux signaux de polarisation simulés à partir de l'impulsion non-optimisée et de l'impulsion optimisée.

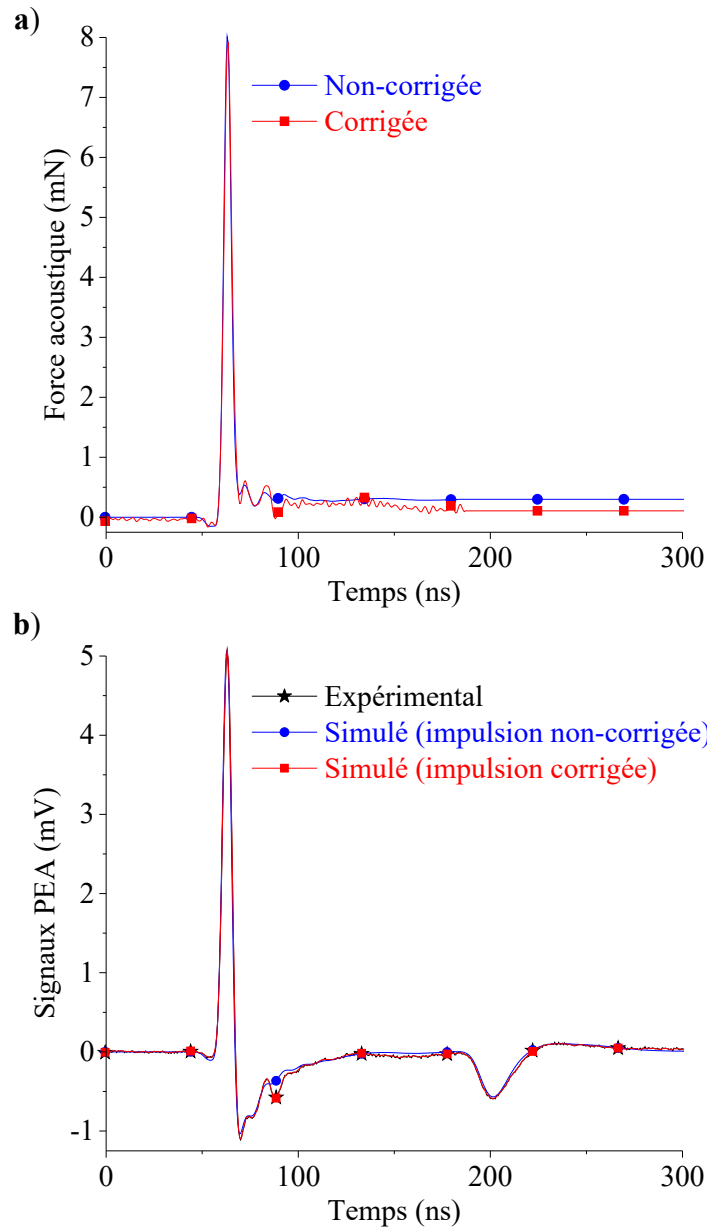


Figure III.4.a) Tracés de la force acoustique avant, et après, correction ; b) Superposition du signal de calibration expérimental et des signaux de calibration simulés, avant, et après, correction de la force acoustique/impulsion électrique

La différence maximale entre la force corrigée et la force non-corrigée ne dépasse pas 5% de l'amplitude maximale du pic principal. Pour autant, cette faible correction suffit à simuler un signal PEA identique au signal expérimental, ce qui confirme la bonne fiabilité initiale du modèle PEA réalisé au chapitre précédent. Avec cette correction du signal de l'impulsion électrique mesuré, le modèle PSpice est maintenant parfaitement représentatif de la PEA.

A noter que cette correction de l'impulsion électrique n'est utilisable que pour une seule configuration expérimentale (câble coaxial, tête d'excitation, etc.). A chaque changement d'échantillon cette correction devra être refaite.

III.1.3 Utilisation du modèle PSpice pour construire la fonction de transfert de la PEA

III.1.3.1 Principe de construction d'une fonction de transfert PEA

Un des buts de ce chapitre est de pouvoir construire une fonction de transfert qui prend en compte l'atténuation, la dispersion, et les réflexions au sein de l'échantillon. Pour se faire, il faudrait pouvoir mesurer les différentes réponses de la PEA pour des entrées impulsionnelles (plans de charges) positionnées à différentes profondeurs de l'échantillon. C'est impossible à réaliser expérimentalement et c'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser le modèle PSpice de la PEA. La Figure III.5 représente une utilisation itérative du modèle PSpice qui permet de construire la fonction de transfert PEA à partir d'un plan de charges capacitives d'entrée σ_c .

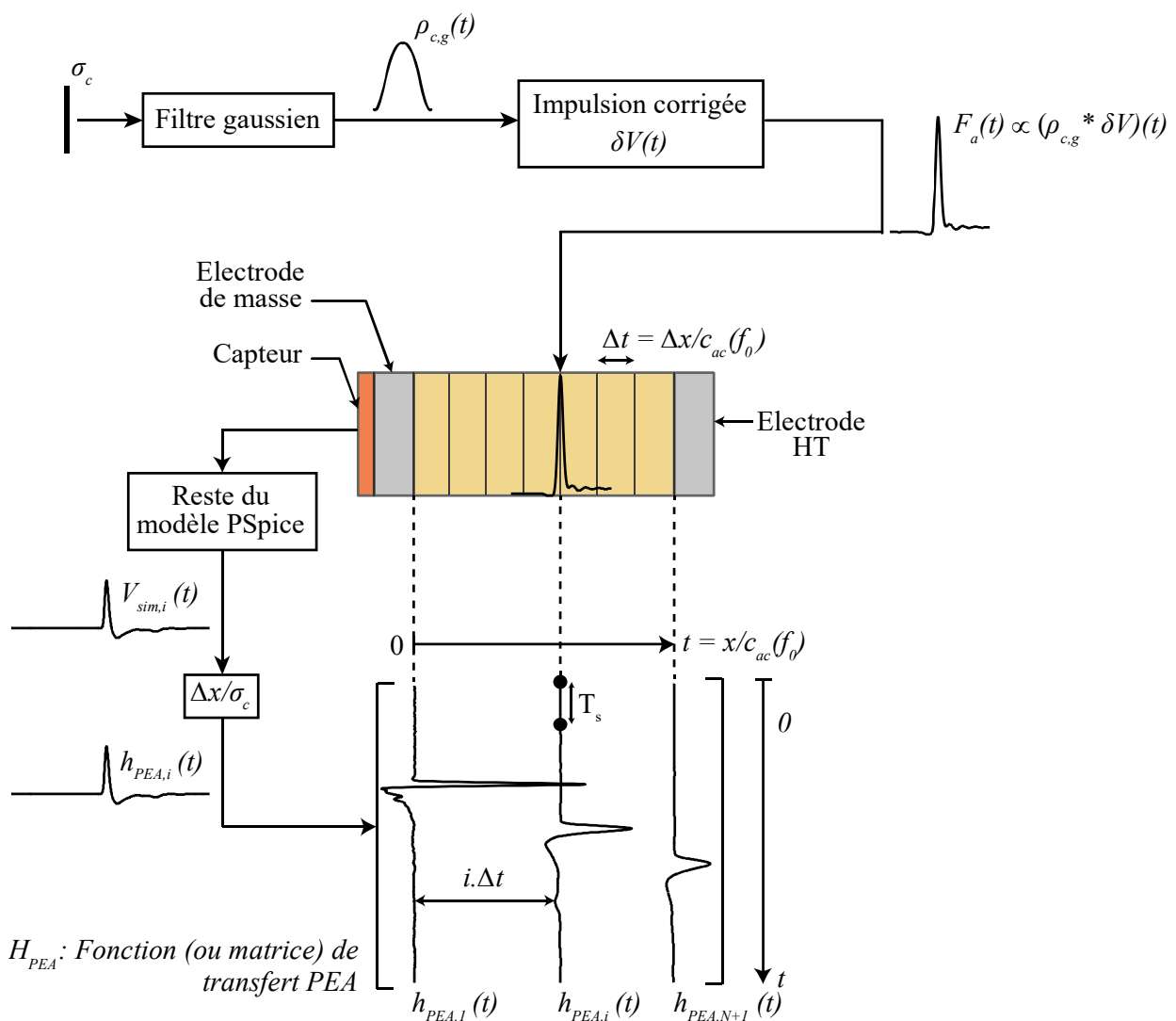


Figure III.5. Utilisation itérative du modèle PSpice afin de construire la fonction (ou matrice) de transfert PEA à partir d'un plan de charges capacitives d'entrée (entrée impulsionnelle), pour l'étude d'un échantillon de PTFE

L'application de l'impulsion électrique δV sur la densité de charge capacitive $\rho_{c,g}$ génère une force acoustique d'entrée F_a . Ensuite, l'échantillon étudié est discrétisé en N

couches d'épaisseur Δx , et une boucle de $N + 1$ simulations est réalisée en positionnant la force acoustique F_a à l'intersection des différentes couches pour chaque itération. Chacune de ces simulations génère un signal de sortie $V_{sim,i}$. Ce signal de tension est ensuite normalisé par le facteur $\frac{\Delta x}{\sigma_c}$ pour être converti en une réponse impulsionnelle $h_{PEA,i}$ en $V/(C/m^3)$, ce qui permettra de directement déconvoluer des densités de charge en C/m^3 à partir d'un signal PEA qui est en V . Cette réponse impulsionnelle $h_{PEA,i}$, échantillonnée à T_s (pas de temps défini avec PSpice), constitue une colonne de la matrice de transfert H_{PEA} . A la fin des $N + 1$ simulations, la matrice est constituée de $N + 1$ colonnes réparties temporellement sur l'axe $t = x/c_{ac}(f_0)$ où $c_{ac}(f_0)$ est la vitesse de phase du son dans l'échantillon à la fréquence initiale f_0 pour laquelle l'onde a le plus d'énergie.

A noter qu'en pratique, le modèle PSpice de l'échantillon n'est pas littéralement scindé en N lignes d'épaisseur Δx mais en deux lignes d'épaisseur qui varient en fonction des itérations. Cette méthode permet de pouvoir positionner la force acoustique entre ces deux lignes et ainsi balayer l'épaisseur de l'échantillon d'itération en itération.

III.1.3.2 Paramètres de simulation de PSpice

Les paramètres de simulation de PSpice à définir sont, l'échantillonnage temporel T_s et l'échantillonnage spatial Δx , qui sont reliés par la condition

$$\Delta x \geq \max(c_{ac}(f))T_s \quad (3.1)$$

Elle permet d'éviter la répétition de réponses impulsionnelles identiques dans la matrice, ce qui ne représente aucune propagation. Cette condition se lit souvent de droite à gauche. En effet, le premier paramètre fixé est l'échantillonnage temporel T_s qui doit être suffisamment faible pour respecter la condition de Shannon [140], mais suffisamment grand pour ne pas engendrer un temps de simulation trop long et non désiré. Une fois T_s fixé, et connaissant la vitesse de phase maximale du son dans l'échantillon, il convient de fixer l'échantillonnage spatial Δx .

Dans notre cas, T_s est essentiellement conditionné par l'échantillonnage temporel des signaux expérimentaux à traiter. En effet, on verra dans la partie qui porte sur la déconvolution (cf. III.2) que l'échantillonnage temporel de la matrice de transfert doit être le même que celui du signal expérimental à déconvoluer.

III.1.3.3 Construction d'une matrice de transfert PEA pour l'étude d'un échantillon de PTFE

Une matrice de transfert PEA est construite à partir du modèle PSpice optimisé pour l'étude d'un échantillon de PTFE d'épaisseur de $205 \mu m$, et polarisé à $1 kV$. La correction de l'impulsion a déjà été réalisée dans la partie III.1.2. Il convient maintenant de définir les paramètres de simulation afin de respecter la condition de l'équation (3.1). Le temps d'échantillonnage temporel T_s doit être égal à celui du signal de mesure PEA qui est de $500 ps$ (cf. Figure III.4). La vitesse de phase maximale du son dans l'échantillon est de $1494 m.s^{-1}$ (cf. Figure II.20.c de la partie II.4.1.3). La condition de CFL (cf. équation (3.1)) impose d'avoir au maximum 274 tranches d'épaisseur de $0,747 \mu m$ pour un échantillonnage T_s donné. L'échantillon est donc discrétisé en 205 tranches d'épaisseur de $1 \mu m$ à partir du modèle itératif de PSpice (cf. Figure III.5) afin de construire la matrice en environ 6 min (cf. Figure III.6). A noter que pour faciliter son interprétation, un facteur -1 a été appliqué au tracé de la matrice qui est donc représentative d'un plan de charges positives à l'interface entre l'échantillon et l'électrode de masse.

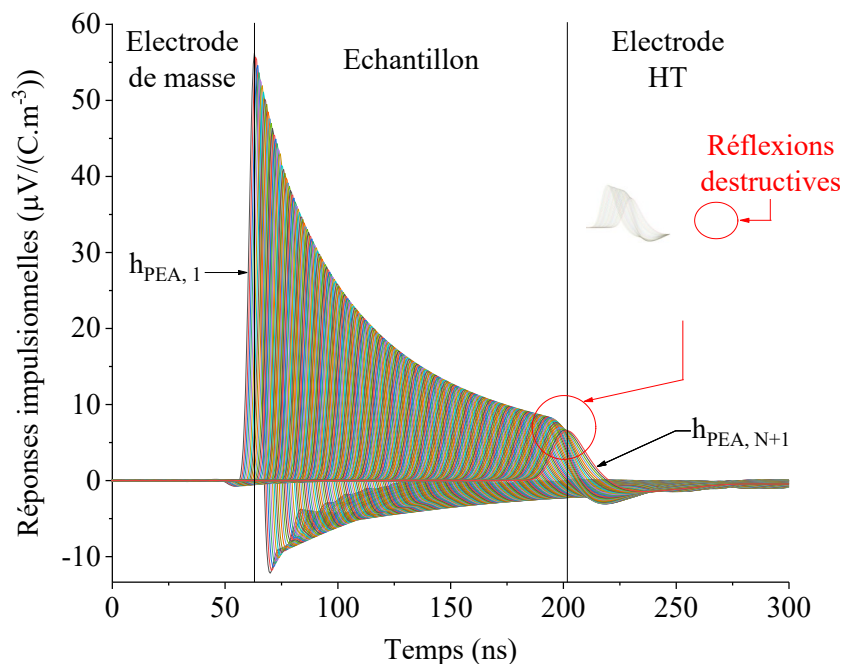


Figure III.6. Matrice de transfert PEA pour l'étude d'un échantillon de PTFE

Les différentes colonnes de la matrice de transfert sont tracées selon l'axe temporel défini à la Figure III.5. On observe bien que la réponse impulsionnelle est de plus en plus atténuée, et dispersée, lorsque que le plan de charge d'entrée est positionné de plus en plus proche de l'électrode HT. On remarque également que lorsque le plan de charge se rapproche de cette électrode, alors la réponse impulsionnelle subit des réflexions destructives qui diminuent son amplitude (zone encadrée et zoomée). Ces réflexions sont relativement faibles dans cet exemple car l'impédance acoustique de l'échantillon de PTFE ($3,07 Mrayl$) est

relativement proche de celle de l'électrode HT (3,30 Mrayl). Néanmoins, ces réflexions sont nettement plus importantes lors de mesures réalisées avec une PEA avec tête « sans contact » pour laquelle l'échantillon est en contact avec de l'air qui a une très faible impédance acoustique. La Figure III.7 illustre une telle matrice à titre indicatif, et qui a été construite en paramétrant la valeur de l'impédance acoustique de l'électrode HT à 10% de la valeur de l'impédance de l'échantillon, soit 0,307 Mrayl.

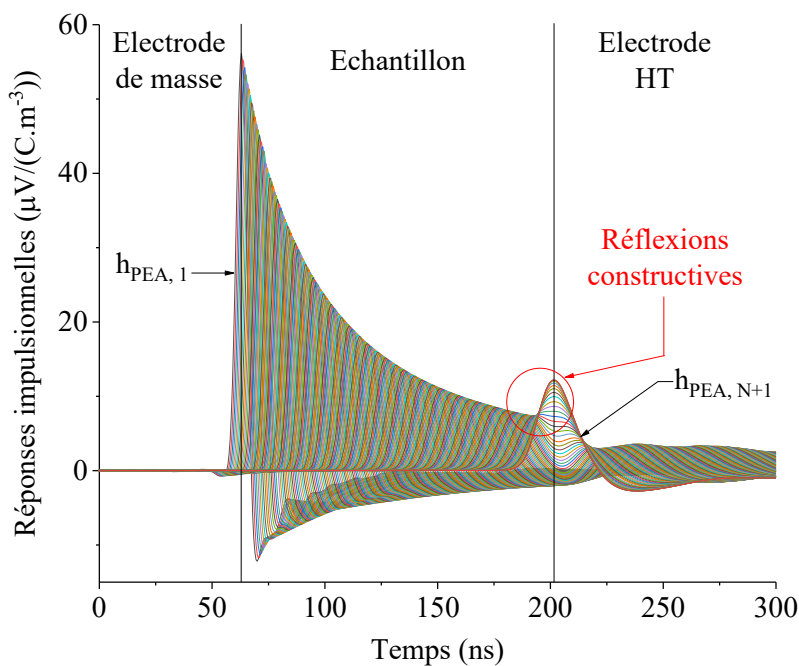


Figure III.7. Matrice de transfert PEA pour illustrer les réflexions constructives engendrées par une électrode de faible impédance acoustique, telle qu'une électrode à tête « sans contact »

En définitive, la considération de l'atténuation, de la dispersion, et de ces réflexions, permettra de déconvoluer un profil de charges « plus exact » à partir d'un signal de mesure PEA.

III.2 Déconvolution d'un signal PEA

La partie précédente fournit une méthode pour construire une fonction de transfert H_{PEA} sous forme d'une matrice qui est représentative d'un système linéaire et variant dans le temps, et qui relie la densité de charge d'entrée $\rho(t)$ au signal de tension de sortie $V_{PEA}(t)$

$$H_{PEA} \cdot \rho(t) = V_{PEA}(t) \quad (3.2)$$

Malheureusement, ce problème inverse est mathématiquement mal posé, ce qui signifie que de faibles incertitudes sur la matrice H_{PEA} , ou sur le signal V_{PEA} , peuvent induire de fortes variations sur la densité de charge estimée ρ [141]. Les méthodes utilisées pour retrouver une solution pertinente sont appelées régularisations.

Le but de cette partie est d'utiliser deux méthodes de régularisation, une analytique et une itérative, afin de retrouver une densité de charge plus exacte.

III.2.1 Régularisation analytique de Tikhonov

III.2.1.1 Méthode

La régularisation de Tikhonov est largement utilisée pour traiter les problèmes inverses mal posés comme rencontrés en PEA [65], [66], [88]–[90]. Cette technique consiste à trouver une densité de charge solution ρ qui minimise l'équation

$$\|H_{PEA} \cdot \rho(t) - V_{PEA}(t)\|_2^2 + \lambda \|\Gamma \rho(t)\|_2^2 \quad (3.3)$$

Le premier terme de l'équation à minimiser est le carré de la norme résiduelle de l'équation (3.2) (terme des moindres carrés). Le deuxième terme à minimiser est le carré de la norme 2 de la densité de charge que l'on cherche, et qui va agir comme un filtre sur la solution obtenue. Le paramètre Γ est la matrice de Tikhonov qui est choisi en fonction du problème. Ici, elle est définie par la matrice identité I afin de favoriser une solution de densité de charge qui a une faible norme. Le facteur λ est appelé paramètre de régularisation et il contrôle l'équilibre entre les deux normes à minimiser afin d'obtenir la densité de charge solution optimale. En effet, si ce paramètre est trop grand alors la solution est trop filtrée ce qui signifie que de l'information utile a été perdue. A l'inverse, si ce paramètre est trop faible alors la totalité de l'information est déconvoluée, y compris le bruit présent dans le signal de tension PEA. C'est pourquoi la méthode « L-Curve » [142] est utilisée pour trouver la valeur optimale du paramètre de régularisation λ_{opt} afin d'avoir le meilleur compromis entre ces deux normes. La minimisation de l'équation (3.3) donne alors directement une solution de la densité de charge

$$\rho_{opt}(t) = \frac{H_{PEA}^T V_{PEA}(t)}{H_{PEA}^T H_{PEA} + \lambda_{opt} I} \quad (3.4)$$

III.2.1.2 Résultat obtenu pour l'échantillon de PTFE

La régularisation analytique de Tikhonov est appliquée au signal de calibration mesuré à partir de la polarisation à $1kV$ de l'échantillon de PTFE d'épaisseur de $205 \mu m$. La Figure III.8 montre le signal à déconvoluer, la densité de charge déconvoluée, ainsi que le champ électrique et la tension appliquée correspondants.

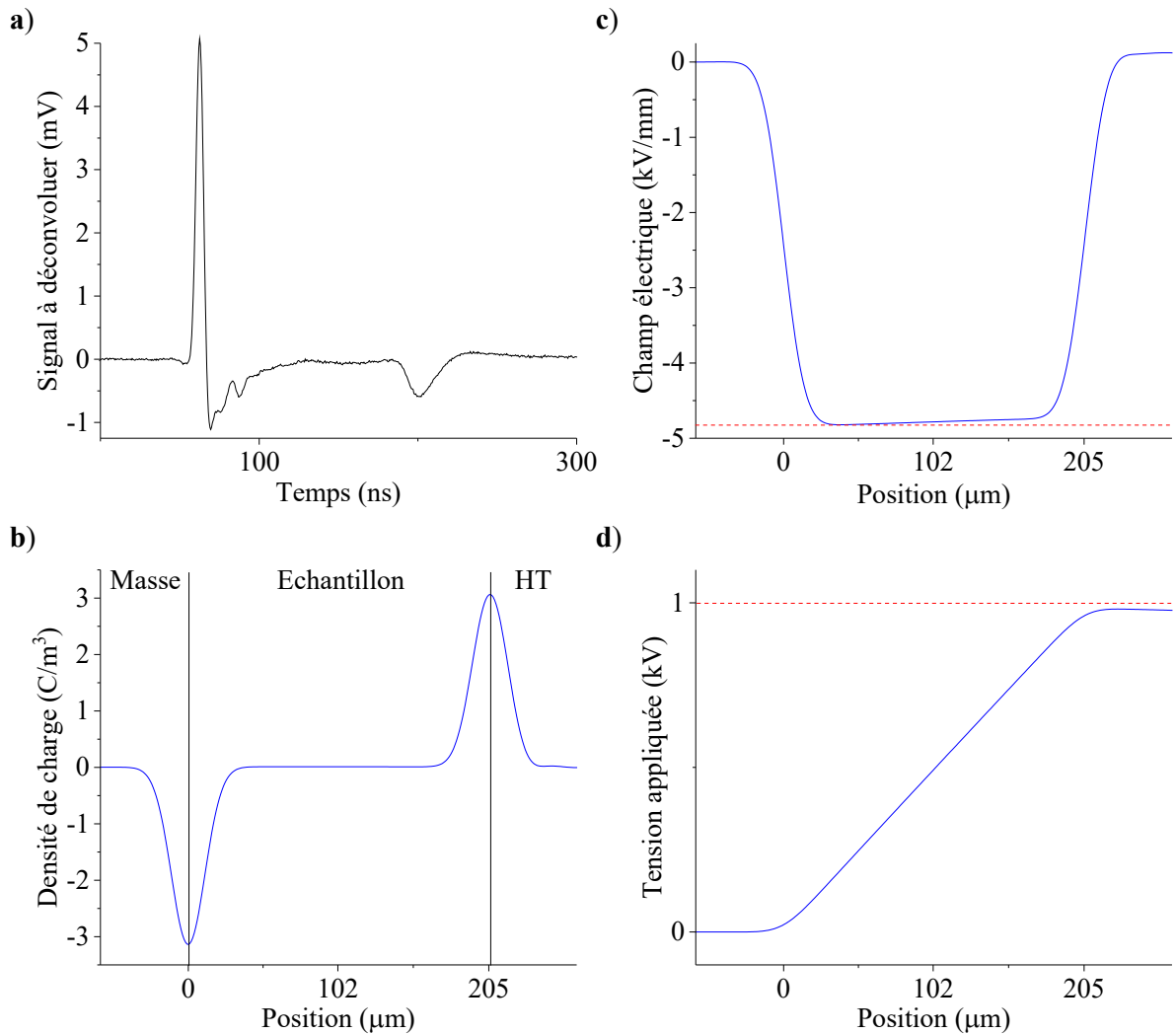


Figure III.8.a) Signal de tension à déconvoluer ; b) Densité de charge déconvoluée ; c) Champ électrique ; d) Tension appliquée

La distribution de charges devrait théoriquement comporter deux Diracs correspondants aux plans de charges capacitives aux électrodes. Néanmoins, il est difficile de déconvoluer des solutions Diracs et c'est pourquoi un filtre gaussien d'écart-type de $8\ \mu\text{m}$ est appliqué à la charge déconvoluée qui était initialement bruitée. La densité de charge déconvoluée est bien représentative des plans de charges capacitives aux électrodes malgré l'atténuation, la dispersion, et les réflexions, subies par le signal de tension. Néanmoins, il y a un léger offset négatif dans la charge qui se visualise bien lorsqu'on l'intègre sur l'épaisseur de l'échantillon pour calculer le champ électrique qui n'est donc pas horizontal. Par conséquent, l'intégration du champ ne permet pas de retrouver la tension appliquée de $1\ \text{kV}$ sur l'électrode HT. A noter que cet offset présent dans la charge obtenue par la régularisation de Tikhonov peut être bien plus prononcé que celui présenté sur la figure ci-dessus et qu'il faut donc, dans ce cas, utiliser une méthode alternative pour déconvoluer la densité de charge.

III.2.2 Régularisation itérative à partir de l'algorithme à régions de confiance

III.2.2.1 Méthode

L'algorithme à régions de confiance [137] est itératif et permet dans le cas présent de trouver une densité de charge solution ρ qui minimise l'équation

$$\|H_{PEA} \cdot \rho(t) - V_{PEA}(t)\|_2^2 + \|\overline{\rho(t)}\|_2^2 \quad (3.5)$$

Comme pour la régularisation de Tikhonov (cf. équation (3.3)), le premier terme de l'équation à minimiser est le carré de la norme résiduelle de l'équation (3.2) (terme des moindres carrés). Contrairement à la régularisation de Tikhonov (cf. équation (3.3)), le deuxième terme à minimiser n'est pas le carré de la norme 2 de la densité de charge mais le carré de la norme 2 de la valeur moyenne de la densité de charge. Il est en effet plus pertinent, pour le problème posé, de minimiser la valeur moyenne de la densité de charge solution qui est réellement nulle sur l'épaisseur du diélectrique de par l'équilibre électrostatique. La minimisation de l'équation (3.5) se fait de manière itérative, en partant d'un vecteur solution nul ($\rho = 0$), et s'arrête lorsque sa valeur converge vers un minimum qui est inférieure à un seuil prédéfini. La solution ρ est alors sauvegardée.

III.2.2.2 Résultat obtenu pour l'échantillon de PTFE

La régularisation itérative à partir de l'algorithme à régions de confiance est appliquée au même signal de calibration étudié lors de la régularisation de Tikhonov (cf. Figure III.8.a)). La Figure III.9 montre le signal à déconvoluer, la densité de charge déconvoluée, ainsi que le champ électrique et la tension appliquée correspondants.

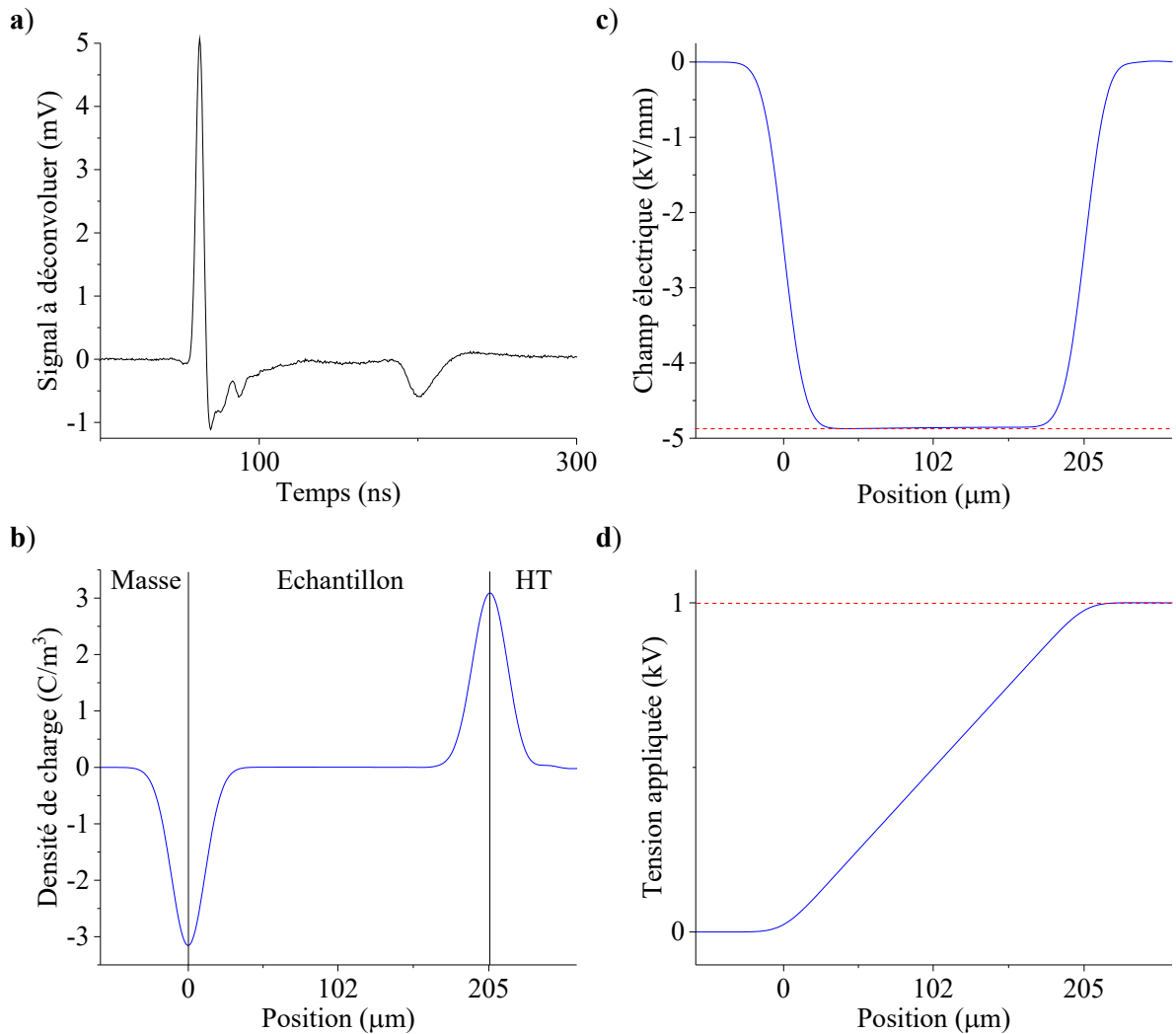


Figure III.9.a) Signal de tension à déconvoluer ; b) Densité de charge déconvoluée ; c) Champ électrique ; d) Tension appliquée

Il faut noter qu'un filtre gaussien d'écart-type de $8 \mu m$ est appliqué à la charge déconvoluée pour les mêmes raisons que pour la charge déconvoluée avec la régularisation de Tikhonov (cf. III.2.1.2). La densité de charge déconvoluée est bien représentative des plans de charges capacitives aux électrodes et il n'y a plus d'offset négatif sur le champ électrique, ce qui permet donc de retrouver la bonne tension appliquée de $1kV$ sur l'électrode HT. Néanmoins, cette méthode itérative prend environ 2 min (pour 8 itérations) avant de fournir une solution alors que la régularisation de Tikhonov donne une solution quasi-instantanément. Il est possible d'aller plus vite en partant de la charge retrouvée à partir de la régularisation de Tikhonov plutôt que d'un vecteur nul. Dans ce cas la méthode itérative prend environ 1 min .

III.3 Comparaison du nouveau traitement du signal développé au traitement d'Arnaout

III.3.1 Comparaison des densités de charge déconvoluées

La charge retrouvée à partir du nouveau traitement du signal développé dans ce chapitre est comparée à celle retrouvée à partir du traitement d'Arnaout [66] qui ne prend pas en compte, l'atténuation, la dispersion, et les réflexions, des ondes acoustiques qui traversent l'échantillon. La Figure III.10 montre le signal à déconvoluer par les deux traitements en a), les densités de charge déconvoluées en b), les champs électriques correspondants en c) ainsi que les tensions appliquées correspondantes en d).

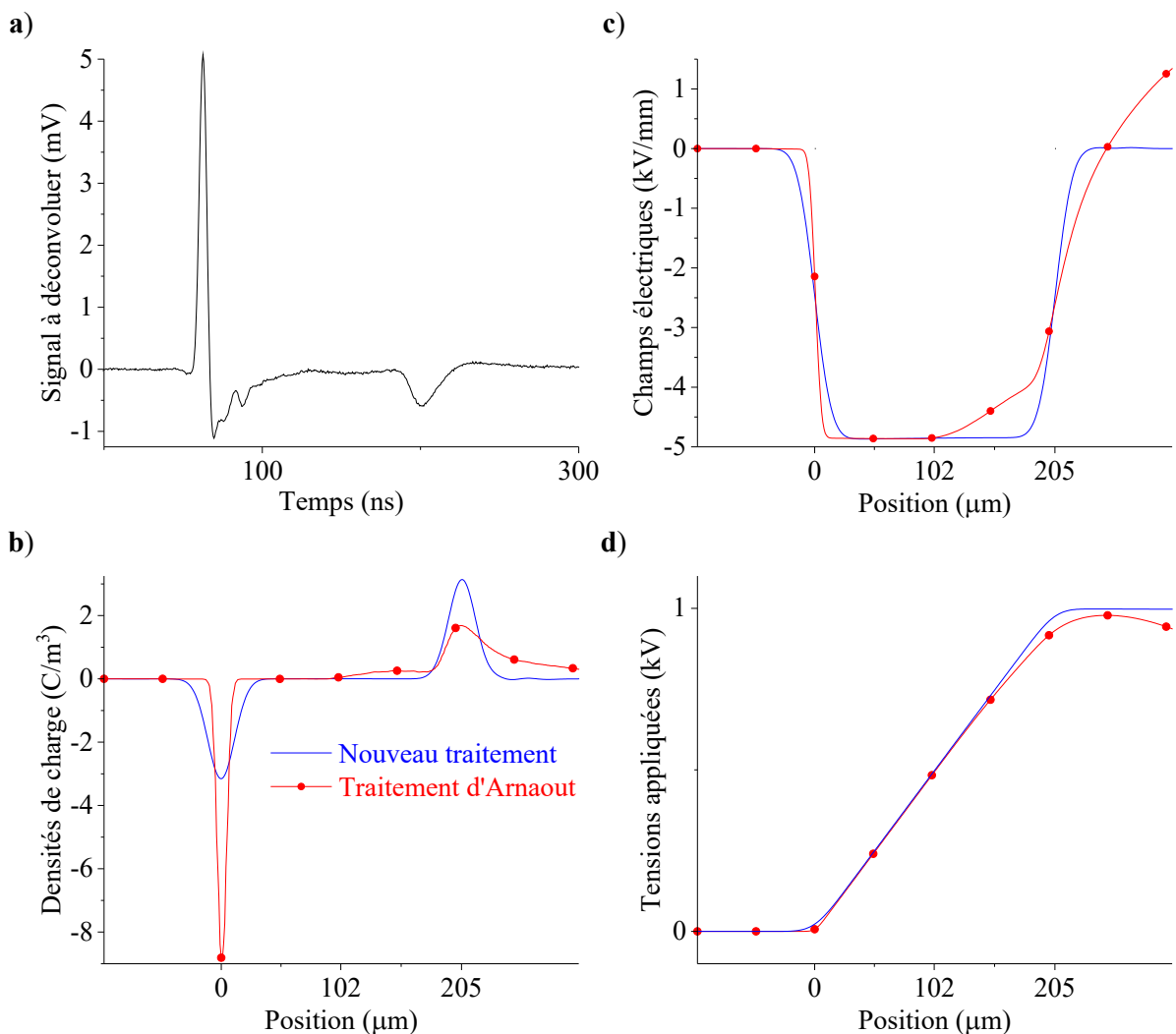


Figure III.10. a) Signal de tension à déconvoluer ; b) Densités de charge déconvoluées ; c) Champs électriques ; d) Tensions appliquées

La densité de charge au niveau de l'électrode de masse a une meilleure résolution spatiale lorsqu'elle est déconvoluée à partir du traitement d'Arnaout [66] plutôt qu'à partir du nouveau. Néanmoins, la résolution spatiale et l'exactitude de la densité de charge déconvoluée au niveau de l'électrode HT est nettement meilleure pour le nouveau traitement du signal et on ne voit plus les effets de l'atténuation, de la dispersion, et des réflexions, de l'onde acoustique

qui a traversé l'échantillon. Cette amélioration se confirme par le calcul du champ électrique qui respecte bien l'équilibre électrostatique, et par le calcul de la tension appliquée qui est bien de $1kV$ sur l'électrode HT.

III.3.2 Comparaison des résolutions spatiales

La résolution spatiale de la PEA peut être définie comme étant la distance minimale entre deux densités de charges déconvoluées qui permette de les distinguer. Cette distance de distinction peut être définie par différents critères qui sont plus ou moins forts (Schuster, Rayleigh, Sparrow, etc.). Le critère utilisé ici est celui de Sparrow [143] qui dit que deux charges sont distinguables si un point d'inflexion les sépare. Les résolutions spatiales des différents traitements du signal peuvent être mesurées à l'aide du modèle PSpice. En effet, ce dernier permet de placer une force acoustique F_a , représentative d'un plan de charge σ , à la position voulue $x = c_{ac}(f_0)t$ entre deux tranches de l'échantillon discrétisé (cf. Figure III.5). De cette manière, il est possible de séparer deux plans de charges de N tranches d'une distance de $N.\Delta x$, puis de simuler un signal PEA et de le déconvoluer avec les deux traitements. L'analyse et la comparaison des densités de charge déconvoluées permettront de voir quel traitement distingue plus aisément les plans de charges d'entrée. A noter qu'il est impossible de positionner des plans de charges où on le souhaite avec le banc de mesure PEA, ce que permet maintenant le nouveau modèle PSpice. On pourra donc ainsi faire une analyse de la résolution spatiale.

La première configuration étudiée est caractéristique de la limite du pouvoir de résolution spatiale du traitement d'Arnaout [66]. Un plan de charges est positionné à l'interface entre l'échantillon et l'électrode de masse et un autre plan de charges est placé à 11 microns de ce dernier. Il y a également un plan de charge positionné à l'interface entre l'échantillon et l'électrode HT et un autre plan de charge placé à 36 microns de ce dernier. La Figure III.11 schématise cette configuration.

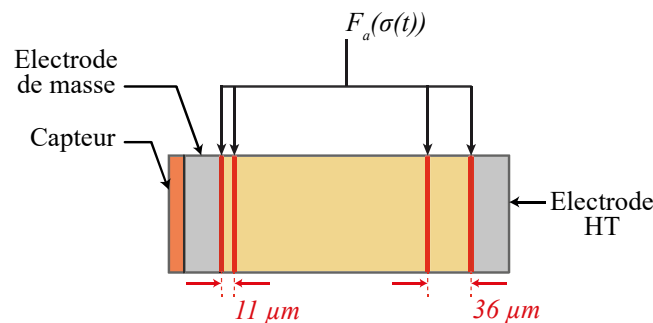


Figure III.11. Configuration caractéristique de la limite du pouvoir de résolution spatiale du traitement d'Arnaout

A noter que tous ces plans de charges sont positifs et que l'équilibre électrostatique de l'échantillon n'est pas respecté. Il s'agit d'un cas d'étude physiquement faux pour pouvoir étudier le pouvoir de résolution des différents traitements du signal de la PEA. La Figure

III.12.a) montre le signal PEA simulé avec PSpice à partir de cette configuration. La Figure III.12.b) expose les densités de charges déconvoluées avec les deux traitements du signal, à partir du signal PEA simulé.

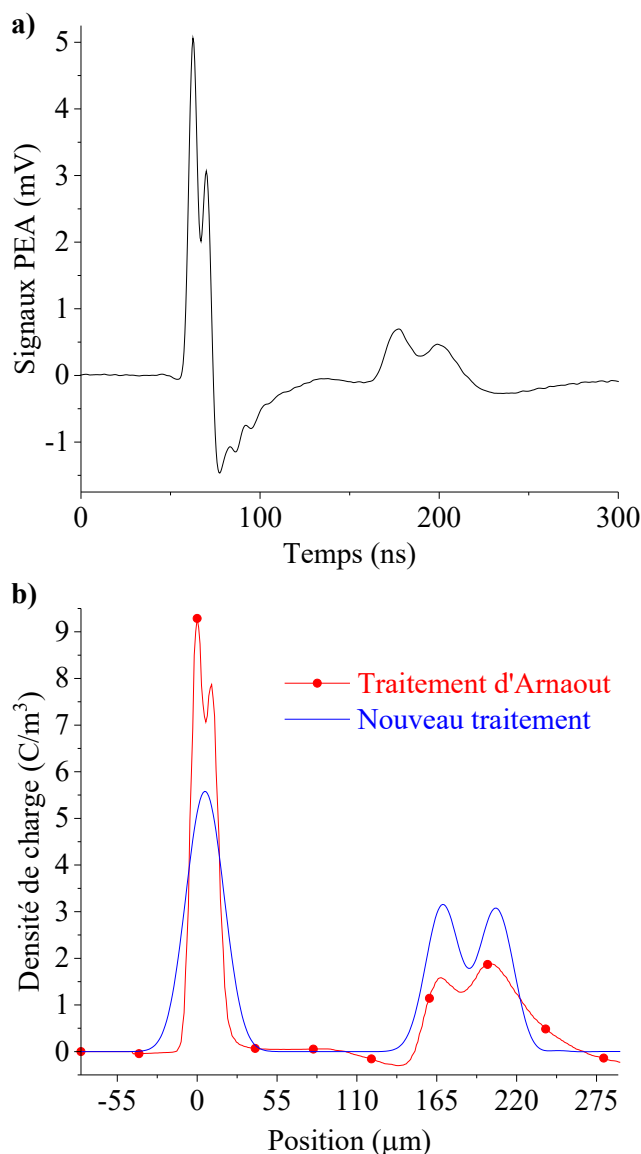


Figure III.12.a) Signal PEA simulé avec PSpice ; b) Densités de charges déconvoluées à partir des différents traitements du signal

A l'électrode de masse, la résolution spatiale du traitement d'Arnaout [66] est plus fine que celle du nouveau qui est insuffisante pour distinguer deux plans de charges initialement séparés de 11 microns. Il y a néanmoins une incertitude sur la densité de charge obtenue par le traitement d'Arnaout [66]. En effet, son amplitude diminue car les effets d'atténuation et de dispersion ne sont pas pris en compte. A l'électrode HT, la résolution spatiale de l'autre traitement est plus grossière que celle du nouveau qui sépare nettement mieux les densités de charge représentatives des plans de charges éloignés de 36 microns. De plus, la charge déconvoluée par le traitement d'Arnaout [66] est altérée par la non considération de l'atténuation, de la dispersion, et des réflexions des ondes acoustiques qui traversent l'échantillon.

La deuxième configuration étudiée est caractéristique de la limite du pouvoir de résolution spatiale du nouveau traitement. Un plan de charges est positionné à l'interface entre l'échantillon et l'électrode de masse et un autre plan de charges est placé à 27 microns de ce dernier. Il y a également un plan de charge positionné à l'interface entre l'échantillon et l'électrode HT et un autre plan de charge placé à 27 microns de ce dernier. La Figure III.13 schématise cette configuration.

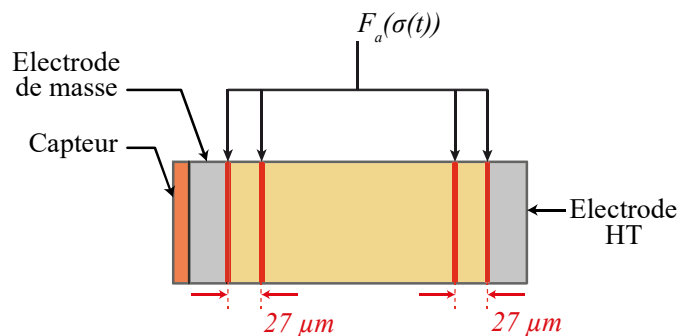


Figure III.13. Configuration caractéristique de la limite du pouvoir de résolution spatiale du nouveau traitement

Comme pour le cas d'étude précédent, l'équilibre électrostatique de l'échantillon n'est pas respecté dans le but de mesurer la résolution spatiale des différents traitements du signal. La Figure III.14.a) montre le signal PEA simulé avec PSpice à partir de cette configuration. La Figure III.14.b) expose les densités de charges déconvoluées avec les deux traitements du signal, à partir du signal PEA simulé.

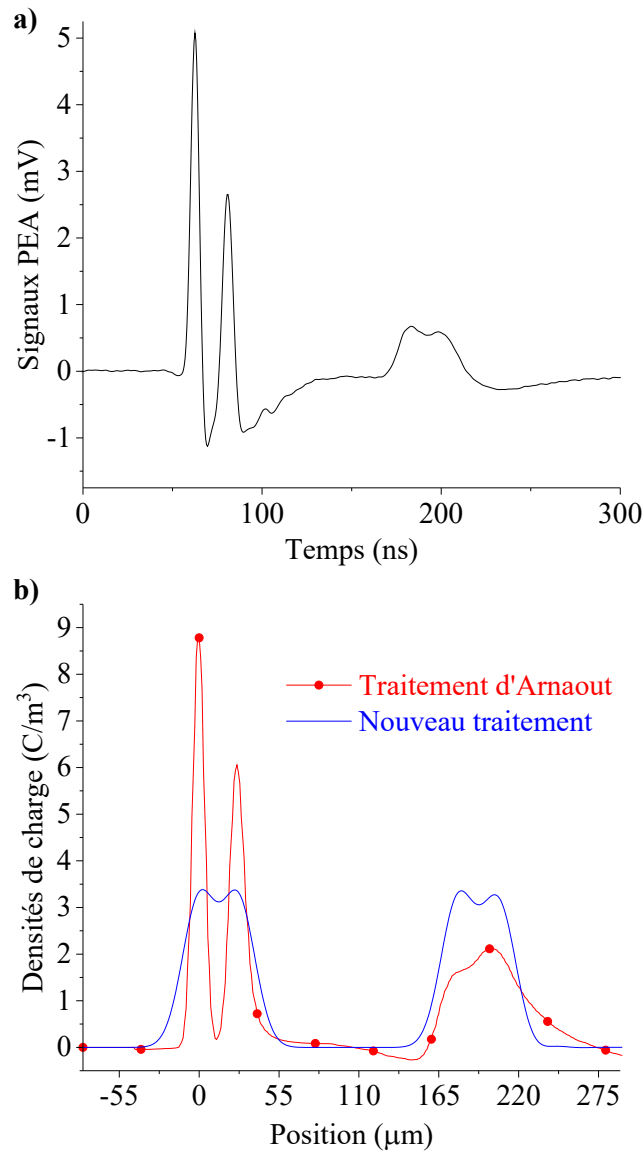


Figure III.14. a) Signal PEA simulé avec PSpice, b) Densités de charges déconvoluées à partir des différents traitements du signal

A l'électrode de masse, la résolution spatiale du traitement d'Arnaout [66] est nettement plus fine que celle du nouveau qui est juste suffisante pour distinguer deux plans de charges initialement séparés de 27 microns. Néanmoins, l'incertitude sur la charge obtenue par l'autre traitement est accentuée à cause de, l'atténuation, la dispersion, et les réflexions, acoustiques non-considérées. A l'électrode HT, la résolution spatiale du traitement d'Arnaout [66] ne permet pas de distinguer les densités de charge représentatives des plans de charges éloignés de 27 microns. En définitive, la résolution spatiale de la charge obtenue par le nouveau traitement est homogène dans tout le matériau.

III.4 Conclusion

Le premier et principal apport mis en exergue dans ce chapitre a été la construction d'une fonction de transfert PEA à partir du modèle PSpice afin de pouvoir prendre en compte l'atténuation, la dispersion et les réflexions des ondes acoustiques qui traversent l'échantillon.

Pour se faire, le signal de l'impulsion électrique mesuré a d'abord été corrigé pour que la tension simulée par PSpice soit identique à la réponse expérimentale de la cellule. Le modèle PSpice a ensuite été utilisé pour construire la fonction de transfert PEA sous forme de matrice. Pour se faire, le modèle de l'échantillon a été discrétisé en plusieurs couches et une force acoustique proportionnelle à un plan de charge hypothèse a été positionnée, pour chaque itération, à l'interface de différentes couches de l'échantillon discrétisé. Les simulations issues de chacune de ces itérations ont permis de construire chacune des colonnes de la matrice de transfert.

Le second apport a été la proposition d'une alternative à la régularisation analytique de Tikhonov qui est couramment utilisée pour déconvoluer les signaux de tension PEA. En effet, bien que la régularisation de Tikhonov donne directement une solution, il n'est physiquement pas pertinent de minimiser la charge que l'on souhaite retrouver, hormis pour la lisser. Il est cependant plus approprié de minimiser la moyenne de la charge qui est physiquement nulle dans l'échantillon de par l'équilibre électrostatique. Pour cela, l'algorithme à régions de confiance [137] a été employé. C'est un algorithme itératif qui permet donc ici de trouver une densité de charge solution qui minimise au mieux la moyenne de la charge ainsi que la norme résiduelle.

Finalement les résultats obtenus par ce nouveau traitement du signal ont été analysés et comparés à ceux obtenus par le traitement d'Arnaout [66] qui ne prend pas en compte l'atténuation, la dispersion, et les réflexions des ondes acoustiques qui traversent l'échantillon. La densité de charge retrouvée par le traitement d'Arnaout [66] a une résolution spatiale hétérogène au sein de l'échantillon, allant de $11 \mu m$ au niveau de l'électrode de masse à $36 \mu m$ au niveau de l'électrode Haute-tension (HT). De plus, cette densité est de plus en plus inexacte à mesure qu'elle se rapproche de l'électrode HT d'où viennent les ondes acoustiques les plus atténuées, les plus dispersées et qui ont subi des réflexions. La densité de charge retrouvée par le nouveau traitement reste quant à elle homogène avec une résolution spatiale de $27 \mu m$ quelle que soit sa position au sein de l'échantillon. Elle permet donc de calculer un champ électrique qui respecte l'équilibre électrostatique.

Dans le chapitre suivant, ce nouveau traitement du signal sera utilisé pour déconvoluer plusieurs signaux de tensions issus des différentes configurations du banc de mesure PEA du laboratoire LAPLACE, dans le but d'analyser son efficacité

Chapitre 4

Analyse du nouveau traitement du signal appliqué aux signaux issus des différentes configurations du banc de mesure PEA

Le laboratoire LAPLACE est équipé d'un banc de mesure PEA qui permet de mesurer la distribution de charges dans des échantillons diélectriques unidimensionnels. Ce banc a plusieurs configurations possibles car certains de ses éléments existent dans diverses versions. En effet, il y a deux générateurs d'impulsion électrique : un générateur *FPG 2-50NK* de la société *FID GmbH* qui fournit l'impulsion que l'on nomme « impulsion A », ainsi qu'un générateur d'impulsion qui a été conçu au laboratoire dans le cadre de cette thèse et qui procure l'« impulsion B ». Il y a également deux cellules : la « cellule A » achetée à la société japonaise *FiveLab* ainsi que la « cellule B » achetée à la société italienne *TECHIMP*. Ces générateurs d'impulsion et ces cellules peuvent être associés en diverses configurations en fonction des tensions de polarisation à appliquer et des résolutions spatiales souhaitées. Ces configurations fournissent différentes tensions de sortie qui sont ensuite traitées pour retrouver la distribution de charges dans l'échantillon. Un nouveau traitement du signal, basé sur un modèle numérique de la PEA, a été présenté dans le chapitre précédent. Néanmoins, ce traitement n'a été testé que pour une configuration de référence du banc, à savoir en utilisant la cellule A et l'impulsion électrique B. Il est donc essentiel de l'éprouver sur d'autres configurations afin d'analyser l'impact des différents éléments du banc de mesure sur les différentes étapes du nouveau traitement qui sont :

- la définition du coefficient d'atténuation et de la vitesse de phase de l'échantillon qui serviront à paramétrer le modèle de la PEA ;
- l'optimisation de paramètres de la cellule, et de l'échantillon, du modèle de la PEA ;
- la correction du signal de l'impulsion électrique mesuré et qui est utilisé en entrée du modèle de la PEA ;
- la déconvolution de la densité de charge de l'échantillon à l'aide du modèle de la PEA.

Une première partie introduit brièvement les différents éléments du banc de mesure PEA qui permettent de mettre en œuvre les différentes configurations possibles. Les deux générateurs sont présentés et les mesures de leurs impulsions A et B sont tracées. L'impulsion A a la particularité de présenter une « signature » caractéristique importante. Les deux cellules A et B sont détaillées au travers de tableaux qui relatent leurs éléments acoustiques et les propriétés correspondantes. Les éléments de la cellule A sont à priori tous bien connus alors que ceux de la cellule B sont méconnus. Les deux types d'échantillon diélectrique étudiés sont : le polytétrafluoroéthylène (PTFE) et le polyéthylène à basse densité (LDPE), qui contrairement au PTFE, atténue et disperse peu les ondes acoustiques.

Les trois parties suivantes détaillent le processus du nouveau traitement du signal dans les trois cas d'étude suivants :

- en étudiant du PTFE à partir de la même cellule A mais en appliquant les différentes impulsions A et B. Ce travail permet d'analyser l'impact du type

d'impulsion appliquée sur le nouveau traitement lors de l'étude de polymères qui atténuent et dispersent les ondes acoustiques ;

- en étudiant du LDPE avec la même cellule A mais en appliquant les différentes impulsions A et B. Ce travail permet d'analyser l'impact du type d'impulsion appliquée sur le nouveau traitement lors de l'étude de polymères qui atténuent et dispersent peu les ondes acoustiques. De plus, ces résultats seront comparés à ceux du point précédent pour analyser la différence d'impact entre du PTFE et du LDPE étudiés avec la même cellule et soumis à chacune des impulsions électriques ;
- en étudiant du polyéthylène avec la cellule B et en appliquant l'impulsion A. Ce travail permet de reparamétrer les éléments méconnus de la cellule B à partir du nouveau traitement et ainsi de pouvoir aller au bout du processus pour obtenir une distribution de charges pertinente dans l'échantillon.

IV.1 Présentation des éléments du banc de mesure PEA

IV.1.1 Les impulsions électriques

IV.1.1.1 L'impulsion A

L'impulsion A est fournie par le générateur *FPG 2-50NK* de la société *FID GmbH*. Son amplitude est réglée à $300V$ puis elle est atténuée par le biais de deux atténuateurs $-10dB$ pour pouvoir être mesurée par un oscilloscope. Le signal de mesure de l'impulsion A est présenté sur la Figure IV.1.

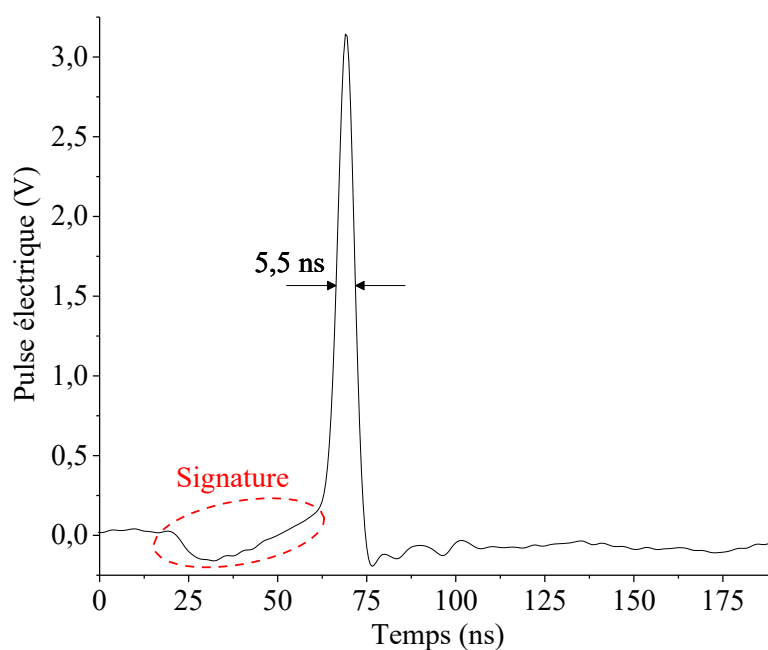


Figure IV.1. Impulsion électrique A

Sa largeur à mi-hauteur est d'environ $5,5\text{ ns}$ et l'amplitude de son spectre va jusqu'aux environs de 250 MHz . Cette impulsion comporte une signature caractéristique (encerclée en rouge) relativement importante par rapport au pic qui la suit. Cette signature se retrouve distinctement dans les signaux de mesures PEA obtenus en utilisant cette impulsion.

IV.1.1.2 L'impulsion B

L'impulsion B est générée par un générateur d'impulsion qui a été conçu dans le cadre de cette thèse par le service électronique du laboratoire. Son amplitude est également réglée à 300 V avant d'être mesurée, et tracée sur la Figure IV.2.

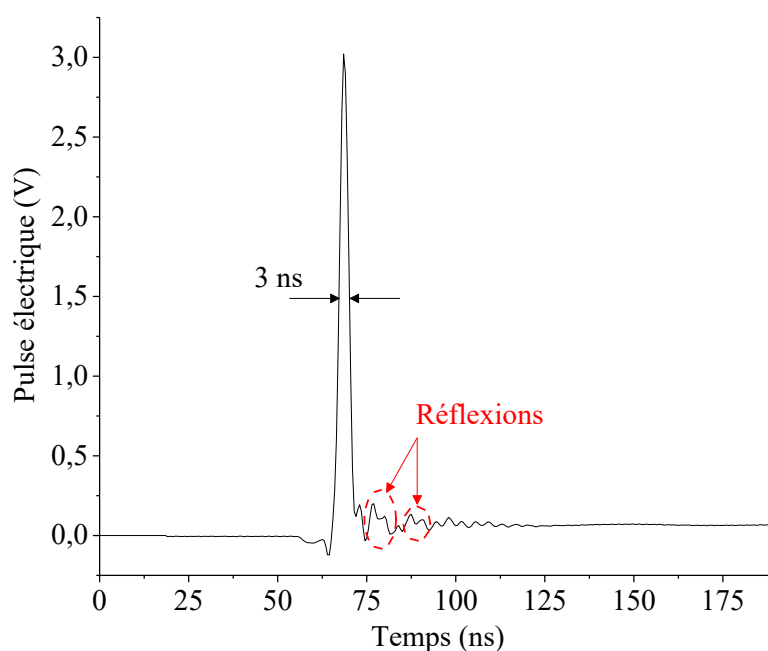


Figure IV.2. Impulsion électrique B

Sa largeur à mi-hauteur est d'environ 3 ns et l'amplitude de son spectre va jusqu'à environ 325 MHz . Ce signal de mesure comporte des réflexions dues à une adaptation d'impédance imparfaite entre la sortie du générateur d'impulsion, le câble coaxial et l'entrée de l'oscilloscope. Ces réflexions présentes dans un signal de mesure de l'impulsion peuvent également être présentes dans un signal de mesure PEA à cause d'une désadaptation d'impédance entre la sortie du générateur d'impulsion, le câble coaxial et l'entrée de la tête d'excitation de la cellule. Pour s'en affranchir, il faut trouver un câble parfaitement adapté ou suffisamment long pour que les réflexions arrivent après la partie utile du signal PEA.

IV.1.2 Les échantillons étudiés

IV.1.2.1 Le Polytétrafluoroéthylène (PTFE)

Le PTFE (ou Téflon®) est un polymère fluorocarboné comme le montre sa structure chimique en Figure IV.3. Il est imperméable, inflammable, résiste très bien aux basses, et

hautes, températures (bonne résistance jusqu'à -268°C et point de fusion à 327°C), c'est le polymère le plus polyvalent en termes de compatibilité chimique, et il a une bonne rigidité diélectrique (supérieure à 60 kV/mm). Ses qualités en font un matériau très utilisé dans divers secteurs industriels tels que, l'aérospatial, l'alimentaire, le pharmaceutique. Il est notamment utilisé comme isolant de câbles électriques des satellites. La Figure IV.3 illustre la structure chimique du PTFE.

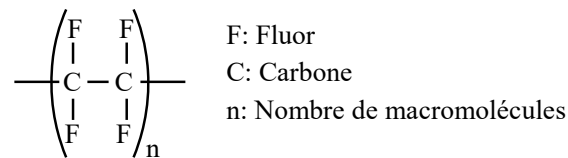


Figure IV.3. Structure chimique du PTFE

En ce qui concerne sa caractérisation via la méthode PEA, le PTFE est un matériau qui atténue et disperse les ondes acoustiques de manière importante en comparaison avec d'autres polymères. En effet, il suffit que l'échantillon ne fasse qu'une centaine de microns pour facilement apercevoir les effets d'atténuation et de dispersion sur le signal de mesure PEA.

IV.1.2.2 Le polyéthylène à basse densité (LDPE)

Le LDPE est un polymère hydrocarboné comme le montre sa structure chimique en Figure IV.4. Il a une bonne compatibilité chimique et une assez bonne rigidité diélectrique (environ 20 kV/mm). Il est néanmoins perméable à certains gaz, il est inflammable, et il est sensible aux basses et aux hautes températures (point de fusion à 115°C). Son faible coût ainsi que sa facilité de production, et à être mis en œuvre, en font un matériau très utilisé dans les systèmes d'isolation électrique secteur du spatial. La Figure IV.4 illustre la structure chimique du LDPE.

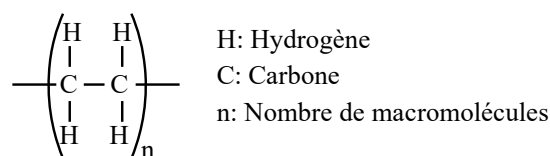


Figure IV.4. Structure chimique du LDPE

Le LDPE est un matériau qui atténue et disperse nettement moins les ondes acoustiques que le PTFE. Il est par exemple difficile d'observer les effets de l'atténuation et de la dispersion sur un signal PEA mesuré lors de la caractérisation d'un échantillon de LDPE d'une cinquantaine de microns.

IV.1.3 Les cellules

IV.1.3.1 La cellule A

Les cellules sont composées d'éléments aux caractéristiques géométriques et physico-chimiques différentes. La cellule A est une cellule qui a été achetée chez la société japonaise

FiveLab. Le diamètre de son électrode HT est mesuré à $8,5\text{ mm}$ et est supposé plus petit que celui du capteur piézoélectrique. Par conséquent, la section de l'électrode HT définit la surface de référence $S_r = 57\text{ mm}^2$ sur laquelle l'onde acoustique est générée. Ses éléments sont définis par défaut dans le Tableau IV-1.

	Electrode Haute-Tension (HT)	Electrode de masse	Capteur piézoélectrique	Absorbeur
Matériau	LDPE au noir de carbone	Aluminium	PVDF	PMMA
Epaisseur l (μm)	1000	10000	9	2000
Densité ρ (kg/m^3)	940	2700	1780	1180
Vitesse de phase du son c_{ac} (m/s)	2200	6400	2200	2750
Constante diélectrique ϵ_r			7,4 (1kHz)	
Angle de perte diélectrique δ_d			0,17 (1kHz)	

Tableau IV-1. Valeurs initiales des paramètres de la cellule A

IV.1.3.2 La cellule B

La cellule B a été achetée chez la société italienne *TECHIMP*. Ses caractéristiques sont méconnues et donc supposées par défaut comme celles de la cellule A (cf. Tableau IV-1), à l'exception du diamètre de son électrode HT mesuré à $9,9\text{ mm}$ ($S_r = 77\text{ mm}^2$), et de l'épaisseur de son capteur piézoélectrique. En effet, ce dernier est supposé environ deux fois plus épais, avec $20\text{ }\mu\text{m}$. Cette estimation est faite au regard de la résolution spatiale des signaux mesurés en sortie de la cellule B. L'optimisation des paramètres de cette cellule qui sera faite en partie IV.4.3.1.1 permettra d'avoir une meilleure idée des différents éléments qui constituent la cellule et de leurs propriétés qui sont incertaines.

IV.2 Etude d'échantillons de PTFE avec la cellule A et en appliquant les impulsions A et B

L'analyse de l'impact du type d'impulsion électrique appliquée est faite en étudiant des échantillons de PTFE à partir de la même cellule A mais en appliquant les différentes

impulsions A et B. Le premier objectif est d'analyser l'impact de l'utilisation des différentes impulsions sur les étapes du nouveau traitement du signal. Le deuxième objectif est de mettre en exergue l'impact du nouveau traitement du signal en le comparant à un autre traitement qui ne prend pas en compte l'atténuation et la dispersion des ondes acoustiques.

IV.2.1 Définition du coefficient d'atténuation et de la vitesse de phase de l'échantillon

La première étape du traitement du signal consiste à définir le coefficient d'atténuation α_{ac} et la vitesse de phase c_{ac} de l'échantillon étudié (cf. II.4.1.3). Ces grandeurs sont d'abord « mesurées » par le biais de deux calculs réalisés à partir d'un signal expérimental de calibration (cf. Figure IV.5.a-b)

$$\alpha_{ac,exp}(f) = -\frac{1}{l_e} \ln \left(\left| \frac{FFT(-V_{PEA,2}(t))}{FFT(V_{PEA,1}(t))} \right| \right) \quad (4.1)$$

$$c_{ac,exp}(f) = \frac{-2\pi f l_e}{\arg(FFT(-V_{PEA,2}(t))) - \arg(FFT(V_{PEA,1}(t)))} \quad (4.2)$$

Avec l_e l'épaisseur de l'échantillon. Ces grandeurs sont ensuite modélisées par les équations suivantes qui serviront à paramétrer le modèle de l'échantillon

$$\alpha_{ac,mod}(f) = a_1 f - \frac{1}{l_e} \ln \left(\frac{2Z_e}{Z_{HT} + Z_e} \right) \quad (4.3)$$

$$c_{ac,mod}(f) = c_{ac}(f_0) + \left(\frac{c_{ac}(f_0)}{\pi} \right)^2 \left[a_1 \ln \left(\frac{f}{f_0} \right) \right] \quad (4.4)$$

Avec a_1 la pente du coefficient d'atténuation, Z_{HT} l'impédance acoustique de l'électrode Haute-Tension, Z_e l'impédance acoustique de l'échantillon et f_0 la fréquence initiale de modélisation.

Pour l'impulsion A, la mesure et la modélisation du coefficient d'atténuation sont illustrées sur la Figure IV.5.c, et celles de la vitesse de phase sont illustrées sur la Figure IV.5.d. Pour l'impulsion B, la mesure et l'optimisation du coefficient d'atténuation sont illustrées sur la Figure IV.5.e, et celles de la vitesse de phase sur la Figure IV.5.f.

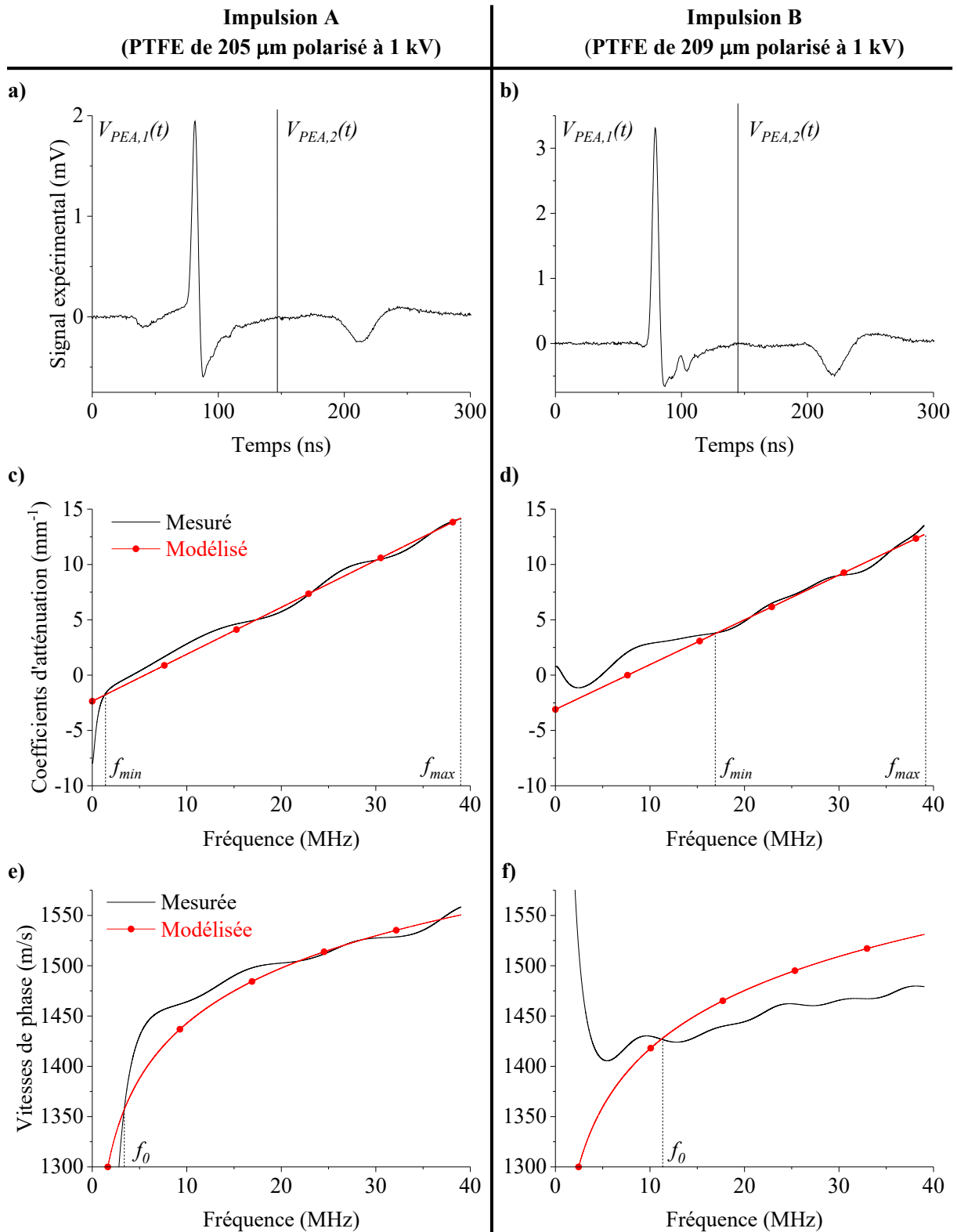


Figure IV.5.a-b) Signaux de mesure PEA ; c-d) Coefficients d'atténuation mesurés et modélisés ; e-f) Vitesses de phase mesurées et modélisées

Cas d'échantillons PTFE étudiés avec la même cellule A mais appliquant l'impulsions A ou l'impulsion B

La modélisation du coefficient d'atténuation est faite sur un intervalle de fréquence $[f_{min}, f_{max}]$ pour lequel la mesure du coefficient d'atténuation est la plus linéaire (cf. Figure II.20.b). Pour chaque impulsion, cette modélisation permet d'estimer les paramètres

acoustiques a_1 et Z_{HT} (cf. l'équation (4.3)). Le paramètre a_1 est la pente de la droite tandis que l'impédance Z_{HT} est déduite de l'ordonnée $-\frac{1}{l_e} \ln\left(\frac{2Z_e}{Z_{HT} + Z_e}\right)$, car l'impédance de l'échantillon est connue.

La modélisation de la vitesse de phase est faite sur l'intervalle de fréquence $]0, f_{\max}]$ (cf. Figure II.20.c). Pour chaque impulsion, cette modélisation permet de d'estimer la fréquence initiale f_0 et la vitesse de phase à cette fréquence $c_{ac}(f_0)$ (cf. équation (4.4)).

Les paramètres acoustiques a_1 , Z_{HT} , f_0 et $c_{ac}(f_0)$ estimés sont répertoriés dans le Tableau IV-2, pour les impulsions A et B. Pour pouvoir comparer leur valeur obtenue en fonction de l'impulsion appliquée, leur écart relatif δ_r est calculé.

	Impulsion A	Impulsion B	δ_r (%)
Z_{HT} (Mrayl)	1,85	1,64	11
a_1 (mm.MHz) ⁻¹	4,24.10 ⁻¹	4,05.10 ⁻¹	4
f_0 (MHz)	3,4	11,2	70
$c_{ac}(f_0)$ (m/s)	1357	1427	5

Tableau IV-2. Paramètres acoustiques estimés d'échantillons PTFE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Les impédances acoustiques Z_{HT} sont relativement proches ($\delta_r = 11\%$) tout comme les pentes des coefficients d'atténuation a_1 ($\delta_r = 4\%$). Les fréquences f_0 sont différentes et par conséquent la comparaison des points de vitesse $c_{ac}(f_0)$ n'est pas pertinente. Il est plus approprié de comparer directement les deux courbes modélisées $c_{ac,mod}(f)$ (cf. équation (4.4)) à l'aide d'un écart relatif sur leur norme qui vaut 2%.

En définitive, les modélisations des coefficients d'atténuation et des vitesses de phase obtenues pour l'application des différentes impulsions sont semblables.

IV.2.2 Simulation d'une tension de sortie PEA à partir du modèle non-optimisé

Les paramètres acoustiques des échantillons PTFE qui ont été estimés dans le tableau précédent, en plus des paramètres initiaux de la cellule A (cf. Tableau IV-1), permettent de régler le modèle PSpice de la PEA pour une première simulation (cf. Figure II.1). La Figure

IV.6 montre la superposition du signal simulé au signal expérimental, pour l'impulsion A et pour l'impulsion B.

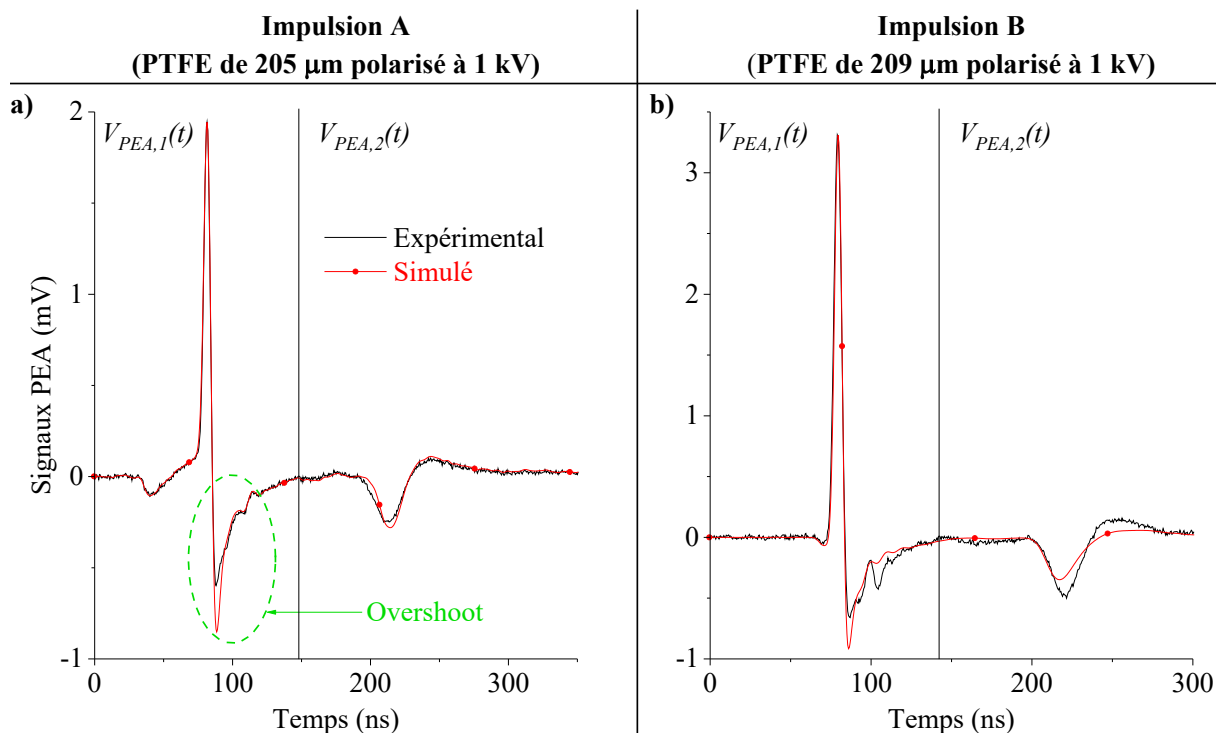


Figure IV.6.a-b) Signaux PEA expérimentaux et simulés, obtenus à partir de l'étude d'échantillons PTFE avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Les simulations réalisées pour les deux impulsions sont correctes au niveau de la portion $V_{PEA,1}$ avec néanmoins des « overshoot » à la suite des pics de tension qui ont des amplitudes plus négatives que celles des signaux expérimentaux. L'amplitude et la forme de l'« overshoot » dépendent de plusieurs éléments de la cellule tels que le capteur piézoélectrique (détecteur acoustique) et l'absorbeur. Par conséquent, de faibles variations des paramètres de ces éléments engendrent une modification sur cette portion du signal.

Les simulations au niveau de la portion $V_{PEA,2}$ diffèrent plus des signaux expérimentaux. Cette portion du signal simulée dépend des paramètres acoustiques de l'échantillon qui ont été modélisés dans la section précédente. Pour l'impulsion A, le signal simulé correspond bien au signal mesuré alors que pour l'impulsion B, le signal simulé est plus atténué que la mesure.

IV.2.3 Optimisation des paramètres de la cellule, et de l'échantillon, du modèle de la PEA

IV.2.3.1 Optimisation des paramètres de la cellule

Certains paramètres de la cellule A sont optimisés pour que la portion $V_{PEA,1}$ du signal simulé (cf. Figure IV.6) soit plus proche de celle du signal expérimental (cf. II.4.2.1). Il s'agit de l'épaisseur l_d , de la densité ρ_d , de la vitesse du son $c_{ac,d}$, de la constante diélectrique $\epsilon_{r,d}$,

et de l'angle de perte diélectrique δ_d du détecteur acoustique mais également de l'impédance acoustique de l'absorbeur Z_{abs} . Les valeurs initiales, qui sont répertoriées dans le Tableau IV-1, sont optimisées dans des intervalles qui sont, soient bornés par des quantités physiquement cohérentes (prises dans la bibliographie), ou soient bornées par des quantités qui valent 50% de la valeur initiale. Les valeurs optimisées de la cellule A sont répertoriées dans le Tableau IV-3.

	Impulsion A	Impulsion B	δ_r (%)
l_d (μm)	8,7	7,9	9
ρ_d (kg/m^3)	1768	1914	8
$c_{ac,d}$ (m/s)	2187	2241	2
$\epsilon_{r,d}$	7,9	6,4	19
δ_d	0,19	0,17	11
Z_{abs} ($Mrayl$)	3,75	4,16	10

Tableau IV-3. Paramètres optimisés de la cellule A obtenus lors de l'étude d'échantillons PTFE soumis à l'impulsion A ou à l'impulsion B

Entre les deux impulsions, la plupart des valeurs optimisées sont relativement proches ($\epsilon_x \leq 11\%$) ce qui montre la capacité du modèle de la PEA à pouvoir faire converger l'optimisation des paramètres d'une même cellule lors de la caractérisation d'un échantillon similaire mais en appliquant des impulsions différentes. Ces similitudes doivent être éprouvées sur un plus grand nombre de comparaisons pour pouvoir établir une valeur moyenne fiable de chaque paramètre dans le but de redéfinir les valeurs par défaut de la cellule A (cf. Tableau IV-1). Ce sera le cas dans la partie. IV.3.3 lorsqu'un autre type d'échantillon sera étudié, les paramètres de la cellule A seront de nouveau optimisés et pourront être comparés à ceux de cette partie afin d'approfondir l'analyse.

IV.2.3.2 Optimisation des paramètres du modèle de l'échantillon

Les paramètres acoustiques a_1 , Z_{HT} , f_0 et $c_{ac}(f_0)$, du modèle de l'échantillon sont optimisés pour que la portion $V_{PEA,2}$ du signal simulé (cf. Figure IV.6) soit plus proche de celle du signal expérimental (cf. II.4.2.2). Leurs valeurs initiales sont celles qui ont été modélisées dans le Tableau IV-2 et leurs valeurs optimisées sont répertoriées dans le Tableau IV-4.

	Impulsion A	Impulsion B	δ_r (%)
Z_{HT} (Mrayl)	1,76	1,85	5
a_1 (mm.MHz) ⁻¹	4,88.10 ⁻¹	3,21.10 ⁻¹	34
f_0 (MHz)	3,8	11,1	66
$c_{ac}(f_0)$ (m/s)	1388	1420	2

Tableau IV-4. Paramètres acoustiques optimisés d'échantillons PTFE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Entre les deux impulsions, les impédances Z_{HT} sont proches ($\delta_r = 5\%$). Ce résultat est cohérent car les deux impulsions ont été appliquées sur la même cellule A, donc sur la même électrode HT. Ce résultat devra être confirmé pour un plus grand nombre de mesure afin de pouvoir définir une valeur moyenne de l'impédance Z_{HT} et ne plus l'optimiser. Cependant, les pentes a_1 des coefficients d'atténuation diffèrent. Si cette observation devait se confirmer pour plusieurs mesures, alors il ne serait pas possible d'établir un catalogue des paramètres du modèle du PTFE à partir de l'application d'impulsions différentes.

Les fréquences f_0 sont différentes et par conséquent la comparaison des vitesses $c_{ac}(f_0)$ n'est pas pertinente. Il est plus approprié de comparer directement les deux courbes modélisées $c_{ac,mod}(f)$ (cf. équation (4.4)) à l'aide d'un écart relatif sur leur norme qui vaut 5%. Cet écart est supérieur à celui qu'il y avait entre les vitesses de phase avant leurs optimisations. Pour pouvoir mieux observer les conséquences des optimisations des paramètres acoustiques a_1 , Z_{HT} , f_0 et $c_{ac}(f_0)$, les modélisations des coefficients d'atténuations sont tracées sur les Figure IV.7.a-b et celles des vitesses de phase sont tracées sur les Figure IV.7.c-d.

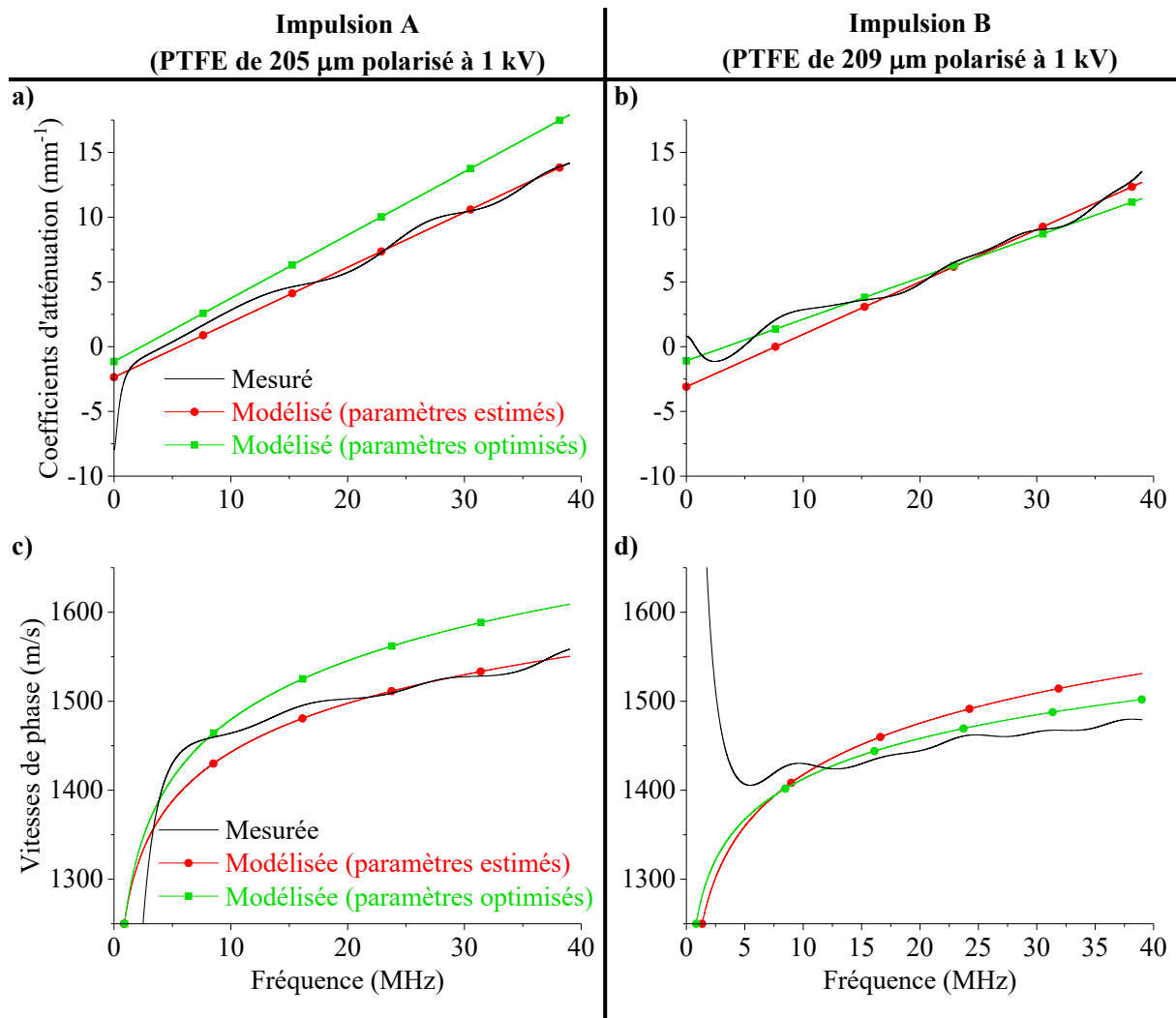


Figure IV.7.a-b) Coefficients d'atténuation mesurés, modélisés avant et après optimisation des paramètres de l'échantillon ; c-d) Vitesses de phase mesurées, modélisées avant et après optimisation des paramètres de l'échantillon

Cas d'échantillons PTFE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Pour l'impulsion B, l'optimisation a permis d'avoir un coefficient d'atténuation et une vitesse de phase plus proches de ceux qui ont été mesurés. Pour l'impulsion A, l'atténuation et la vitesse sont moins proches de celles mesurées. Pour autant, le signal simulé en utilisant ces grandeurs optimisées est plus proche du signal expérimental comme le montre la Figure IV.8.

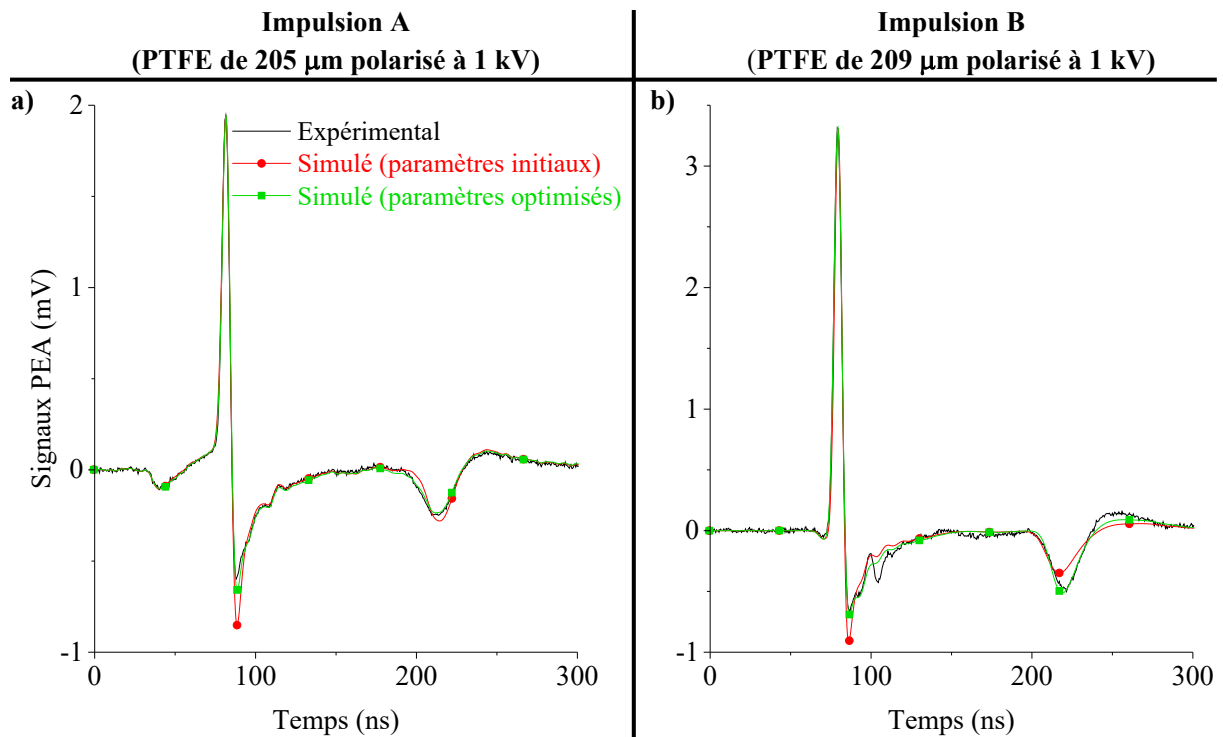


Figure IV.8.a-b) Signaux PEA mesurés, simulés avant et après optimisation du modèle de la PEA, obtenus lors de l'étude d'échantillons PTFE avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

IV.2.4 Correction de l'impulsion électrique

Le modèle PEA optimisé simule un signal très proche du signal expérimental (cf. Figure IV.8). Cependant, il y a encore des différences qui n'ont pas pu être minimisées lors de l'optimisation des paramètres du modèle car elles dépendent de l'impulsion électrique. En effet, ces différences sont en partie celles qu'il y a entre le signal de l'impulsion qui est entré dans le modèle (celui qui est mesuré par l'oscilloscope, cf. Figure IV.1 ou cf. Figure IV.2), et l'impulsion qui est réellement vue par la cellule expérimentale (cf. III.1.2). Il est important de minimiser ces différences en corrigeant le signal de l'impulsion qui est entré dans le modèle pour éviter de construire une fonction de transfert imprécise lors de l'étape suivante du traitement du signal. Une telle fonction induirait de la charge fictive dans le profil de charge obtenu après déconvolution.

Le signal de l'impulsion mesuré est donc corrigé au travers de celui de la force acoustique qui est proportionnelle à la convolution entre cette impulsion et la charge capacitive gaussienne. La charge ne variant pas, corriger la force acoustique revient à corriger l'impulsion électrique (cf. Figure III.3). Les Figure IV.9.a-b) illustrent les forces acoustiques provenant des deux impulsions A et B, avant et après leurs corrections. Les Figure IV.9.c-d) illustrent les signaux simulés par le modèle de la PEA qui utilise ces forces, avant et après leurs corrections.

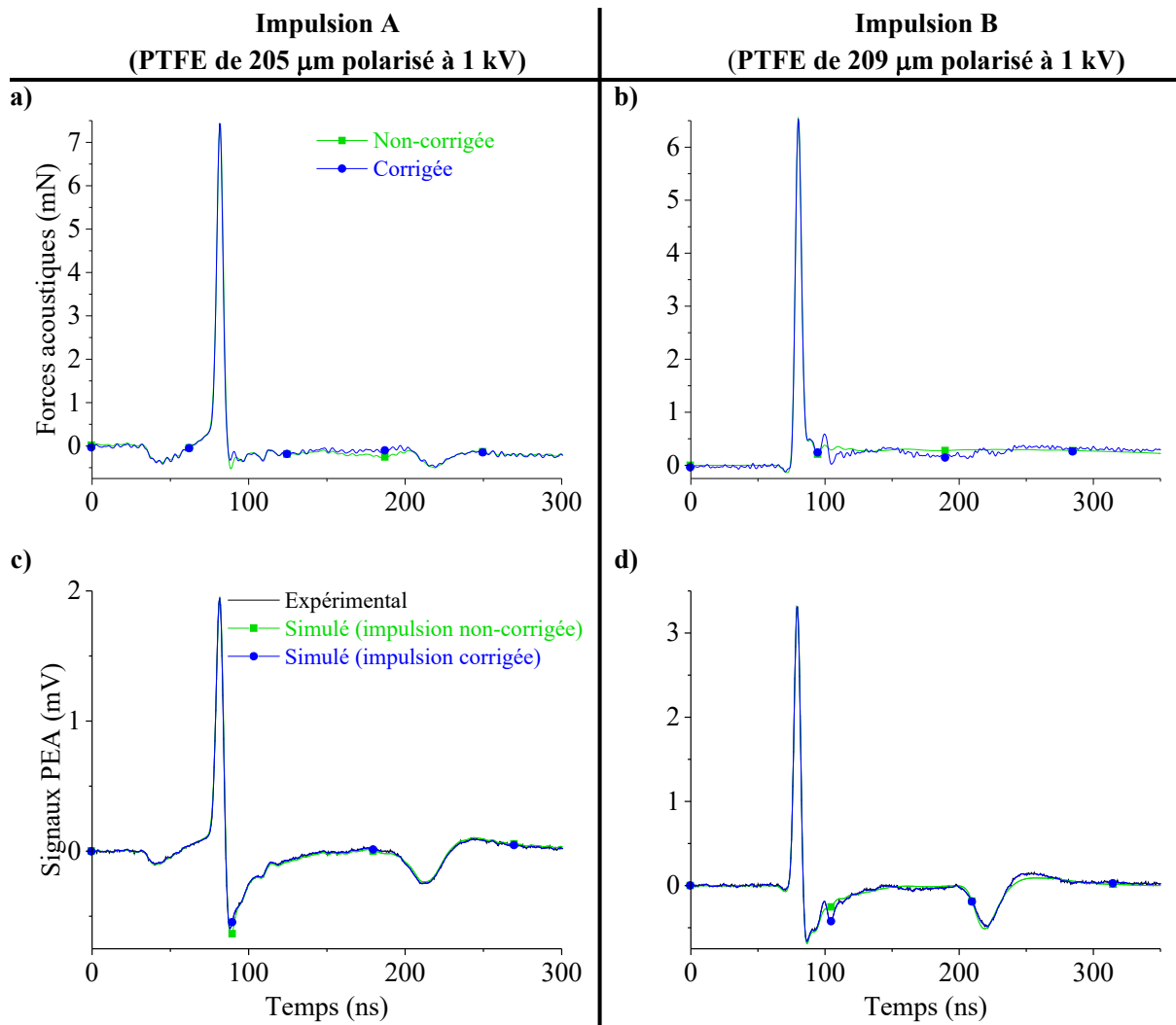


Figure IV.9.a-b) Forces acoustiques avant et après leurs corrections; c-d) Signaux PEA obtenus à partir des forces acoustiques, avant et après leurs corrections.

Cas d'échantillons PTFE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Les deux forces acoustiques, donc les deux impulsions, sont très peu corrigées. En effet, les différences entre les forces corrigées et les forces non-corrigées ne dépassent pas un dixième de l'amplitude du pic principal. Ces faibles corrections confirment que le modèle de la PEA est fiable et que de faibles corrections sur l'impulsion électrique suffisent à avoir un signal de sortie simulé identique au signal expérimental.

IV.2.5 Déconvolution

Le modèle de la PEA est utilisé pour construire la fonction de transfert de la PEA qui permet de réaliser la dernière étape du traitement du signal (cf. III.1.3), c'est-à-dire la déconvolution d'un signal de mesure pour retrouver la densité de charge présente dans l'échantillon étudié (cf. III.2). Ici, deux échantillons de PTFE sont étudiés. Le premier fait $205\ \mu\text{m}$, il a été polarisé à 1 kV et a été soumis à l'impulsion A pour réaliser la mesure (cf. Figure IV.10.a). Le deuxième échantillon fait $209\ \mu\text{m}$, il a également été polarisé à 1 kV mais a été soumis à l'impulsion B pour pouvoir obtenir le signal expérimental (cf. Figure IV.10.b).

Les Figure IV.10.c-d montrent les densités de charge déconvoluées et les Figure IV.10.e-f exposent les champs électriques correspondants.

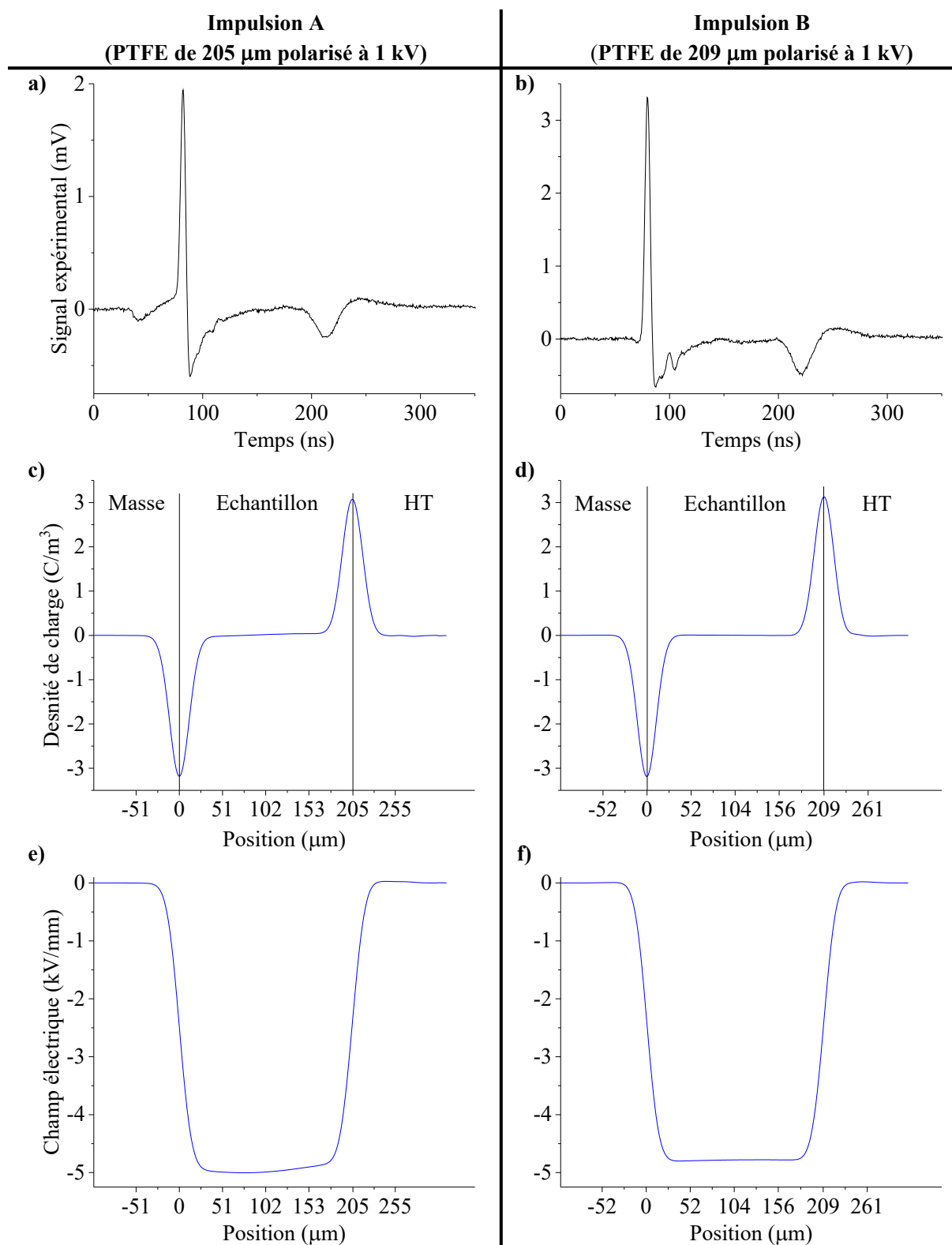


Figure IV.10.a-b) Signaux à déconvoluer ; c-d) Densités de charge ; e-f) Champs électriques
Cas d'échantillons PTFE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Pour l'échantillon soumis à l'impulsion A, la densité de charge retrouvée dans cet échantillon respecte l'équilibre électroacoustique malgré l'atténuation, la dispersion et les

réflexions des ondes acoustiques au travers des échantillons de PTFE. L'amplitude du champ électrique est proche des $4,9\text{ kV/mm}$ du champ de polarisation théorique. Cependant, ce champ présente une légère dissymétrie verticale résultante de l'intégration d'un léger offset présent dans la densité de charge.

Pour l'échantillon soumis à l'impulsion B, la densité de charge et le champ électrique correspondant sont cohérent. En effet, l'équilibre électrostatique est respecté et l'amplitude du champ est proche des $4,8\text{ kV/mm}$ du champ de polarisation théorique. De plus, ce champ ne présente aucune dissymétrie verticale.

Par conséquent, il est possible d'appliquer le nouveau traitement du signal pour étudier un échantillon de PTFE qui a été soumis aux différentes impulsions. Dans le but de mettre en exergue l'apport de ce nouveau traitement, une comparaison avec un autre traitement est faite dans la partie suivante.

IV.2.6 Apport du nouveau traitement du signal par rapport au traitement d'Arnaout, pour le signal obtenu en appliquant l'impulsion A

Une déconvolution a été réalisée à partir du traitement d'Arnaout [66] qui ne prend pas en compte l'atténuation, la dispersion et les réflexions des ondes acoustiques. Ce traitement est appliqué au signal de mesure obtenu en appliquant l'impulsion électrique A (cf. Figure IV.10.a), plutôt que l'impulsion B, car elle comporte une signature caractéristique (cf. Figure IV.1) qui engendre de la charge fictive si elle n'est pas bien traitée. La déconvolution de ce même signal mais à partir du nouveau traitement permet de mettre en valeur son apport. Pour les deux traitements, la Figure IV.11.a illustre le signal de mesure à déconvoluer, la Figure IV.11.b montre les densités de charges, la Figure IV.11.c expose les champs électriques et la Figure IV.11.d présente les tensions appliquées correspondantes.

Impulsion A
(PTFE de 205 μm polarisé à 1 kV)

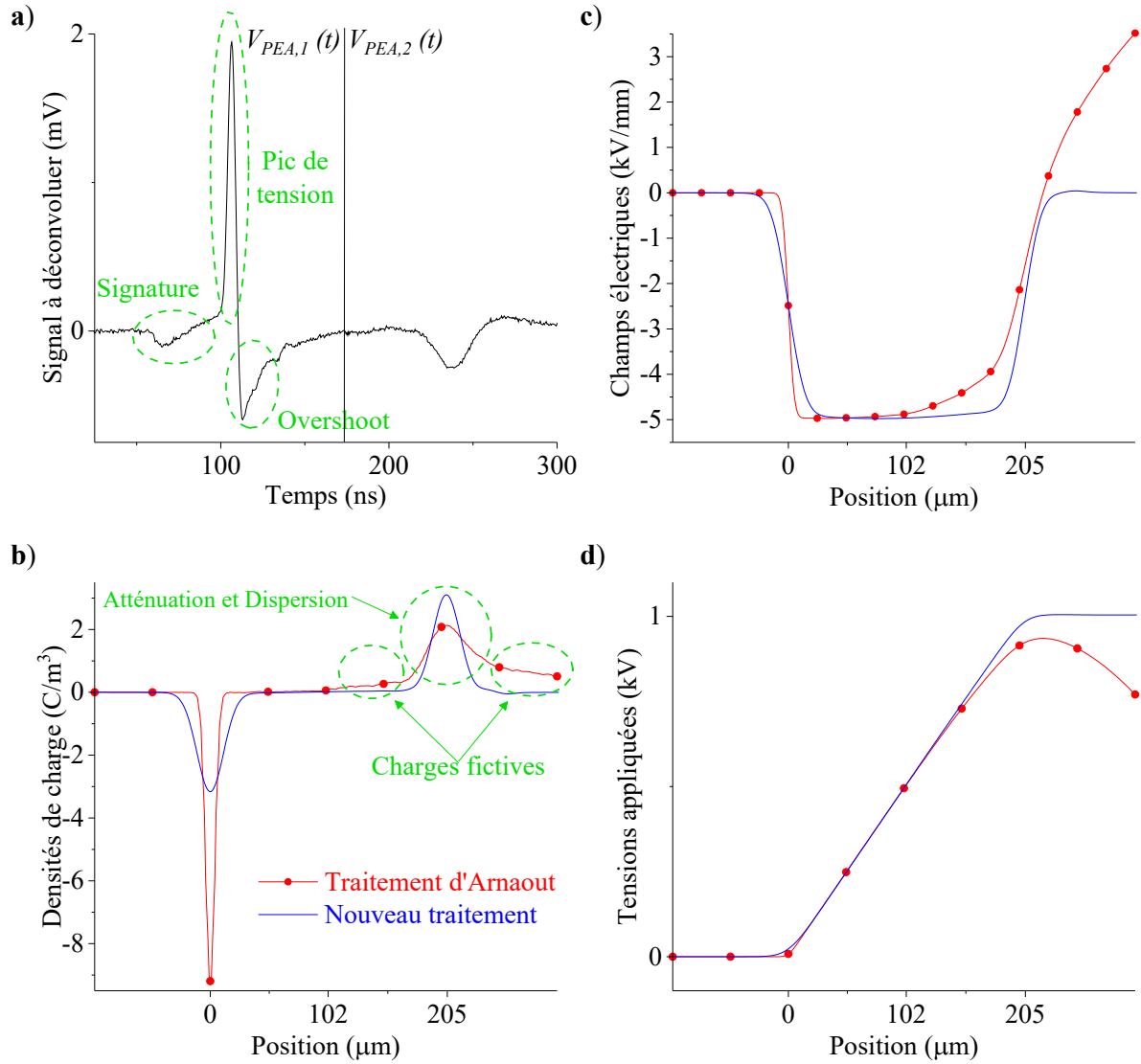


Figure IV.11. a) Signal à déconvoluer ; b) Densités de charge ; c) Champs électriques ; d) Tensions appliquées

Cas d'un échantillon PTFE étudié avec la cellule, en appliquant l'impulsion A et en utilisant le nouveau et un autre traitement du signal

Le signal de mesure est celui obtenu en appliquant l'impulsion A sur l'échantillon de PTFE de 205 μm , et qui était polarisé à 1 kV, donc soumis à un champ de polarisation de 4,9 kV/mm. On retrouve sur ce signal de mesure la signature caractéristique de l'impulsion A (cf. Figure IV.1). Néanmoins, ce défaut est uniquement présent sur la tension $V_{PEA,1}(t)$ représentative de l'onde acoustique qui provient de l'électrode de masse. Il n'est pas présent sur la tension $V_{PEA,2}(t)$ représentative de l'onde qui provient de l'électrode HT et qui a subi de l'atténuation et de la dispersion. Un autre raisonnement s'applique pour l'« overshoot » qui est présent sur $V_{PEA,1}(t)$ et qui est pratiquement invisible sur $V_{PEA,2}(t)$. En effet, l'« overshoot » est lié à la réponse du capteur piézoélectrique couplé à l'amplificateur qui dépend de la fréquence

du signal d'entrée. Par conséquent cet « overshoot » n'est pas le même pour $V_{PEA,2}(t)$, et pour $V_{PEA,1}(t)$, qui proviennent de forces acoustiques plus ou moins dispersées (donc avec des richesses fréquentielles différentes), qui sont appliquées sur le capteur. En définitive, l'absence du défaut et de l'« overshoot » dans $V_{PEA,2}(t)$ vont faire apparaître des charges fictives positives sur la densité de charge retrouvée à partir du traitement d'Arnaout [66] car ce dernier conditionne la fonction de transfert PEA uniquement à partir du premier pic de tension comportant ces artefacts. Cette charge est également atténuée et dispersée car la fonction de transfert de l'autre traitement modélise une propagation sans perte de l'onde acoustique.

A noter que l'« overshoot » qui n'est pas un défaut propre à l'impulsion électrique A fait apparaître de la charge fictive en utilisant l'autre traitement, quelle que soit l'impulsion électrique appliquée.

IV.3 Etude d'échantillons LDPE avec la cellule A et en appliquant les impulsions A et B

Pour analyser l'impact du type d'échantillon étudié, le processus suivi lors de la partie précédente, et qui a permis de caractériser des échantillons de PTFE, est réitéré pour des échantillons de LDPE. L'impact de l'application d'un type d'impulsion sur du LDPE sera comparé à celui observé lors de l'étude de PTFE.

IV.3.1 Définition du coefficient d'atténuation et de la vitesse de phase de l'échantillon

Comme vu pour l'étude du PTFE (cf. IV.2.1), la première étape du traitement du signal consiste d'abord à mesurer le coefficient d'atténuation $\alpha_{ac,mes}$ (équation (4.1)) et la vitesse de phase $c_{ac,mes}$ (équation (4.2)) à partir d'un signal expérimental de calibration (cf. Figure IV.12.a-b). Ces grandeurs sont ensuite modélisées par $\alpha_{ac,mod}$ (équation (4.3)) et par $c_{ac,mod}$ (équation (4.4)).

Pour l'impulsion A, la mesure et la modélisation du coefficient d'atténuation sont illustrées sur la Figure IV.12.c, et celles de la vitesse de phase sont illustrées sur la Figure IV.12.d. Pour l'impulsion B, la mesure et l'optimisation du coefficient d'atténuation sont illustrées sur la Figure IV.12.e et celles de la vitesse de phase sur la Figure IV.12.f.

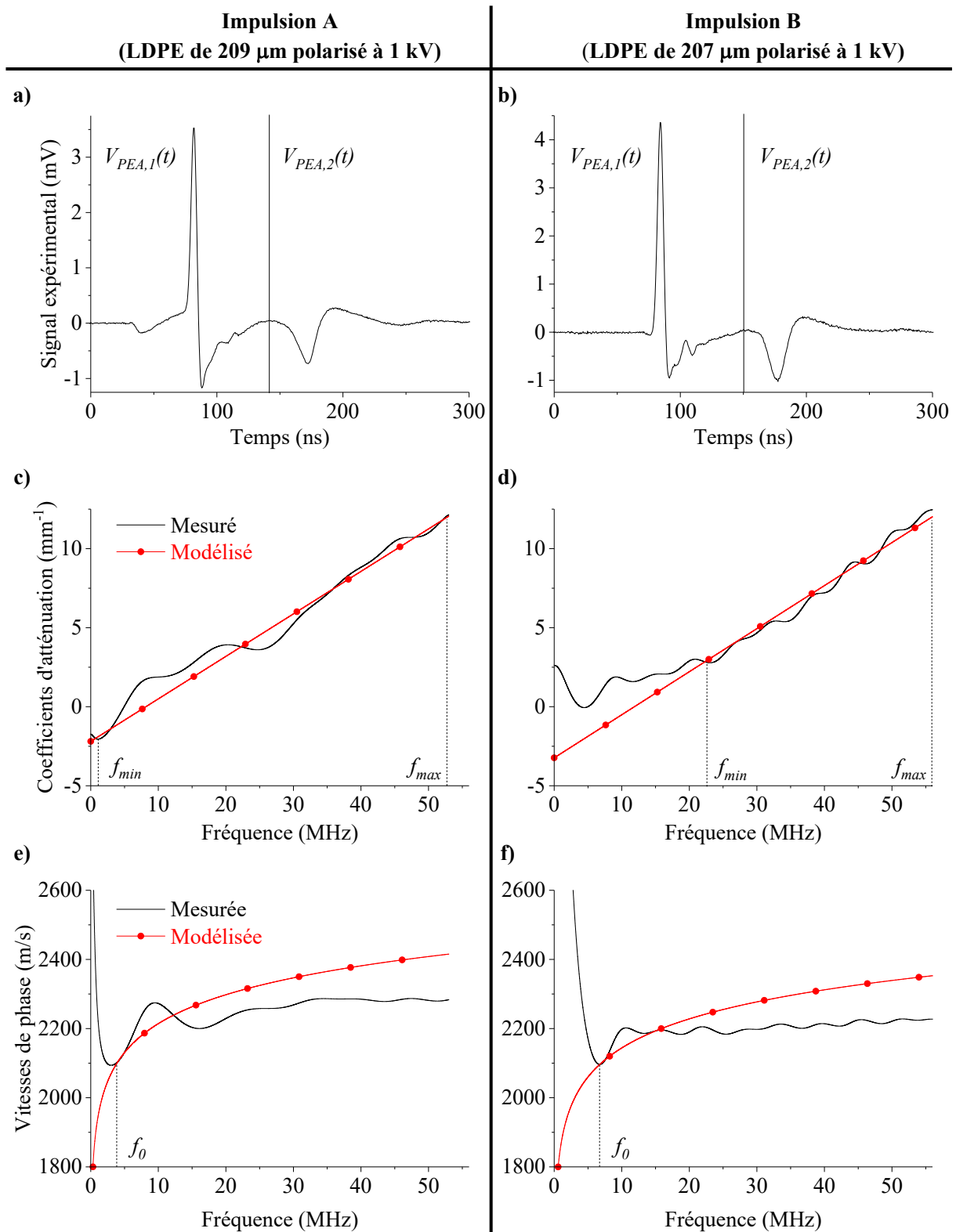


Figure IV.12.a-b) Signaux de mesure PEA ; c-d) Coefficients d'atténuation mesurés et modélisés ; e-f) Vitesses de phase mesurées et modélisées

Cas d'échantillons LDPE étudiés avec la même cellule A mais appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

La pente a_1 et l'impédance Z_{HT} sont estimées à partir de la modélisation du coefficient d'atténuation $\alpha_{ac,mod}$ (équation (4.3)) sur l'intervalle de fréquence $[f_{min}, f_{max}]$, tandis que la fréquence initiale f_0 et la vitesse à cette fréquence $c_{ac}(f_0)$ sont estimées à partir de la

modélisation de la vitesse de phase $c_{ac,mod}$ (équation (4.4)) sur l'intervalle $]0, f_{max}]$. Les paramètres acoustiques a_1 , Z_{HT} , f_0 et $c_{ac}(f_0)$ sont répertoriés dans le Tableau IV-5, pour les impulsions A et B.

	Impulsion A	Impulsion B	δ_r (%)
Z_{HT} (Mrayl)	1,22	0,99	19
a_1 (mm.MHz) ⁻¹	2,69.10 ⁻¹	2,72.10 ⁻¹	1
f_0 (MHz)	4,0	6,7	40
$c_{ac}(f_0)$ (m/s)	2104	2096	< 1%

Tableau IV-5. Paramètres acoustiques estimés d'échantillons LDPE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Les impédances acoustiques Z_{HT} et les pentes des coefficients d'atténuation a_1 sont assez proches (respectivement $\delta_r = 19\%$ et $\delta_r = 1\%$). Néanmoins, elles sont nettement plus éloignées de la valeur référence de 2,1 Mrayl ce qui pose encore la question d'une variation de densité du PTFE quand il est comprimé lors de la mesure. La comparaison avec les paramètres a_1 estimés pour du PTFE qui valent en moyenne $4,15.10^{-1}$ (mm.MHz)⁻¹ (cf. Tableau IV-2), confirme que le LDPE est un matériau qui atténue et disperse moins les ondes acoustiques. Les fréquences f_0 sont différentes et par conséquent il n'est pas pertinent de comparer l'unique point de vitesse $c_{ac}(f_0)$. Il est plus approprié de comparer directement les deux courbes modélisées à l'aide d'un écart relatif sur leur norme qui vaut 3%. En conclusion, les modélisations des coefficients d'atténuation et des vitesses de phase obtenues pour l'application des différentes impulsions sur des échantillons LDPE sont semblables, comme c'était le cas dans la partie précédente lors de l'étude d'échantillons PTFE.

IV.3.2 Simulation d'une tension de sortie PEA à partir du modèle non-optimisé

Les paramètres acoustiques estimés du LDPE (cf. Tableau IV-5), ainsi que les paramètres initiaux de la cellule A (cf. Tableau IV-1), permettent de régler le modèle PSpice afin d'obtenir un signal simulé qui est comparé au signal expérimental. La Figure IV.13 montre cette comparaison pour l'impulsion A, et pour l'impulsion B.

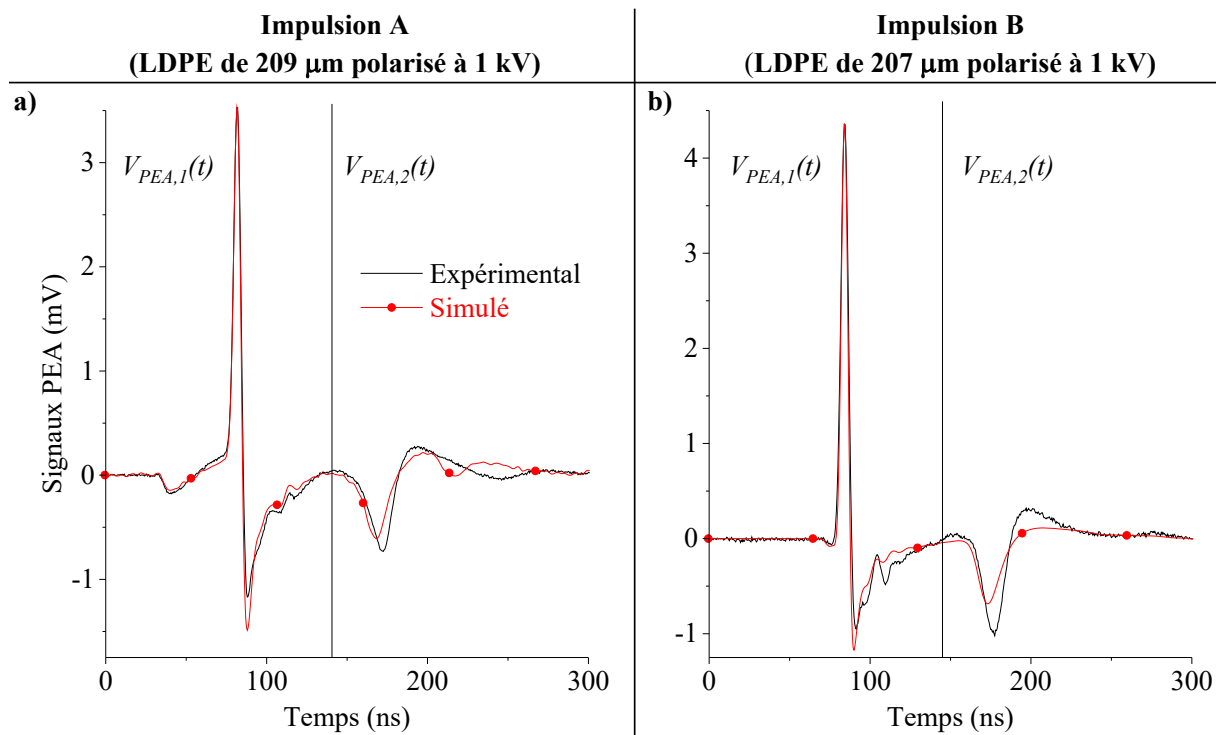


Figure IV.13.a-b) Signaux PEA expérimental, et simulé, obtenus à partir de l'étude d'échantillons LDPE avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Comme pour l'étude du PTFE (cf. Figure IV.6), les simulations réalisées pour les deux impulsions diffèrent légèrement des signaux expérimentaux au niveau de la portion $V_{PEA,1}$ car les paramètres de la cellule A n'ont pas été optimisés. Au niveau de la portion $V_{PEA,2}$, les signaux simulés divergent nettement plus des signaux expérimentaux et il faut optimiser les paramètres acoustiques des échantillons de LDPE.

IV.3.3 Optimisation des paramètres de la cellule, et de l'échantillon, du modèle de la PEA

IV.3.3.1 Optimisation des paramètres de la cellule

Les paramètres du détecteur acoustique l_d , ρ_d , $c_{ac,d}$, $\varepsilon_{r,d}$, δ_d et l'impédance de l'absorbeur Z_{abs} , de la cellule A, sont optimisés pour que la portion $V_{PEA,1}$ du signal simulé (cf. Figure IV.13) soit plus proche de celle du signal expérimental (cf. IV.2.3.1). Ces paramètres sont optimisés pour le cas des deux impulsions appliquées aux échantillons de LDPE puis ils sont comparés à ceux qui ont été optimisés dans le cas des deux impulsions appliquées aux échantillons de PTFE (cf. Tableau IV-3). Cette comparaison permet d'établir une éventuelle convergence de paramètres de la cellule A autour d'une valeur moyenne. Si c'est le cas ces paramètres de la cellule A seront redéfinis par leur valeur moyenne pour les prochaines études afin de gagner du temps lors du processus numérique d'optimisation. Pour pouvoir comparer la valeur x d'un paramètre optimisé pour différentes configurations, la moyenne \bar{x} , l'écart-type

σ et le coefficient de variation $\nu = \frac{\sigma}{\bar{x}}$ sont les outils statistiques mis en œuvre. Les valeurs optimisées de la cellule A sont répertoriées dans le Tableau IV-6.

	LDPE		PTFE		\bar{x}	σ	$\nu(\%)$
	Impulsion A	Impulsion B	Impulsion A	Impulsion B			
$l_d (\mu m)$	9,1	9,2	8,7	7,9	8,7	0,5	6
$\rho_d (kg/m^3)$	1738	1767	1768	1914	1797	69	4
$c_{ac,d} (m/s)$	2187	2140	2187	2241	2189	36	2
$\varepsilon_{r,d}$	8,4	7,6	7,9	6,4	7,6	0,7	10
δ_d	0,17	0,18	0,19	0,17	0,18	0,01	5
$Z_{abs} (Mrayl)$	3,72	3,60	3,75	4,16	3,81	0,21	6

Tableau IV-6. Paramètres optimisés de la cellule A obtenus lors de l'étude d'échantillons de LDPE, et de PTFE, soumis à l'impulsion A ou à l'impulsion B

Les différents paramètres de la cellule ont un coefficient de variation inférieur à 10% ce qui signifie que les valeurs optimisées pour chaque paramètre avoisinent leur valeur moyenne avec un faible écart-type. Si cette statistique se confirme au fur et à mesure de futures études, alors il pourrait être envisagé de redéfinir les valeurs par défaut de la cellule A (cf. Tableau IV-1) afin de gagner du temps lors du processus numérique d'optimisation. A noter également que la valeur optimisée moyenne de l'impédance de l'absorbeur Z_{abs} est plus proche de celle d'un matériau PVDF que celle du matériau PMMA considéré par défaut et peut-être à tort.

IV.3.3.2 Optimisation des paramètres du modèle de l'échantillon

Les paramètres acoustiques a_1 , Z_{HT} , f_0 et $c_{ac}(f_0)$, du modèle de l'échantillon (cf. Tableau IV-5) sont optimisés pour que la portion $V_{PEA,2}$ du signal simulé soit plus proche de celle du signal expérimental (cf. Figure IV.13). Leurs valeurs optimisées sont répertoriées dans le Tableau IV-7.

	Impulsion A	Impulsion B	δ_r (%)
Z_{HT} (Mrayl)	2,24	1,62	28
a_1 (mm.MHz) ⁻¹	1,79.10 ⁻¹	1,79.10 ⁻¹	0
f_0 (MHz)	7,1	8,2	13
$c_{ac}(f_0)$ (m/s)	2160	2117	2

Tableau IV-7. Paramètres acoustiques optimisés d'échantillons LDPE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Les valeurs d'impédances Z_{HT} sont assez proches ($\delta_r = 28\%$). Ce résultat est cohérent car les deux impulsions ont été appliquées sur la même électrode HT de la cellule A. Les pentes a_1 des coefficients d'atténuation, les fréquences f_0 et les vitesses de phase à ces fréquences $c_{ac}(f_0)$ sont proches. Si ces valeurs devaient continuer à converger lors de futures optimisations, il serait envisageable d'établir un catalogue des paramètres du modèle du LDPE étudié en appliquant différentes impulsions.

Pour pouvoir mieux observer les conséquences de l'optimisation des paramètres acoustiques a_1 , Z_{HT} , f_0 et $c_{ac}(f_0)$, les modélisations des coefficients d'atténuations sont tracées sur les Figure IV.14.a-b et celles des vitesses de phase sont tracés sur les Figure IV.14.c-d.

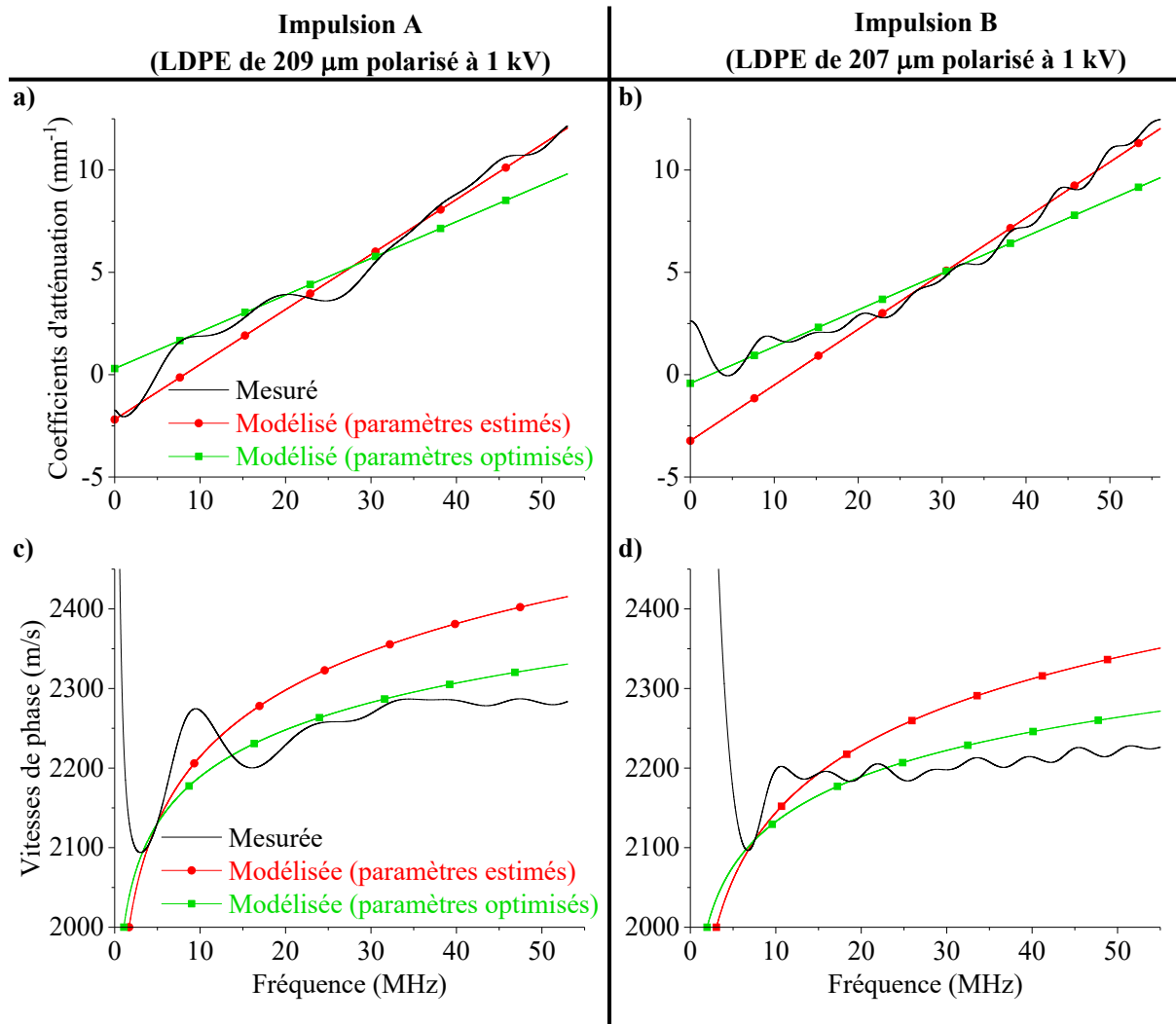


Figure IV.14.a-b) Coefficients d'atténuation mesurés, modélisés avant et après optimisation des paramètres de l'échantillon ; c-d) Vitesses de phase mesurées, modélisées avant et après optimisation des paramètres de l'échantillon

Cas d'échantillons LDPE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Pour les deux impulsions, l'optimisation a permis d'avoir des vitesses de phase plus proches de celles qui ont été mesurées. Les coefficients d'atténuation optimisés sont eux plus éloignés des mesurés mais pour autant les signaux simulés en utilisant ces grandeurs optimisées sont plus proches des signaux expérimentaux comme le montre la Figure IV.15.

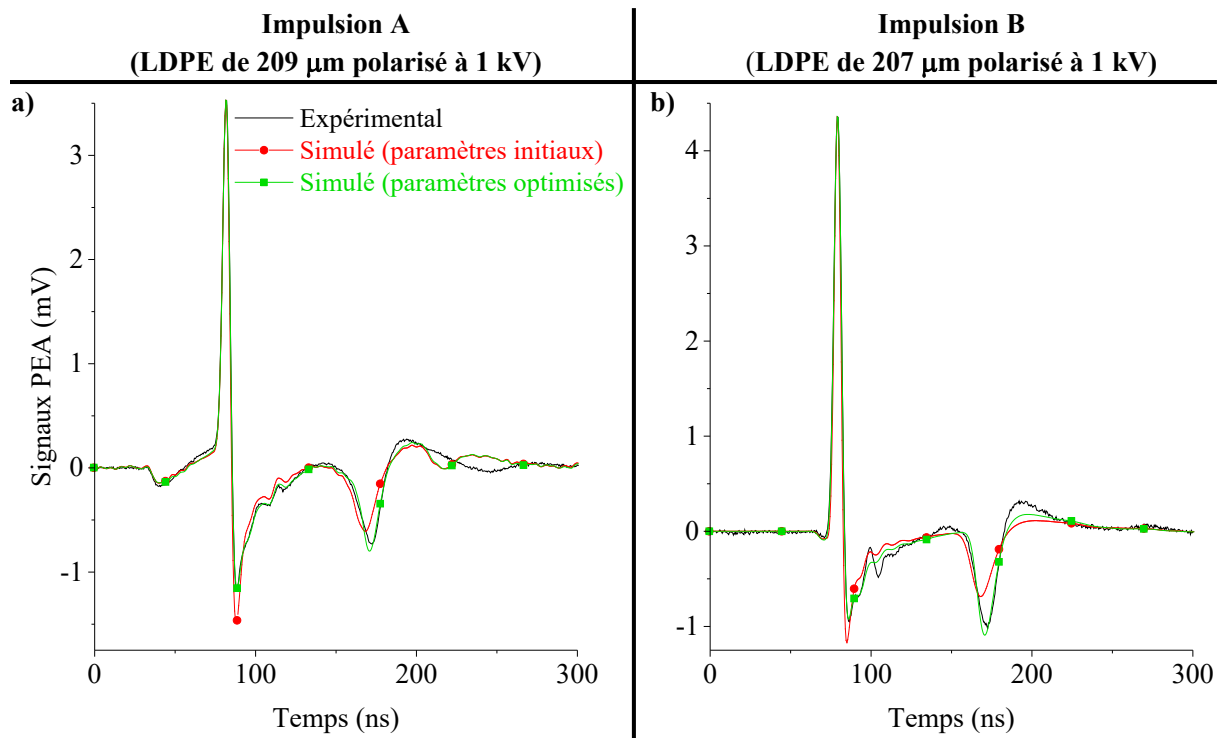


Figure IV.15.a-b) Signaux PEA mesurés; modélisés avant et après optimisation du modèle de la PEA, obtenus lors de l'étude d'échantillons LDPE avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

IV.3.4 Correction de l'impulsion électrique

Comme lors de l'étude du PTFE (cf. IV.2.4), l'impulsion électrique en entrée du modèle de la PEA est corrigée au travers de la force acoustique qu'elle engendre pour que le signal simulé par le modèle soit parfaitement identique au signal expérimental. Les Figure IV.16.a-b) illustrent les forces acoustiques provenant des deux impulsions A et B, avant et après leurs corrections. Les Figure IV.16.c-d) illustrent les signaux simulés par le modèle de la PEA qui utilise ces forces corrigées, avant et après leurs corrections.

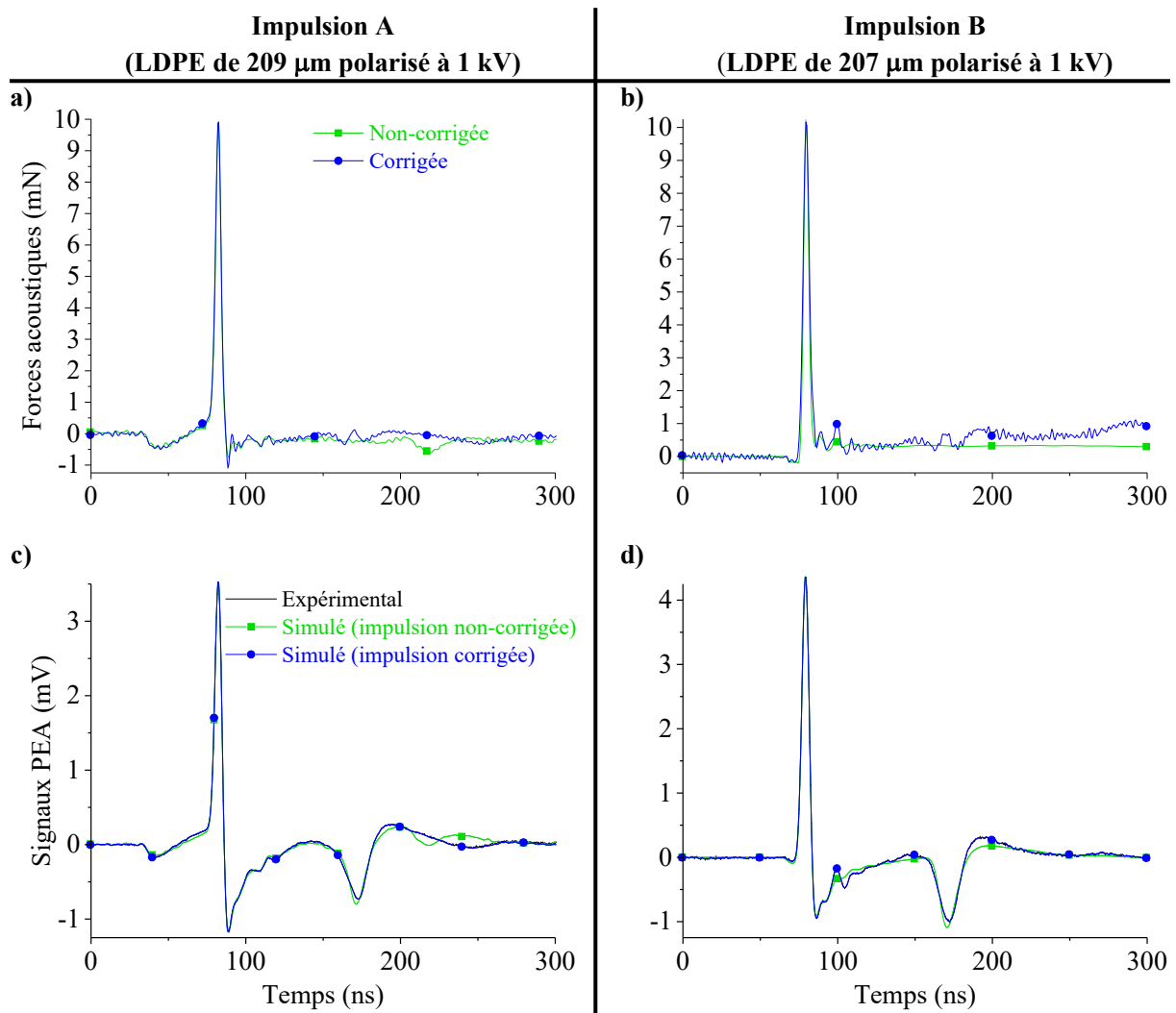


Figure IV.16.a-b) Forces acoustiques avant et après leurs corrections; c-d) Signaux PEA obtenus à partir des forces acoustiques, avant et après leurs corrections.

Cas d'échantillons LDPE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Les deux impulsions sont légèrement corrigées en amplitude et permettent d'obtenir, à partir du modèle de la PEA, des signaux simulés parfaitement identiques aux signaux expérimentaux. Néanmoins, ces impulsions corrigées pour l'étude d'échantillons LDPE sont différentes de celles corrigées pour l'étude de PTFE (cf. Figure IV.9) car l'impulsion électrique perçue par chacune de ces expériences est différente. Par conséquent, cette étape de correction de l'impulsion doit être faite à chaque fois, lorsqu'un nouvel échantillon est étudié.

IV.3.5 Déconvolution

Le modèle PSpice permet de construire une fonction de transfert de la PEA afin de déconvoluer les deux signaux obtenus pour l'étude des deux échantillons de LDPE. Le premier échantillon fait $209 \mu m$, il a été polarisé à $1 kV$ et a été soumis à l'impulsion A pour réaliser la mesure (cf. Figure IV.17.a). Le deuxième échantillon fait $207 \mu m$, il a également été polarisé à $1 kV$ mais a été soumis à l'impulsion B pour pouvoir obtenir le signal expérimental (cf. Figure

IV.17.b). Les Figure IV.17.c-d montrent les densités de charge déconvoluées et les Figure IV.17.e-f exposent les champs électriques correspondants.

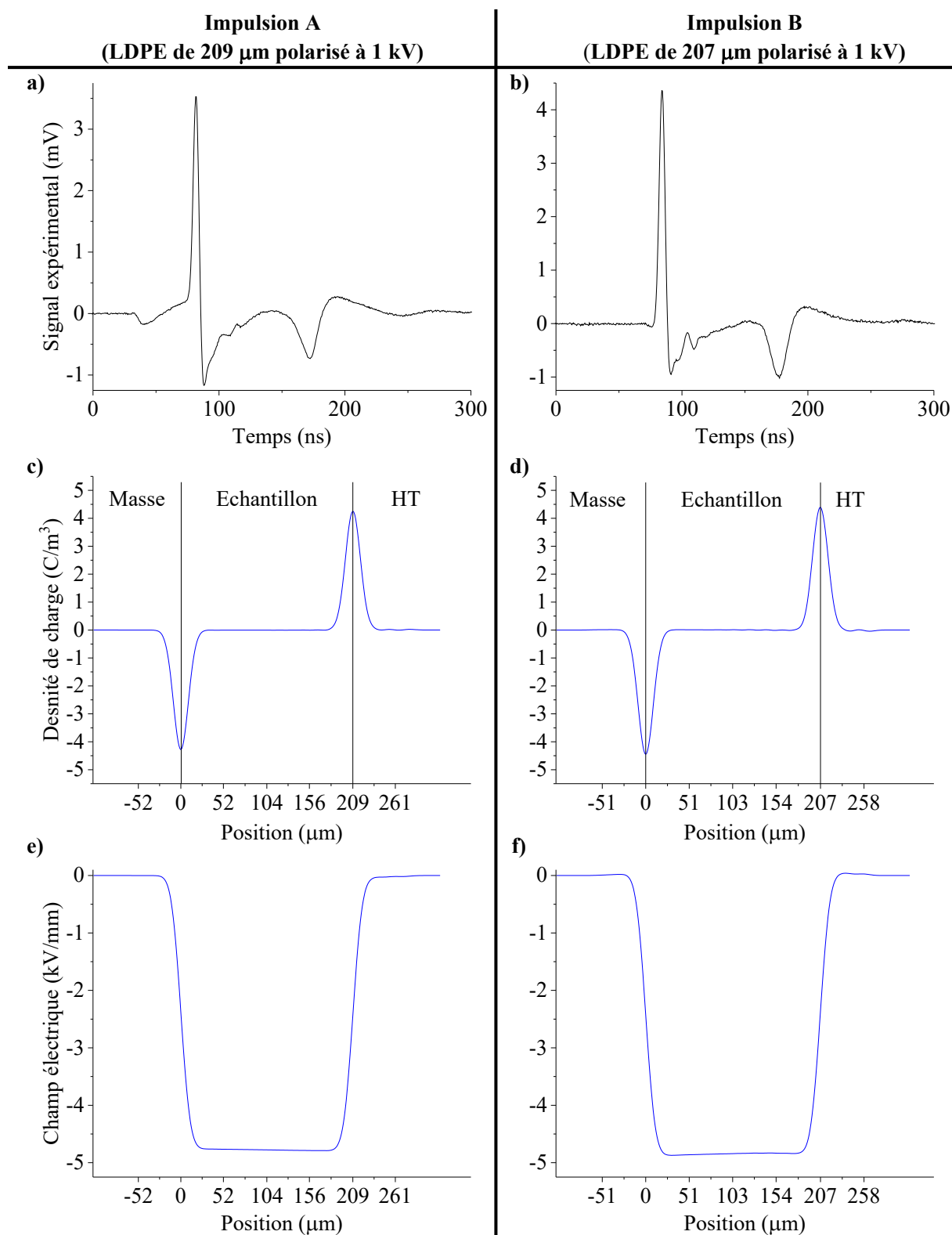


Figure IV.17.a-b) Signaux à déconvoluer ; c-d) Densités de charge ; e-f) Champs électriques
Cas d'échantillons LDPE étudiés avec la même cellule A mais en appliquant l'impulsion A ou l'impulsion B

Comme pour l'étude d'échantillons de PTFE (cf. Figure IV.10), les densités de charge respectent l'équilibre électrostatique et les amplitudes des champs électriques sont cohérentes

avec celles des polarisations théoriques (environ $4,8kV/mm$ pour les deux échantillons). Par conséquent, il est possible d'étudier du LDPE à partir du nouveau traitement du signal, quelle que soit l'impulsion électrique appliquée.

IV.4 Etude d'un échantillon de polyéthylène avec la cellule B et en appliquant l'impulsion A

L'objectif de cette partie est d'étudier un échantillon de polyéthylène en appliquant l'impulsion A et en employant la cellule B pour laquelle les paramètres sont méconnus et donc supposés par défaut comme ceux de la cellule A (cf. Tableau IV-1), à l'exception du capteur piézoélectrique qui est supposé environ deux fois plus épais avec $20\mu m$. L'application du nouveau traitement permet d'optimiser ces paramètres pour que le modèle soit plus proche de l'expérience. Ces paramètres optimisés sont ensuite conservés pour redéfinir la cellule B et déconvoluer le signal pour obtenir une densité de charge.

IV.4.1 Définition du coefficient d'atténuation et de la vitesse de phase de l'échantillon

Comme pour les cas d'étude précédents (cf. IV.2.1 et IV.3.1), la première étape du nouveau traitement consiste à mesurer le coefficient d'atténuation $\alpha_{ac,mes}$ (équation (4.1)) et la vitesse de phase $c_{ac,mes}$ (équation (4.2)) à partir d'un signal expérimental de calibration (cf. Figure IV.18.a). Ces grandeurs sont ensuite modélisées par $\alpha_{ac,mod}$ (équation (4.3)) et par $c_{ac,mod}$ (équation (4.4)).

La mesure et la modélisation du coefficient d'atténuation sont illustrées sur la Figure IV.18.b, et celles de la vitesse de phase sont illustrées sur la Figure IV.18.c.

Cellule B
(Polyéthylène de 245 μm polarisé à -10 kV)

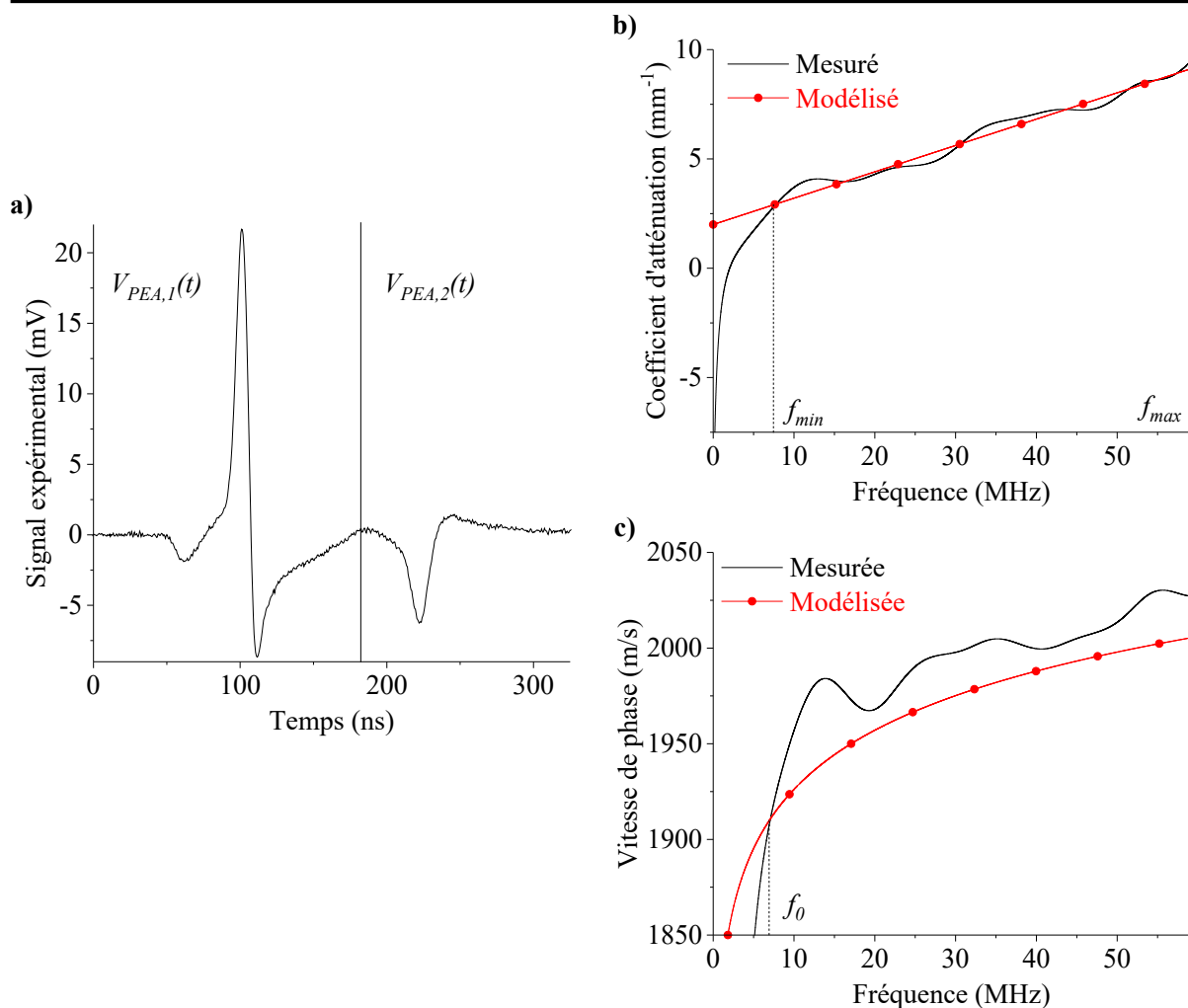


Figure IV.18.a) Signal de mesure PEA ; b) Coefficients d'atténuation mesuré et modélisé ; c) Vitesses de phase mesurée et modélisée

Cas d'un échantillon polyéthylène étudié avec la cellule B et appliquant l'impulsion A

La pente a_1 et l'impédance Z_{HT} sont estimées à partir de la modélisation du coefficient d'atténuation $\alpha_{ac,mod}$ (équation (4.3)) sur l'intervalle de fréquence $[f_{min}, f_{max}]$, tandis que la fréquence initiale f_0 et la vitesse à cette fréquence $c_{ac}(f_0)$ sont estimées à partir de la modélisation de la vitesse de phase $c_{ac,mod}$ (équation (4.4)) sur l'intervalle $]0, f_{max}[$. Les paramètres acoustiques a_1 , Z_{HT} , f_0 et $c_{ac}(f_0)$ sont répertoriés dans le Tableau IV-8.

$Z_{HT} (Mrayl)$	2,86
$a_1 (mm.MHz)^{-1}$	$1,21.10^{-1}$
$f_0 (MHz)$	7,1
$c_{ac} (f_0)(m/s)$	1911

Tableau IV-8. Paramètres acoustiques estimés du polyéthylène étudié avec la cellule B et en appliquant l'impulsions A

L'impédance acoustique Z_{HT} est bien supérieure à celle obtenue lorsqu'un échantillon était étudié avec la cellule A (environ de $1,87 Mrayl$) ce qui signifie que les électrodes HT (matériaux semi-conducteurs) sont différentes entre les deux cellules.

IV.4.2 Simulation d'une tension de sortie PEA à partir du modèle non-optimisé

Les paramètres acoustiques estimés du modèle du polyéthylène (tableau ci-dessus), ainsi que les paramètres initiaux de la cellule B (cf. IV.1.3.2), permettent de régler le modèle PSpice de la PEA afin d'obtenir un signal simulé qui est comparé au signal expérimental.

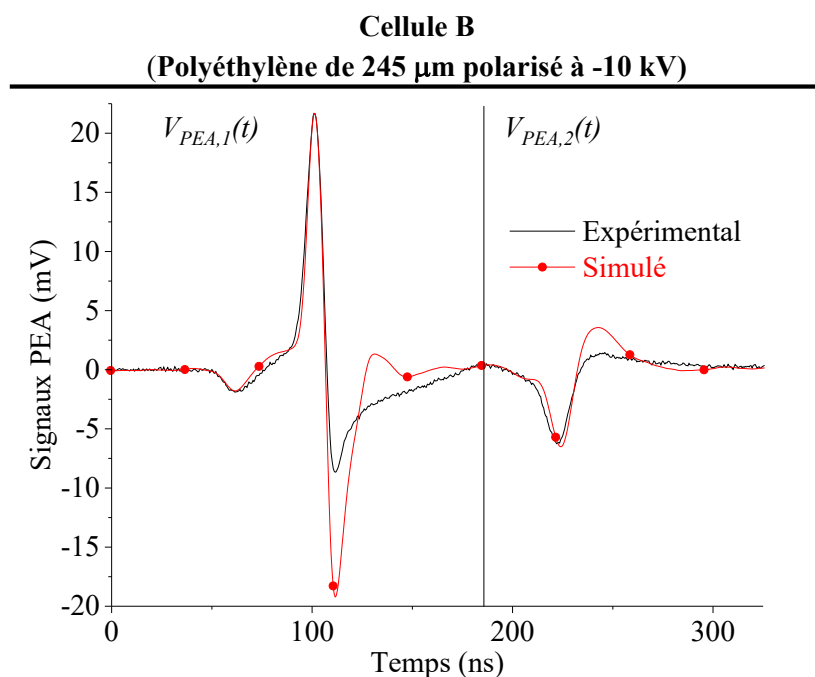


Figure IV.19. Signaux PEA expérimental et simulé, obtenus à partir de l'étude d'un échantillon polyéthylène avec la cellule A et en appliquant l'impulsions A

Sur la portion $V_{PEA,1}$ la simulation diffère bien plus du signal expérimental que lors des études précédentes (cf. Figure IV.6 et Figure IV.13), ce qui signifie que définir la cellule B à partir des paramètres de la cellule A (cf. Tableau IV-1), même optimisés (cf. Tableau IV-6),

n'est pas convenable. Pour la portion $V_{PEA,2}$, le signal simulé est fidèle au signal expérimental mais il faut quand même optimiser les paramètres acoustiques du polyéthylène pour avoir une meilleure correspondance.

IV.4.3 Optimisation des paramètres de la cellule, et de l'échantillon, du modèle PSpice

IV.4.3.1.1 Optimisation des paramètres de la cellule

Les paramètres de la cellule B sont optimisés pour que la portion $V_{PEA,1}$ du signal simulé soit plus proche de celle du signal expérimental (cf. Figure IV.19). Les valeurs optimisées de la cellule B sont répertoriées dans le Tableau IV-9.

Epaisseur du détecteur l_d (μm)	18,2
Densité du détecteur ρ_d (kg/m^3)	2194
Vitesse du son du détecteur $c_{ac,d}$ (m/s)	2219
Constante diélectrique du détecteur $\epsilon_{r,d}$	19,5
Angle de perte diélectrique du détecteur δ_d	0,07
Impédance acoustique de l'absorbeur Z_{abs} ($Mrayl$)	4,05

Tableau IV-9. Paramètres optimisés de la cellule B obtenus lors de l'étude d'un échantillon polyéthylène soumis à l'impulsion A

Par rapport aux paramètres optimisés de la cellule A (cf. Tableau IV-6), le capteur de la cellule B est bien environ deux fois plus épais ($18,2 \mu m$ contre environ $8,7 \mu m$). De plus, le capteur optimisé de la cellule B est plus dense, a une constante diélectrique plus importante et un angle de perte diélectrique plus faible. Ses valeurs correspondent à celles d'un copolymère P(VDF-TrFE) [144], [145] qui pourrait donc être présent dans la cellule B. De plus, l'impédance acoustique de l'absorbeur de la cellule A vaut $3,81 Mrayl$ tandis qu'elle vaut $4,05 Mrayl$ pour la cellule B, ce qui fait un écart relatif de 6%. Ce faible écart pourrait signifier qu'il s'agit du même matériau dans chaque cellule. De plus, la valeur de cette impédance acoustique correspond plus, à posteriori, à celle d'un PVDF qu'à celle d'un PMMA (matériau de l'absorbeur défini à priori).

IV.4.3.1.2 Optimisation des paramètres du modèle de l'échantillon

Les paramètres acoustiques a_1 , Z_{HT} , f_0 et $c_{ac}(f_0)$, du modèle de l'échantillon sont optimisés pour que la portion $V_{PEA,2}$ du signal simulé (cf. Figure IV.19) soit plus proche de celle du signal expérimental. Leurs valeurs initiales sont celles qui ont été modélisées dans le Tableau IV-8 et leurs valeurs optimisées sont répertoriées dans le Tableau IV-10.

$Z_{HT} (Mrayl)$	5,27
$a_1 (mm.MHz)^{-1}$	$0,71.10^{-1}$
$f_0 (MHz)$	6,2
$c_{ac}(f_0)(m/s)$	1969

Tableau IV-10. Paramètres acoustiques optimisés d'un échantillon polyéthylène étudié avec la cellule B et en appliquant l'impulsion A

La pente optimisée a_1 du coefficient d'atténuation et l'impédance acoustique optimisée Z_{HT} de l'électrode HT différent des valeurs modélisées au Tableau IV-8. Pour pouvoir mieux observer les conséquences de l'optimisation des paramètres acoustiques a_1 , Z_{HT} , f_0 et $c_{ac}(f_0)$, la modélisation du coefficient d'atténuation est tracée sur la Figure IV.20.a et celle de la vitesse de phase est tracée sur la Figure IV.20.b.

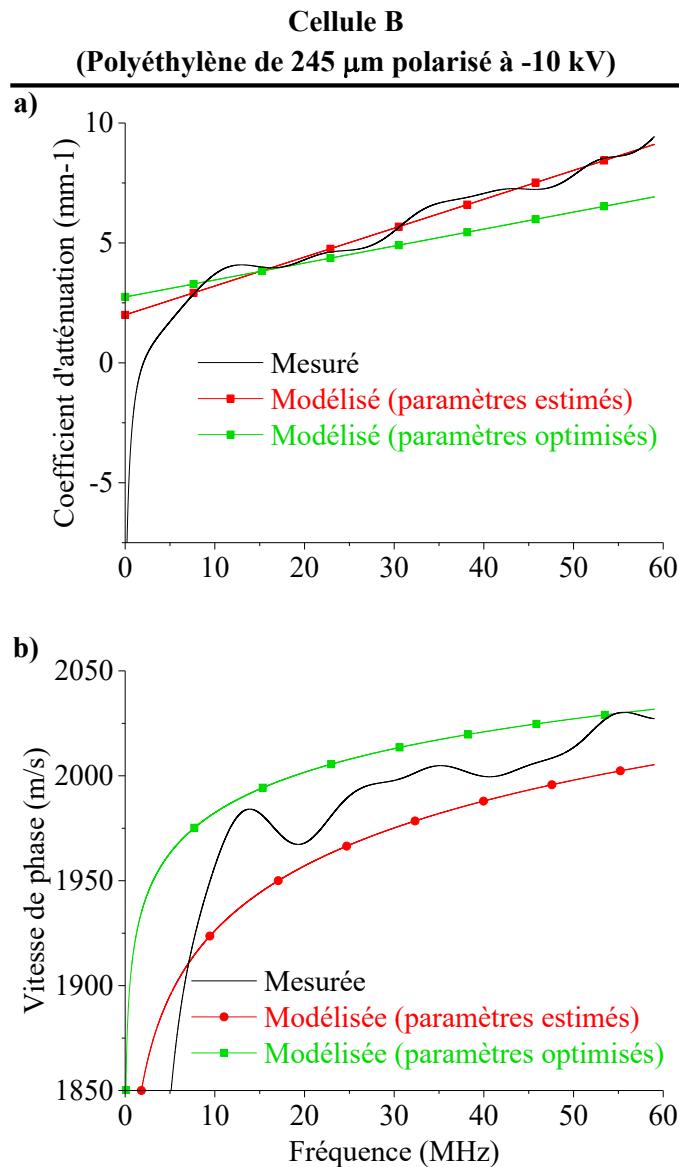


Figure IV.20.a) Coefficients d'atténuation mesuré, modélisés avant et après optimisation des paramètres de l'échantillon ; b) Vitesses de phase mesurée, modélisées avant et après optimisation des paramètres de l'échantillon

Cas d'un échantillon de polyéthylène étudié avec la cellule B et en appliquant l'impulsion A

La vitesse de phase optimisée est plus proche de celle qui est mesurée mais le coefficient d'atténuation optimisé est plus éloigné de la mesure. Pour autant, le signal simulé en utilisant ces grandeurs optimisées est plus proche du signal expérimental comme le montre la Figure IV.21.

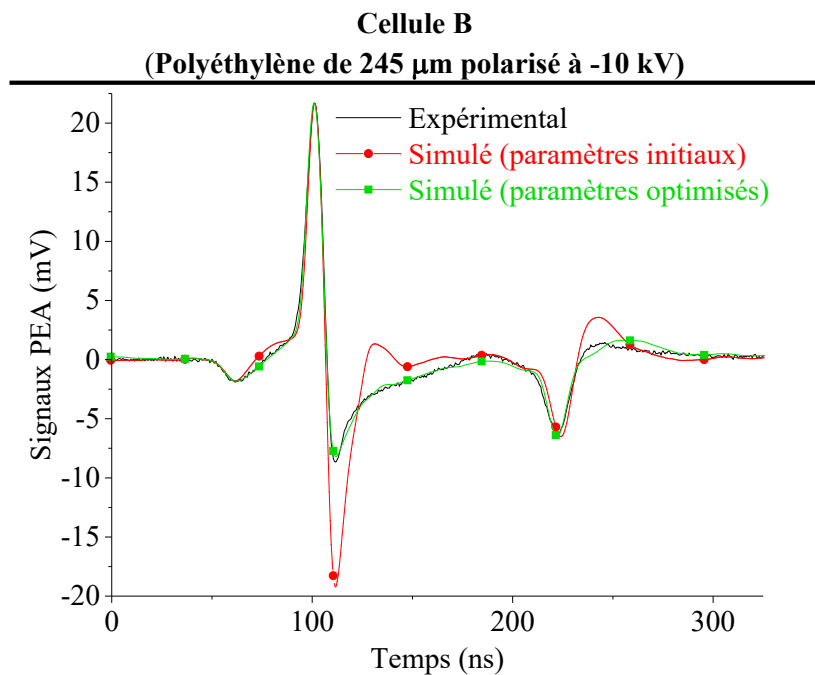


Figure IV.21. Signaux PEA mesuré, modélisés avant et après optimisation du modèle de la PEA, obtenus lors de l'étude d'un échantillon polyéthylène avec la cellule B et en appliquant l'impulsion A

IV.4.4 Correction de l'impulsion électrique

L'impulsion électrique en entrée du modèle PSpice est corrigée au travers de la force acoustique qu'elle engendre (cf. Figure IV.22.a) pour que le signal simulé par le modèle soit parfaitement identique au signal expérimental (cf. Figure IV.22.b).

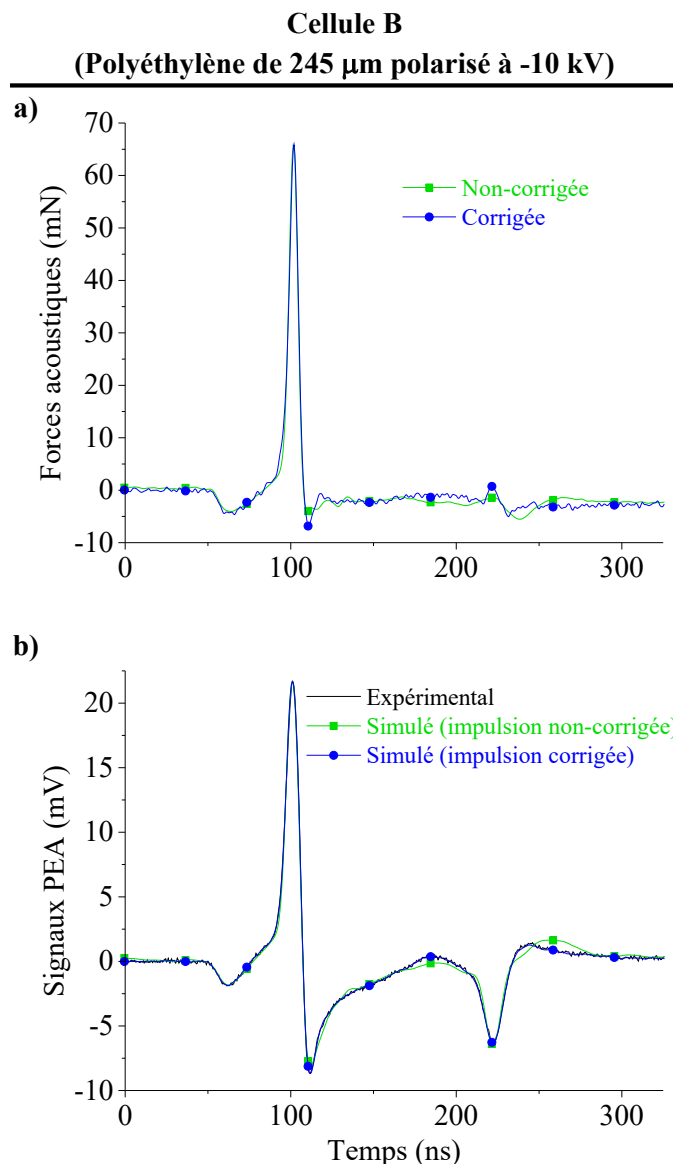


Figure IV.22.a) Forces acoustiques avant et après leur correction ; c-d) Signaux PEA obtenus à partir des forces acoustiques ; avant et après leur correction

Cas d'un échantillon de polyéthylène étudié avec la cellule B et en appliquant l'impulsion A

Comme pour les cas d'études précédents (cf. Figure IV.9 et Figure IV.16), une légère correction de l'impulsion électrique permet d'avoir, avec le modèle de la PEA, un signal simulé parfaitement identique au signal expérimental.

IV.4.5 Déconvolution

La fonction de transfert, construite à partir du modèle de la PEA, permet de déconvoluer le signal expérimental (cf. Figure IV.23.a) qui a été mesuré en polarisant à $-9,9\text{ kV}$ un échantillon de polyéthylène de $245\ \mu\text{m}$. La Figure IV.23.b montre la densité de charge déconvoluée et la Figure IV.23.c expose le champ électrique et la tension appliquée correspondants.

Cellule B
(Polyéthylène de 245 μm polarisé à -10 kV)

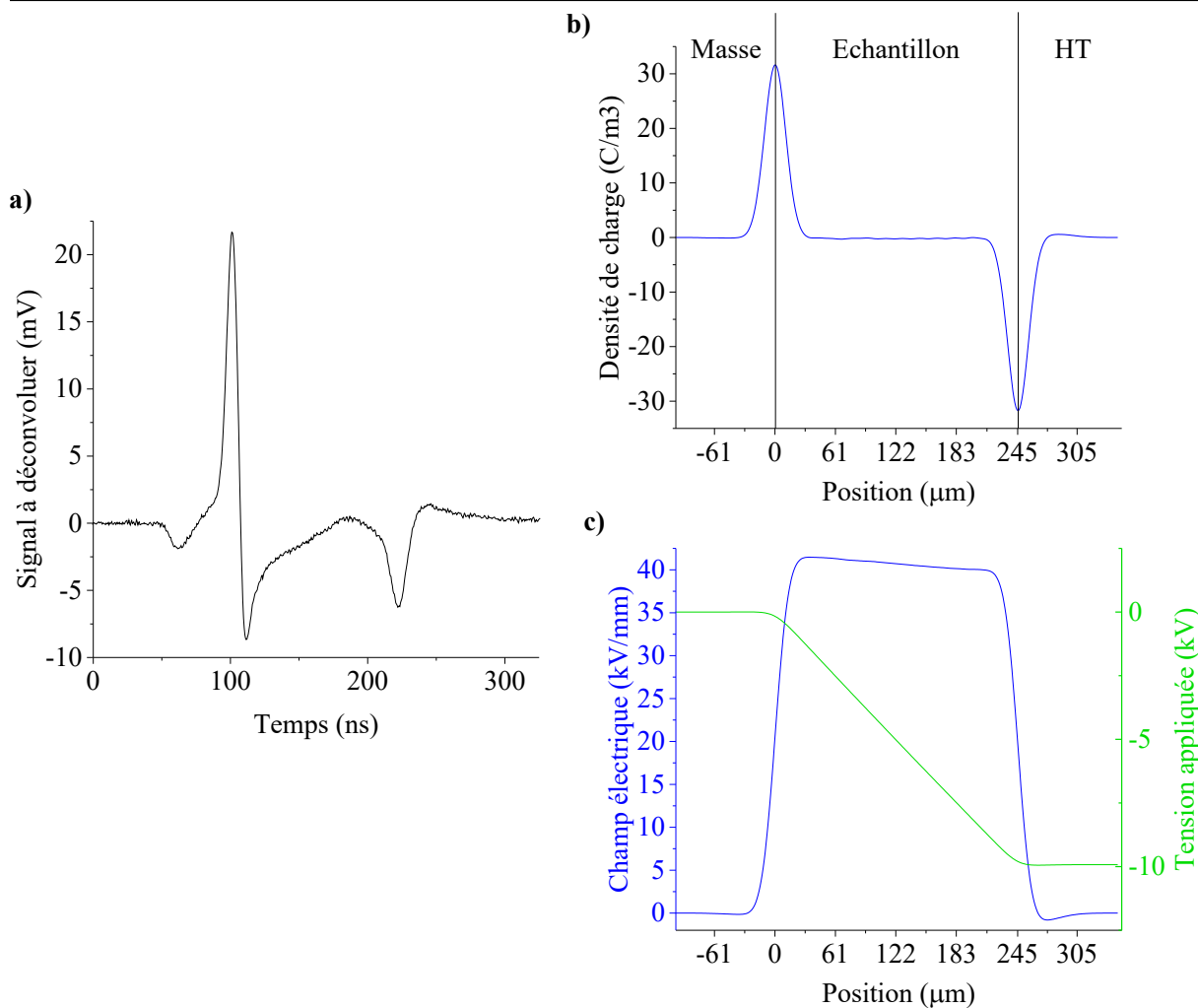


Figure IV.23. a) Signal à déconvoluer ; b) Densité de charge ; c) Champ électrique et tension appliquée

Cas d'un échantillon de polyéthylène étudié avec la cellule B et en appliquant l'impulsion A

La densité de charge respecte l'équilibre électrostatique. L'amplitude du champ électrique correspondant est cohérente avec celle de la polarisation théorique (environ 41 kV/mm). Cependant, le champ électrique a une pente décroissante qui est due à l'intégration d'un offset négatif dans la densité de charge. Pour autant, cette pente n'empêche pas de retrouver la bonne tension appliquée ($-9,9 \text{ kV}$) lorsque le champ est intégré.

A noter que la résolution spatiale de la densité de charge d'un échantillon étudié avec la cellule B est plus grossière que celle d'un échantillon étudié avec la cellule A (cf. Figure IV.10 et Figure IV.17). Cette différence de résolution découle du capteur piézoélectrique qui est deux fois plus épais.

IV.5 Conclusion

Le principal apport de ce chapitre a été l'analyse de l'application du nouveau traitement du signal établi au chapitre précédent sur les signaux obtenus à partir des différentes configurations du banc de mesure PEA. Les analyses qui ressortent de ce chapitre sont :

- le type d'impulsion appliquée impacte peu la mesure, l'estimation et l'optimisation des paramètres acoustiques du modèle du LDPE mais impacte considérablement celles du modèle du PTFE qui atténue et disperse plus les ondes acoustiques. Par conséquent, il est envisageable de comparer des paramètres acoustiques du modèle du LDPE obtenus en appliquant différentes impulsions, dans le but d'obtenir des valeurs références pour de futures études. Les paramètres du modèle du PTFE doivent eux être définis pour un type d'impulsion appliquée. De plus, l'application de différentes impulsions électriques impacte peu la densité de charge déconvoluée dans l'échantillon, que ce soit du PTFE ou du LDPE. En effet, l'équilibre électrostatique est respecté, ce qui n'est pas le cas avec l'utilisation de traitements qui induisent de la charge fictive car ils ne considèrent pas l'atténuation, la dispersion et les réflexions des ondes acoustiques ;

- le type d'échantillon étudié, quelle que soit l'impulsion appliquée, impacte peu l'optimisation de la plupart des paramètres de la cellule A qui convergent vers des valeurs moyennes. Si lors d'études supplémentaires, les paramètres de la cellule A continuent de converger vers ces valeurs moyennes, alors ces dernières permettraient de redéfinir les valeurs par défaut de la cellule A pour gagner du temps lors du processus numérique d'optimisation. Pour l'étape de déconvolution, la densité de charge retrouvée est satisfaisante, quel que soit l'échantillon étudié et quelle que soit l'impulsion appliquée ;

- le nouveau traitement peut être appliqué à un signal issu d'une cellule pour laquelle les éléments sont a priori méconnus. En effet, le traitement permet d'optimiser ces éléments et leurs paramètres, préalablement définis par des valeurs initiales, pour que le signal simulé par le modèle de la PEA soit le plus proche du signal expérimental. Ces paramètres optimisés permettent ensuite de redéfinir les éléments de la cellule et d'en avoir une meilleure connaissance. Dans le cas de la cellule B, les paramètres optimisés ont permis de confirmer que le capteur piézoélectrique est bien deux fois plus épais que celui de la cellule A (environ $18 \mu m$ contre $9 \mu m$). De plus, ce capteur serait a posteriori un capteur en P(VDF-TrFE) et non pas en PVDF (à priori). Pour la déconvolution, la densité de charge retrouvée à partir d'un signal issu de la cellule B est plus grossière que celle retrouvée à partir d'un signal issu de la cellule A. Cette différence de résolution sur les charges déconvoluées découle de l'utilisation de capteurs piézoélectriques différents.

En définitive, ce chapitre a montré que la densité de charge retrouvée à partir du nouveau traitement respecte l'équilibre électrostatique et permet de retrouver le champ électrique et la tension appliquée, quelle que soit la configuration du banc de mesure PEA du laboratoire. De

plus, ce chapitre pose les bases d'une étude statistique qui permettrait d'avoir plus de certitude sur les paramètres des cellules ainsi que sur les paramètres des différents échantillons. Ces certitudes pourraient se traduire en gain de temps en optimisant moins de paramètres, ou bien en optimisant le même nombre de paramètres mais à partir de valeurs initiales plus proches des valeurs optimisées.

Conclusion générale

Cette thèse s'inscrit dans une collaboration, depuis plus d'une quinzaine d'années, entre le CNES et le LAPLACE qui a pour but d'améliorer la technique de mesure PEA pour la caractérisation des matériaux diélectriques présents dans les satellites. Cette collaboration a fait déjà l'objet de deux thèses, une soutenue en 2008, celle de Mohamad Arnaout, et une soutenue en 2014, celle de Lucie Galloy-Gimenez.

Sur la base des conclusions de ces deux thèses, l'objectif de cette troisième thèse entre le CNES et le LAPLACE est de parfaire le modèle PSpice existant pour, d'une part, mieux interpréter les signaux issus de la mesure et, d'autre part, concevoir une fonction de transfert caractéristique de la PEA afin d'améliorer le processus de traitement du signal. Contrairement aux modèles développés jusqu'ici sous PSpice, les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ont permis la prise en considération :

- de l'atténuation et de la dispersion des ondes acoustiques qui traversent l'échantillon ainsi que leur réflexion aux différentes interfaces des milieux acoustiques. L'atténuation est issue d'un modèle empirique, tandis que la dispersion est calculée à partir de l'approximation « NLKK » qui la relie à l'atténuation.
- des pertes diélectriques du capteur piézoélectrique en fonction de la fréquence. Pour se faire, il a fallu calculer l'expression fréquentielle de l'impédance équivalente de la capacité bloquée, de la résistance de pertes diélectriques et de la résistance d'entrée de l'amplificateur.

Finalement, ce modèle PSpice a été optimisé afin d'avoir une tension simulée en parfaite corrélation avec le signal expérimental. Pour cela, certains paramètres dits « sensibles » du modèle ont été optimisés autour de leurs valeurs initiales ainsi que la forme de l'onde impulsionnelle électrique appliquée à l'échantillon.

Sur la base de ce modèle, une nouvelle méthode pour traiter le signal a été présentée. Premièrement, l'originalité de cette nouvelle méthode provient de la manière dont la fonction de transfert PEA, caractéristique du banc de mesure, a été construite à partir du modèle PSpice afin de pouvoir prendre en compte l'atténuation, la dispersion et les réflexions des ondes acoustiques qui traversent l'échantillon. Pour se faire, la fonction de transfert PEA a été définie par les réponses impulsionnelles du modèle à un plan de charges d'entrée positionné à différentes profondeurs de l'échantillon.

Deuxièmement, l'originalité de cette nouvelle méthode a été de considérer une méthode de régularisation de type Tikhonov en modifiant le terme de régularisation qui consiste à minimiser la norme de la charge. Ce terme, n'ayant pas de sens physique pour notre étude (il

agit comme un simple filtre), a été remplacé par un terme qui minimise la valeur moyenne des charges au sein du matériau pour respecter l'équilibre électrostatique. Cette nouvelle façon de considérer la méthode de Tikhonov ne présente pas de solution immédiate, c'est pourquoi un algorithme d'optimisation a été utilisé, il s'agit de la méthode dite à régions de confiance. C'est un algorithme itératif qui permet de trouver une densité de charge solution qui minimise au mieux la moyenne de la charge ainsi que la norme résiduelle. Finalement les résultats obtenus par ce nouveau traitement du signal ont été analysés et comparés à ceux obtenus par le traitement d'Arnaout qui ne prend pas en compte l'atténuation, la dispersion et les réflexions des ondes acoustiques qui traversent l'échantillon.

Les résultats ont montré que la densité de charge retrouvée par le traitement d'Arnaout a une résolution spatiale hétérogène au sein de l'échantillon, allant de $11 \mu m$ au niveau de l'électrode de masse, à $36 \mu m$ au niveau de l'électrode Haute-Tension (HT). De plus, cette densité est de plus en plus inexacte à mesure qu'elle se rapproche de l'électrode HT d'où viennent les ondes acoustiques les plus atténuées, les plus dispersées et qui ont subi le plus de réflexions. La densité de charge retrouvée par le nouveau traitement reste quant à elle homogène avec une résolution spatiale de $27 \mu m$ quelle que soit sa position au sein de l'échantillon. Elle permet donc de calculer un champ électrique qui respecte l'équilibre électrostatique.

Enfin, une mise à l'épreuve expérimentale du nouveau traitement du signal PEA a été réalisée. Pour cela, ce modèle a été appliqué aux signaux de tension PEA issus des différentes configurations du banc de mesure accessibles au laboratoire LAPLACE, dans le but d'analyser l'impact des éléments du banc sur le nouveau traitement des données. Les principales analyses qui en ressortent sont :

- le type d'impulsion électrique appliqué impacte peu la densité de charge déconvoluée dans l'échantillon, que ce soit du polytétrafluoroéthylène (PTFE) ou du polyéthylène à basse densité (LDPE). En effet, l'équilibre électrostatique est respecté, ce qui n'est pas le cas avec l'utilisation du traitement d'Arnaout qui induit de la charge fictive car il ne considère pas l'atténuation, la dispersion et les réflexions des ondes acoustiques ;

- le type d'échantillon étudié, quelle que soit l'impulsion appliquée, impacte peu l'optimisation de la plupart des paramètres de la cellule A, achetée chez la société japonaise *FiveLab*, qui convergent vers des valeurs moyennes qui pourraient à terme remplacer les valeurs initiales pour gagner du temps lors du processus d'optimisation ;

- le nouveau traitement peut être appliqué à un signal issu d'une cellule PEA pour laquelle les éléments sont a priori méconnus. En effet, le traitement permet d'optimiser leurs paramètres, préalablement définis par des valeurs initiales, pour que le signal simulé par le modèle de la PEA soit le plus proche possible du signal expérimental. Ces paramètres optimisés permettent ensuite de redéfinir les éléments de la cellule et d'en avoir une meilleure connaissance. Dans le cas de la cellule B, achetée chez la société italienne *TECHIMP*, les paramètres optimisés ont permis de confirmer que le capteur piézoélectrique est bien deux fois

plus épais que celui de la cellule A (environ $18\ \mu\text{m}$ contre $9\ \mu\text{m}$) et qu'il ne s'agit pas d'un PVDF mais probablement d'un copolymère P(VDF-TrFE).

Cette étude pose les bases d'une étude statistique qui permettrait d'avoir plus de certitude sur les paramètres des cellules ainsi que sur les propriétés physiques des différents échantillons. Ces certitudes pourraient se traduire en gain de temps en optimisant moins de paramètres, ou bien en optimisant le même nombre de paramètres mais à partir de valeurs initiales plus proches des valeurs optimisées.

Concernant les perspectives, le fait d'avoir une fonction de transfert du banc de mesure prenant en considération les réflexions des ondes acoustiques proches de l'interface avec l'électrode HT permettrait de caractériser des échantillon, *in situ*, durant l'irradiation à l'aide de la PEA avec tête « sans contact » qu'utilise le CNES. Une première perspective, à court terme, serait de mesurer l'état des charges proches de la surface irradiée d'un tel échantillon avec le traitement du signal développé durant cette thèse. Une seconde perspective, à moyen terme, serait l'étude d'échantillons multicouche avec ce nouveau traitement. En pratique, il est simple de définir un échantillon multicouche et de construire sa fonction de transfert avec le logiciel PSpice. La difficulté réside dans la théorie de la génération de l'onde acoustique au sein d'un échantillon multicouche auquel on applique une impulsion électrique. Les hypothèses qui permettent d'avoir une proportionnalité entre la charge de l'échantillon et sa pression de sortie sont plus complexes à cause des sauts de permittivité entre les couches. Une troisième perspective serait l'étude d'échantillons fins (typiquement inférieure à la cinquantaine de microns) pour lesquels les traitements conventionnels ne fonctionnent pas car il n'y a pas de retour à zéro entre les deux pics de tension du signal de calibration, représentatif des charges capacitives. Le nouveau traitement du signal pourrait techniquement permettre de paramétrer le modèle PSpice correspondant, de construire une nouvelle fonction de transfert et donc d'étudier ce type d'échantillons fins. Cependant, la résolution spatiale actuelle de la mesure est de l'ordre de $27\ \mu\text{m}$ ce qui est trop imprécis pour la caractérisation d'échantillon d'épaisseur inférieure à $50\ \mu\text{m}$. C'est pourquoi, la dernière perspective qui semble être la plus importante serait : l'amélioration de la résolution spatiale du nouveau traitement du signal.

Bibliographie

- [1] A. C. Whittlesey, « Voyager Electrostatic Discharge Protection Program », in *1978 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, juin 1978, p. 1-7, doi: 10.1109/ISEMC.1978.7566887.
- [2] P. Leung, A. C. Whittlesey, H. B. Garrett, et P. A. Robinson, « Environment-induced electrostatic discharges as the cause of Voyager1 power-on resets », *J. Spacecr. Rockets*, vol. 23, n° 3, p. 323-330, 1986, doi: 10.2514/3.25805.
- [3] P. L. P. Leung, « Galileo internal electrostatic discharge program », in *NASA. Lewis Research Center Spacecraft Environ. Interactions Technol.*, 1983, mars 1985, p. 423-435, Consulté le: mars 26, 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19850014193>.
- [4] CNES, « Le contrôle thermique », 2000. http://spot4.cnes.fr/spot4_fr/thermic.htm (consulté le avr. 24, 2020).
- [5] J.-P. Catani et D. Payan, « Electrostatic behaviour of materials in a charging space environment », août 2004, vol. 2, p. 917-927 Vol.2, doi: 10.1109/ICSD.2004.1350582.
- [6] C. Kitchen, K. Mullaney, M. Price, A. Dollery, K. Fyles, H. Eaves, R. Crabb, « Solar cell coverglasses for satellites in the intermediate Earth orbit », nov. 1997, vol. 416, p. 1011-1014, doi: 10.1109/PVSC.1997.654260.
- [7] J. J. Likar, A. L. Bogorad, B. V. Vayner, et J. T. Galofaro, « Influence of Solar Cell Shape, Interconnect Shape, and Coverglass Coatings on Solar Array Arcing Parameters », in *2007 IEEE Radiation Effects Data Workshop*, juill. 2007, p. 26-29, doi: 10.1109/REDW.2007.4342535.
- [8] Y. Zheng, N. Ganushkina, P. Jiggins, I. Jun, M. Meier, « Space Radiation and Plasma Effects on Satellites and Aviation: Quantities and Metrics for Tracking Performance of Space Weather Environment Models », *Space Weather*, vol. 17, n° 10, p. 1384-1403, 2019, doi: 10.1029/2018SW002042.
- [9] H. B. Garrett, « The charging of spacecraft surfaces », *Rev. Geophys.*, vol. 19, n° 4, p. 577-616, 1981, doi: 10.1029/RG019i004p00577.
- [10] R. D. A. Leach, « Failures and anomalies attributed to spacecraft charging », août 1995. Consulté le: avr. 09, 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19960001539>.
- [11] J.-P. Catani, « Electrostatic Discharges and Spacecraft Anomalies », vol. 476, p. 33, oct. 2001.
- [12] J.-P. Marque, J. Grando, A. Delannoy, et G. Labaune, « Décharges diélectriques et perturbations électromagnétiques sur satellites géostationnaires », *Ann. Télécommunications*, vol. 43, n° 11, p. 615-624, nov. 1988, doi: 10.1007/BF02995261.
- [13] C. K. G. Purvis, « Design guidelines for assessing and controlling spacecraft charging effects », sept. 1984. Consulté le: avr. 09, 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19840025381>.
- [14] J. Marque, « Phenomenology of e-irradiated polymer breakdown », *Vacuum*, vol. 39, n° 5, p. 443-452, janv. 1989, doi: 10.1016/0042-207X(89)90267-4.

- [15] L. Sanche, « Nanoscopic aspects of electronic aging in dielectrics », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 4, n° 5, p. 507-543, oct. 1997, doi: 10.1109/94.625643.
- [16] G. Mazzanti et G. C. Montanari, « Electrical aging and life models: the role of space charge », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, n° 5, p. 876-890, oct. 2005, doi: 10.1109/TDEI.2005.1522183.
- [17] H. Koons, J. Mazur, R. Selesnick, J. Blacke, J. Roeder, P. Anderson, « The Impact of the Space Environment on Space Systems », *Pap. Present. 6th Spacecr. Charg. Technol.*, vol. 1, p. 7-11, oct. 1998.
- [18] J.-C. Matéo-Vélez, B. Theillaumas, M. Sévoz, B. Andersson, T. Nilsson, P. Sarrailh, B. Thiébault, B. Jeanty-Ruard, D. Rodgers, N. Balcon, D. Payan, « Simulation and Analysis of Spacecraft Charging Using SPIS and NASCAP/GEO », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 43, n° 9, p. 2808-2816, sept. 2015, doi: 10.1109/TPS.2015.2447523.
- [19] N. J. Stevens et J. C. Roche, « NASCAP Modelling of Environmental-Charging-Induced Discharges in Satellites », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 26, n° 6, p. 5112-5120, déc. 1979, doi: 10.1109/TNS.1979.4330282.
- [20] P. Stannard, I. Katz, L. Gedeon, J. Roche, A. Rubin, et M. Tautz, « Validation of the NASCAP model using spaceflight data », in *20th Aerospace Sciences Meeting*, American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [21] J. Sorensen, D. J. Rodgers, K.A. Ryden, P.M. Latham, G. L. Levy, G. Panabiere, « ESA's tools for internal charging », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, n° 3, p. 491-497, juin 2000, doi: 10.1109/23.856470.
- [22] E. Mullen, H. Garrett, D. Hardy, et E. Whipple, « P78-2 SCATHA preliminary data atlas », *NASA STIRecon Tech. Rep. N*, vol. 81, p. 18080, juill. 1980.
- [23] P. Stannard, I. Katz, M. Mandell, J. Cassidy, D. Parks, M. Rotenberg, P. Steens, « Analysis of the charging of the SCATHA (P78-2) satellite », janv. 1981.
- [24] P. Molinie et P. Llovera, « Surface potential measurements: Implementation and interpretation », in *2000 Eighth International Conference on Dielectric Materials, Measurements and Applications (IEE Conf. Publ. No. 473)*, sept. 2000, p. 253-258, doi: 10.1049/cp:20000514.
- [25] N. Balcon, D. Payan, M. Belhaj, T. Tondu, et V. Inguibert, « Secondary Electron Emission on Space Materials: Evaluation of the Total Secondary Electron Yield From Surface Potential Measurements », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 40, n° 2, p. 282-290, févr. 2012, doi: 10.1109/TPS.2011.2172636.
- [26] C. Bucci et R. Fieschi, « Ionic Thermoconductivity. Method for the Investigation of Polarization in Insulators », *Phys. Rev. Lett. - PHYS REV LETT*, vol. 12, p. 16-19, janv. 1964, doi: 10.1103/PhysRevLett.12.16.
- [27] R. A. Creswell et M. M. Perlman, « Thermal Currents from Corona Charged Mylar », *J. Appl. Phys.*, vol. 41, n° 6, p. 2365-2375, mai 1970, doi: 10.1063/1.1659231.
- [28] J. van Turnhout, « Thermally Stimulated Discharge of Polymer Electrets », *Polym. J.*, vol. 2, n° 2, Art. n° 2, mars 1971, doi: 10.1295/polymj.2.173.
- [29] J. Vanderschueren et J. Gasiot, « Field-induced thermally stimulated currents », in *Thermally Stimulated Relaxation in Solids*, P. Bräunlich, Éd. Berlin, Heidelberg: Springer, 1979, p. 135-223.
- [30] G. Damamme, C. Le Gressus, et A. S. De Reggi, « Space charge characterization for the 21th century », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 4, n° 5, p. 558-584, oct. 1997, doi: 10.1109/94.625645.

- [31] B. Vallayer, G. Blaise, et D. Treheux, « Space charge measurement in a dielectric material after irradiation with a 30 kV electron beam: Application to single-crystals oxide trapping properties », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 70, n° 7, p. 3102-3112, juin 1999, doi: 10.1063/1.1149887.
- [32] J. Bigarre, C. Attard, R. Hourquebie, et J. Matallana, « SEM-mirror methods and application to insulator characterization », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 8, n° 6, p. 942-952, déc. 2001, doi: 10.1109/94.971450.
- [33] T. Temga, C. Guerret-Piecourt, D. Juve, D. Treheux, et C. Jardin, « Displacement current and trapping mechanisms of electric charges in TiO₂-rutile », in *2003 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, oct. 2003, p. 221-224, doi: 10.1109/CEIDP.2003.1254833.
- [34] R. E. Collins, « Distribution of charge in electrets », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 26, n° 12, p. 675-677, juin 1975, doi: 10.1063/1.88032.
- [35] R. E. Collins, « Analysis of spatial distribution of charges and dipoles in electrets by a transient heating technique », *J. Appl. Phys.*, vol. 47, n° 11, p. 4804-4808, nov. 1976, doi: 10.1063/1.322521.
- [36] M. Lindner, K. Schratlbauer, R. Schwodiauer, G. Neugschwandtner, S. Bauer-Gogonea, et S. Bauer, « New developments of electro-thermal techniques for material characterization », in *10th International Symposium on Electrets (ISE 10). Proceedings (Cat. No.99 CH36256)*, sept. 1999, p. 461-464, doi: 10.1109/ISE.1999.832085.
- [37] B. Ploss, « The resolution of thermal profiling techniques », in *Proceedings. 11th International Symposium on Electrets*, oct. 2002, p. 177-180, doi: 10.1109/ISE.2002.1042974.
- [38] A. Mellinger, R. Singh, et R. Gerhard-Multhaupt, « Fast thermal-pulse measurements of space-charge distributions in electret polymers », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 76, n° 1, p. 013903, déc. 2004, doi: 10.1063/1.1832153.
- [39] S. Holé, A. Sylvestre, O. G. Lavallée, C. Guillermin, P. Rain, et S. Rowe, « Space charge distribution measurement methods and particle loaded insulating materials », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 39, n° 5, p. 950-956, févr. 2006, doi: 10.1088/0022-3727/39/5/009.
- [40] A. Toureille, J.-P. Reboul, et P. Merle, « Détermination des densités de charge d'espace dans les isolants solides par la méthode de l'onde thermique », *J. Phys. III*, vol. 1, n° 1, p. 111-123, janv. 1991, doi: 10.1051/jp3:1991254.
- [41] P. Notinghamer, S. Agnel, et A. Toureille, « Thermal step method for space charge measurements under applied dc field », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 8, n° 6, p. 985-994, déc. 2001, doi: 10.1109/94.971455.
- [42] S. B. Lang et D. K. Das-Gupta, « A technique for determining the polarization distribution in thin polymer electrets using periodic heating », *Ferroelectrics*, vol. 39, n° 1, p. 1249-1252, oct. 1981, doi: 10.1080/00150198108219626.
- [43] C. Alquie, C. L. Tolra, J. Lewiner, et S. B. Lang, « Comparison of polarization distribution measurement by the LImm and PWP methods », *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. 27, n° 4, p. 751-757, août 1992, doi: 10.1109/14.155792.
- [44] B. S. Lang, « Laser intensity modulation method (LImm): review of the fundamentals and a new method for data analysis », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 11, n° 1, p. 3-12, févr. 2004, doi: 10.1109/TDEI.2004.1266310.
- [45] D. Marty-Dessus, L. Berquez, M. Mousseigne, C. Biellmann, et J. L. Franceschi, « Space charge and polarization profiles determination in thin polymer insulators by FLImm », in

2000 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (Cat. No.00CH37132), oct. 2000, vol. 1, p. 121-124 vol.1, doi: 10.1109/CEIDP.2000.885242.

- [46] D. Marty-Dessus, L. Berquez, A. Petre, et J. L. Franceschi, « Space charge cartography by FLIMM: a three-dimensional approach », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 35, n° 24, p. 3249-3256, nov. 2002, doi: 10.1088/0022-3727/35/24/316.
- [47] D. Marty-Dessus, L. Berquez, A. Petre, M. Mousseigne, et J. L. Franceschi, « Three-dimensional cartography of space charge by FLIMM », in *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, oct. 2002, p. 602-605, doi: 10.1109/CEIDP.2002.1048868.
- [48] A. Petre, D. Marty-Dessus, L. Berquez, J. L. Franceschi, S. Agnel, « FLIMM and TSM: two thermal methods for space charges investigation », in *Proceedings of the 2004 IEEE International Conference on Solid Dielectrics, 2004. ICSD 2004.*, juill. 2004, vol. 1, p. 213-216 Vol.1, doi: 10.1109/ICSD.2004.1350328.
- [49] A. Petre, C.-D. Pham, D. Marty-Dessus, et L. Berquez, « Three-dimensional space charge cartographies by FLIMM in electron irradiated polymers », *J. Electrostat.*, vol. 67, n° 2, p. 430-434, mai 2009, doi: 10.1016/j.elstat.2008.12.011.
- [50] C. Pham, A. Petre, L. Berquez, R. Flores-Suarez, A. mellinger, W. Wirges, R. Gerhard, « 3D High-resolution Mapping of Polarization Profiles in Thin Poly(vinylidene fluoride-trifluoroethylene) (PVDF-TrFE) Films Using Two Thermal Techniques », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 16, n° 3, p. 676-681, juin 2009, doi: 10.1109/TDEI.2009.5128505.
- [51] R. J. Fleming, M. M. Henriksen, M. Henriksen, et J. T. Holboll, « LIPP and PEA space-charge measurements on LDPE », in *Proceedings of 1995 IEEE 5th International Conference on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics*, juill. 1995, p. 234-238, doi: 10.1109/ICSD.1995.522984.
- [52] G. A. Cartwright, R. N. Hampton, A. E. Davies, S. G. Swingler, D. Patel, et S. M. Moody, « The laser induced pressure pulse technique for space charge measurements-a user's perspective », in *Proceedings of 1995 IEEE 5th International Conference on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics*, juill. 1995, p. 595-599, doi: 10.1109/ICSD.1995.523056.
- [53] D. Malec, « Technical problems encountered with the laser induced pressure pulse method in studies of high voltage cable insulators », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 11, n° 5, p. N76-N80, avr. 2000, doi: 10.1088/0957-0233/11/5/403.
- [54] M. Haardt et W. Eisenmenger, « High resolution technique for measuring charge and polarization distributions in dielectrics by piezoelectrically induced pressure step waves (PPS) », in *Conference on Electrical Insulation Dielectric Phenomena - Annual Report 1982*, oct. 1982, p. 46-51, doi: 10.1109/CEIDP.1982.7726511.
- [55] T. Oda et K. Takashima, « Space charge distribution measuring system using PVDF piezoelectric thin film », in *IAS '96. Conference Record of the 1996 IEEE Industry Applications Conference Thirty-First IAS Annual Meeting*, oct. 1996, vol. 4, p. 1949-1954 vol.4, doi: 10.1109/IAS.1996.563833.
- [56] S. Hole, C. Alquie, et J. Lewiner, « Measurement of space-charge distributions in insulators under very rapidly varying voltage », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 4, n° 6, p. 719-724, déc. 1997, doi: 10.1109/94.654686.
- [57] S. Hole, T. Ditchi, et A. Lewiner, « Non-destructive methods for space charge distribution measurements: what are the differences? », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 10, n° 4, p. 670-677, août 2003, doi: 10.1109/TDEI.2003.1219652.

- [58] L. Cheng, L. Zhong, Y. Zhang, S. Tan, et J. Chen, « A Piezo-PWP method for charge measurement of the cell suspension », in *2009 IEEE 9th International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials*, juill. 2009, p. 907-910, doi: 10.1109/ICPADM.2009.5252243.
- [59] T. Takada, T. Maeno, et H. Kushibe, « An Electric Stress-Pulse Technique for The Measurement of Charges in A Plastic Plate Irradiated by an Electron Beam », *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. EI-22, n° 4, p. 497-501, août 1987, doi: 10.1109/TEI.1987.298914.
- [60] T. Maeno, T. Futami, H. Kushibe, T. Takada, et C. M. Cooke, « Measurement of spatial charge distribution in thick dielectrics using the pulsed electroacoustic method », *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. 23, n° 3, p. 433-439, juin 1988, doi: 10.1109/14.2384.
- [61] J. B. Bernstein, « Analysis of the electrically stimulated acoustic-wave method for observing space charge in semi-insulating films », *Phys. Rev. B Condens. Matter*, vol. 44, n° 19, p. 10804-10814, nov. 1991, doi: 10.1103/physrevb.44.10804.
- [62] Y. Li et T. Takada, « Progress in space charge measurement of solid insulating materials in Japan », *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 10, n° 5, p. 16-28, sept. 1994, doi: 10.1109/57.318802.
- [63] S. Holé, T. Ditchi, et J. Lewiner, « Influence of divergent electric fields on space-charge distribution measurements by elastic methods », *Phys. Rev. B*, vol. 61, n° 20, p. 13528-13539, mai 2000, doi: 10.1103/PhysRevB.61.13528.
- [64] J. Lewiner, S. Hole, et T. Ditchi, « Pressure wave propagation methods: a rich history and a bright future », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, n° 1, p. 114-126, févr. 2005, doi: 10.1109/TDEI.2005.1394022.
- [65] M. Arnaout, F. Baudoin, L. Berquez, et D. Payan, « Study of signal treatment for a pulsed electro-acoustic measurement cell: a way of improving the transfer matrix condition number », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 40, p. 405403, sept. 2011, doi: 10.1088/0022-3727/44/40/405403.
- [66] M. A. A. R. Arnaout, « Caractérisation d'une cellule de mesure électro-acoustique-pulsée pour la qualification électrostatique des diélectriques spatiaux : modélisation électro-acoustique et traitement du signal », phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2011.
- [67] L. Galloy, L. Berquez, F. Baudoin, et D. Payan, « PSpice modeling of the pulsed electro-acoustic signal », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 21, n° 3, p. 1143-1153, juin 2014, doi: 10.1109/TDEI.2014.6832259.
- [68] L. Galloy-Gimenez, « Réalisation d'une cellule électroacoustique pulsée à haute résolution spatiale en vue de l'étude spatio-temporelle de la répartition de la charge d'espace dans les diélectriques spatiaux soumis à un environnement chargeant », thesis, Toulouse 3, 2014.
- [69] K. Kato, T. Nara, H. Okubo, F. Endo, A. Yamazaki, H. Koide, Y. Hatta, T. Hikosaka, « Space charge behavior in palm oil fatty acid ester (PFAE) by electro-optic field measurement », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 16, n° 6, p. 1566-1573, déc. 2009, doi: 10.1109/TDEI.2009.5361576.
- [70] H. Saito, T. Urabe, Y. Tanaka, T. Takada, Y. Murooka, et N. Tomita, « Monitoring system for high energy cosmic ray observation in space environment using advanced electro-optic Pockels techniques », in *2000 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (Cat. No.00CH37132)*, oct. 2000, vol. 2, p. 694-697 vol.2, doi: 10.1109/CEIDP.2000.884053.

- [71] A. Ustundag, T. J. Gung, et M. Zahn, « Kerr electro-optic theory and measurements of electric fields with magnitude and direction varying along the light path », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 5, n° 3, p. 421-442, juin 1998, doi: 10.1109/94.689432.
- [72] A. Ustundag et M. Zahn, « Finite element based Kerr electro-optic reconstruction of space charge », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 8, n° 4, p. 612-628, août 2001, doi: 10.1109/94.946714.
- [73] T. Takada, « Acoustic and optical methods for measuring electric charge distributions in dielectrics », in *1999 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (Cat. No.99CH36319)*, oct. 1999, p. 1-14 vol.1, doi: 10.1109/CEIDP.1999.804581.
- [74] T. Maeno, « Three-dimensional PEA charge measurement system », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 8, n° 5, p. 845-848, oct. 2001, doi: 10.1109/94.959715.
- [75] S. Holé et J. Lewiner, « High-resolution multidimensional space charge measurement using elastic wave methods », *Phys. Rev. B*, vol. 64, n° 10, p. 104106, août 2001, doi: 10.1103/PhysRevB.64.104106.
- [76] K. Fukunaga, « Innovative PEA space charge measurement systems for industrial applications », *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 20, n° 2, p. 18-26, mars 2004, doi: 10.1109/MEI.2004.1283258.
- [77] M. Fukuma, T. Maeno, et K. Fukunaga, « High repetition rate two-dimensional space charge measurement system », in *Proceedings of 2005 International Symposium on Electrical Insulating Materials, 2005. (ISEIM 2005)*, juin 2005, vol. 3, p. 584-587 Vol. 3, doi: 10.1109/ISEIM.2005.193436.
- [78] M. Fukuma, N. Masuda, et K. Fukunaga, « Development of sensor scanning type space charge measurement system », in *2010 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, West Lafayette, IN, oct. 2010, p. 1-4, doi: 10.1109/CEIDP.2010.5724050.
- [79] K. Fukunaga, T. Maeno, et K. Okamoto, « Three-dimensional space charge observation of ion migration in a metal-base printed circuit board », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 10, n° 3, p. 458-462, juin 2003, doi: 10.1109/TDEI.2003.1207472.
- [80] H. Tanaka, K. Fukunaga, T. Maeno, et Y. Ohki, « Three-dimensional Space Charge Distribution in Glass Fiber/Epoxy Composites », in *2006 IEEE 8th International Conference on Properties applications of Dielectric Materials*, juin 2006, p. 69-72, doi: 10.1109/ICPADM.2006.284119.
- [81] M. Fukuma, K. Fukunaga, et C. Laurent, « Two-dimensional structure of charge packets in polyethylene under high dc fields », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, n° 25, p. 253110, juin 2006, doi: 10.1063/1.2214172.
- [82] V. Griseri, L. Levy, D. Payan, T. Maeno, K. Fukunaga, et C. Laurent, « Space charge behaviour in electron irradiated polymers », in *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, oct. 2002, p. 922-925, doi: 10.1109/CEIDP.2002.1048946.
- [83] V. Griseri, K. Fukunaga, T. Maeno, C. Laurent, L. Levy, et D. Payan, « Pulsed electro-acoustic technique applied to in-situ measurement of charge distribution in electron-irradiated polymers », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 11, n° 5, p. 891-898, oct. 2004, doi: 10.1109/TDEI.2004.1349795.
- [84] C. Perrin, V. Griseri, et C. Laurent, « Measurement of internal charge distribution in dielectrics using the pulsed electro-acoustic method in non contact mode », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 15, n° 4, p. 958-964, août 2008, doi: 10.1109/TDEI.2008.4591216.

- [85] D. Payan, « Device for determining a charge distribution in a dielectric element », EP2158494B1, avr. 13, 2016.
- [86] R. Bodega, « Space charge accumulation in polymeric high voltage DC cable systems », 2006, Consulté le: avr. 13, 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://repository.tudelft.nl/islandora/object/uuid%3A769ccdf5-5f90-4f66-a1ba-fa3a09c38ccf>.
- [87] D. Fabiani, G. C Montanari, C. Laurent, G. teyssedre, P. H. F. Morshuis, R. Bodega, L. A. Dissado, A. Campus, U. H. Nilsson, « Polymeric HVDC Cable Design and Space Charge Accumulation. Part 1: Insulation/Semicon Interface », *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 23, n° 6, p. 11-19, nov. 2007, doi: 10.1109/MEI.2007.4389975.
- [88] B. Vissouvanadin, C. Laurent, S. Le Roy, G. Teysedre, I Denizet, M. Mammeri, B. Poisson, « A deconvolution technique for space charge recovery in lossy and dispersive dielectrics using PEA method », in *2010 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, oct. 2010, p. 1-4, doi: 10.1109/CEIDP.2010.5724051.
- [89] B. Vissouvanadin Soubarety, « Matériaux de câble à isolation synthétique pour des applications au transport d'énergie HVDC », thesis, Toulouse 3, 2011.
- [90] B. Vissouvanadin, T. T. N. Vu, L. Berquez, S. L. Roy, G. Teysedre, et C. Laurent, « Deconvolution techniques for space charge recovery using pulsed electroacoustic method in coaxial geometry », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 21, n° 2, p. 821-828, avr. 2014, doi: 10.1109/TDEI.2013.004163.
- [91] K. Matsui, Y. Tanaka, T. Fukao, T. Takada, et T. Maeno, « Short-duration space charge observation in LDPE at the electric breakdown », in *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, oct. 2002, p. 598-601, doi: 10.1109/CEIDP.2002.1048867.
- [92] M. Nagao, Y. Murakami, N. Hozumi, et M. Fukuma, « Space charge measurement in EVA film at cryogenic through room temperature region », in *2001 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (Cat. No.01CH37225)*, oct. 2001, p. 496-499, doi: 10.1109/CEIDP.2001.963589.
- [93] S. Ishizaki, K. Miyatake, Y. Tanaka, et T. Takada, « Space charge accumulation process in PET film at high temperature under high electric stress », in *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, oct. 2002, p. 660-663, doi: 10.1109/CEIDP.2002.1048883.
- [94] T. Maeno, « Portable space charge measurement system using the pulsed electrostatic method », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 10, n° 2, p. 331-335, avr. 2003, doi: 10.1109/TDEI.2003.1194119.
- [95] A. Sharma, « Surface engineering for thermal control of spacecraft », *Surf. Eng.*, vol. 21, p. 249-253, juin 2005, doi: 10.1179/174329405X50118.
- [96] V. Griseri, X. T. Nguyen, et L. Berquez, « Analysis of the Pulsed Electro-acoustic signal treatment recorded on electron beam irradiated dielectrics », *J. Electrostat.*, vol. 71, n° 3, p. 422-428, juin 2013, doi: 10.1016/j.elstat.2012.11.039.
- [97] G. Wilson, J. R. Dennison, A. E. Jensen, et J. Dekany, « Electron Energy Dependent Charging Effects of Multilayered Dielectric Material », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, p. 3566-3544, janv. 2013, doi: 10.1109/TPS.2013.2288356.
- [98] Ying Li, M. Yasuda, et T. Takada, « Pulsed electroacoustic method for measurement of charge accumulation in solid dielectrics », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 1, n° 2, p. 188-195, avr. 1994, doi: 10.1109/94.300251.

- [99] M. Arnaut, L. Berquez, F. Baudoin, et D. Payan, « Contribution to improving the spatial resolution of a pulsed electro acoustic cell measurement: An analysis of acoustics waves propagation », in *2010 10th IEEE International Conference on Solid Dielectrics*, juill. 2010, p. 1-4, doi: 10.1109/ICSD.2010.5567914.
- [100] Y. Hou, B. Huang, G. Chen, K. Ye, et X. Zhao, « The improvement of the Pulsed-Electroacoustic (PEA) system measurement from the acoustic wave transportation perspective », in *2018 12th International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials (ICPADM)*, mai 2018, p. 1024-1027, doi: 10.1109/ICPADM.2018.8401237.
- [101] J. S. Chahal et C. C. Reddy, « Modeling and Simulation of Pulsed Electroacoustic Measurement Method », *IEEE Syst. J.*, vol. 8, n° 4, p. 1283-1292, déc. 2014, doi: 10.1109/JSYST.2013.2292452.
- [102] J. S. Chahal, C. C. Reddy, A. P. S. Tiwana, et A. Gupta, « Modelling the effect of amplifier response in pulsed electroacoustic system », in *Proceedings of 2014 International Symposium on Electrical Insulating Materials*, juin 2014, p. 362-365, doi: 10.1109/ISEIM.2014.6870794.
- [103] A. Imburgia *et al.*, « The Acoustic Wave Behavior Within the PEA Cell for Space Charge Measurement », in *2018 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP)*, oct. 2018, p. 275-278, doi: 10.1109/CEIDP.2018.8544766.
- [104] J. B. Bernstein, « Improvements to the Electrically Stimulated Acoustic Wave method for analyzing bulk space charge », *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. 27, n° 1, p. 152-161, févr. 1992, doi: 10.1109/14.123451.
- [105] Y. Li, K. Murata, Y. Tanaka, T. Takada, et M. Aihara, « Space charge distribution measurement in lossy dielectric materials by pulsed electroacoustic method », in *Proceedings of 1994 4th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials (ICPADM)*, juill. 1994, vol. 2, p. 725-728 vol.2, doi: 10.1109/ICPADM.1994.414113.
- [106] S. Holé, V. Griseri, L. A. Dissado, et J. C. Fothergill, « Improvement of PEA signal analysis using simulations for complex geometry samples », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 35, n° 1, p. 19-24, déc. 2001, doi: 10.1088/0022-3727/35/1/305.
- [107] A. A. Mulla, S. J. Dodd, N. M. Chalashkanov, et L. A. Dissado, « A new numerical approach to the calibration and interpretation of PEA measurements », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 27, n° 2, p. 666-674, avr. 2020, doi: 10.1109/TDEI.2019.008474.
- [108] A. Imburgia, « Modelling of Pulsed Electro Acoustic Method for Space Charge Detection on Single and Multilayer Dielectrics », Università Degli Studi Di Palermo, 2018.
- [109] J. van Deventer, T. Lofqvist, et J. Delsing, « PSpice simulation of ultrasonic systems », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 47, p. 1014-24, févr. 2000, doi: 10.1109/58.852085.
- [110] X. Wei, Y. Yang, W. Yao, et L. Zhang, « PSpice Modeling of a Sandwich Piezoelectric Ceramic Ultrasonic Transducer in Longitudinal Vibration », *Sensors*, vol. 17, n° 10, p. 2253, sept. 2017, doi: 10.3390/s17102253.
- [111] H. Ohigashi, « Electromechanical properties of polarized polyvinylidene fluoride films as studied by the piezoelectric resonance method », *J. Appl. Phys.*, vol. 47, n° 3, p. 949-955, mars 1976, doi: 10.1063/1.322685.

- [112] R. S. Dahiya, M. Valle, et L. Lorenzelli, « SPICE model for lossy piezoelectric polymers », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 56, n° 2, p. 387-395, févr. 2009, doi: 10.1109/TUFFC.2009.1048.
- [113] R. J. Lyons, « Determining distributed source waveforms in casual, lossy, dispersive, plane-wave (CLDP) materials », PhD, Massachusetts Institute of Technology, 1998.
- [114] M. De Araujo Andrade *et al.*, « Interpretation of PEA Output Signal in a Multilayer Specimen », in *2018 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP)*, oct. 2018, p. 101-104, doi: 10.1109/CEIDP.2018.8544911.
- [115] W. P. Mason, « An Electromechanical Representation of a Piezoelectric Crystal Used as a Transducer », *Proc. Inst. Radio Eng.*, vol. 23, n° 10, p. 1252-1263, oct. 1935, doi: 10.1109/JRPROC.1935.227273.
- [116] M. Redwood, « Transient Performance of a Piezoelectric Transducer », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 33, n° 4, p. 527-536, avr. 1961, doi: 10.1121/1.1908709.
- [117] R. Krimholtz, D. A. Leedom, et G. L. Matthaei, « New equivalent circuits for elementary piezoelectric transducers », *Electron. Lett.*, vol. 6, n° 13, p. 398-399, juin 1970, doi: 10.1049/el:19700280.
- [118] W. M. Leach, « Controlled-source analogous circuits and SPICE models for piezoelectric transducers », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 41, n° 1, p. 60-66, janv. 1994, doi: 10.1109/58.265821.
- [119] M. J. P. Jeroense, « Charges and Discharges in HVDC Cables - in particular in mass-impregnated HVDC cables », 1997, Consulté le: avr. 09, 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://repository.tudelft.nl/islandora/object/uuid%3Af0cb823a-5593-47c7-b69e-11d3206e7616>.
- [120] R. M. Gray, « Toeplitz and Circulant Matrices: A Review », *Found. Trends® Commun. Inf. Theory*, vol. 2, n° 3, p. 155-239, janv. 2006, doi: 10.1561/01000000006.
- [121] T. Ditchi, C. Alquié, et J. Lewiner, « Broadband determination of ultrasonic attenuation and phase velocity in insulating materials », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 94, n° 6, p. 3061-3066, déc. 1993, doi: 10.1121/1.407266.
- [122] G. Mier-Escurra, A. Rodrigo-Mor, et P. Vaessen, « A Calibration Method for Acoustic Space Charge Measurements Using Multilayer Samples », *Sensors*, vol. 18, n° 8, août 2018, doi: 10.3390/s18082508.
- [123] G. A. Mier-Escurra et A. Rodrigo-Mor, « Influence of Electrode Material in Acoustic Attenuation Factors Calculation in Space Charge Measurements », in *2019 2nd International Conference on Electrical Materials and Power Equipment (ICEMPE)*, avr. 2019, p. 166-169, doi: 10.1109/ICEMPE.2019.8727373.
- [124] B. Hartmann et J. Jarzynski, « Ultrasonic hysteresis absorption in polymers », *J. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 11, p. 4304-4312, nov. 1972, doi: 10.1063/1.1660920.
- [125] B. N. Hung et A. Goldstein, « Acoustic Parameters of Commercial Plastics », *Sonics Ultrason. IEEE Trans. On*, vol. 30, p. 249-254, août 1983, doi: 10.1109/T-SU.1983.31415.
- [126] M. O'Donnell, E. T. Jaynes, et J. G. Miller, « General relationships between ultrasonic attenuation and dispersion », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 63, n° 6, p. 1935-1937, juin 1978, doi: 10.1121/1.381902.
- [127] M. O'Donnell, E. T. Jaynes, et J. G. Miller, « Kramers–Kronig relationship between ultrasonic attenuation and phase velocity », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 69, n° 3, p. 696-701, mars 1981, doi: 10.1121/1.385566.

- [128] M. S. Hughes, S. M. Handley, et J. G. Miller, « Nearly Local Kramers-Kronig Relations Applied to Porous Epoxy », in *IEEE 1987 Ultrasonics Symposium*, oct. 1987, p. 1041-1046, doi: 10.1109/ULTSYM.1987.199116.
- [129] C. C. Lee, M. Lahham, et B. G. Martin, « Experimental verification of the Kramers-Kronig relationship for acoustic waves », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 37, n° 4, p. 286-294, juill. 1990, doi: 10.1109/58.56489.
- [130] F. H. Branin, « Transient analysis of lossless transmission lines », *Proc. IEEE*, vol. 55, n° 11, p. 2012-2013, nov. 1967, doi: 10.1109/PROC.1967.6033.
- [131] J. I. Alonso, J. Borja, et F. Perez, « A universal model for lossy and dispersive transmission lines for time domain CAD of circuits », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 40, n° 5, p. 938-947, mai 1992, doi: 10.1109/22.137401.
- [132] S. Grivet-Talocia, Hao-Ming Huang, A. E. Ruehli, F. Canavero, et I. M. Elfadel, « Transient analysis of lossy transmission lines: an efficient approach based on the method of Characteristics », *IEEE Trans. Adv. Packag.*, vol. 27, n° 1, p. 45-56, févr. 2004, doi: 10.1109/TADV.2004.825467.
- [133] J. Borja, J. I. Alonso, et F. Perez, « Analysis of nonlinear circuits with distributed elements using PSPICE », *Electron. Lett.*, vol. 27, n° 18, p. 1651-1652, août 1991, doi: 10.1049/el:19911032.
- [134] A. Puttmer, P. Hauptmann, R. Lucklum, O. Krause, et B. Henning, « SPICE model for lossy piezoceramic transducers », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 44, n° 1, p. 60-66, janv. 1997, doi: 10.1109/58.585191.
- [135] B. Zhong, « Lossy Transmission Line Modeling and Simulation Using Special Functions », PhD, The University of Arizona, 2006.
- [136] L. Garbuio, « Etude du phénomène de lubrification électroactive à l'aide d'actionneurs piézoélectriques. Application à la réduction des forces de frottement sec dans un moteur à combustion interne. », phd thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2006.
- [137] D. C. Sorensen, « Newton's method with a model trust region modification », 1982, doi: 10.1137/0719026.
- [138] J. Wang, J. Hu, Q. Sun, K. Zhu, B.-W. Li, et J. Qiu, « Dielectric and energy storage performances of PVDF-based composites with colossal permittivity Nd-doped BaTiO₃ nanoparticles as the filler », *AIP Adv.*, vol. 7, n° 12, p. 125104, déc. 2017, doi: 10.1063/1.5003292.
- [139] R. A. Willoughby, « Solutions of Ill-Posed Problems (A. N. Tikhonov and V. Y. Arsenin) », *SIAM Rev.*, vol. 21, n° 2, p. 266-267, avr. 1979, doi: 10.1137/1021044.
- [140] C. E. Shannon, « Communication in the Presence of Noise », *Proc. IRE*, vol. 37, n° 1, p. 10-21, janv. 1949, doi: 10.1109/JRPROC.1949.232969.
- [141] S. M. Riad, « The deconvolution problem: An overview », *Proc. IEEE*, vol. 74, n° 1, p. 82-85, janv. 1986, doi: 10.1109/PROC.1986.13407.
- [142] P. Christian. Hansen et D. Prost. O'Leary, « The Use of the L-Curve in the Regularization of Discrete Ill-Posed Problems », *SIAM J. Sci. Comput.*, vol. 14, n° 6, p. 1487-1503, nov. 1993, doi: 10.1137/0914086.
- [143] C. M. Sparrow, « On Spectroscopic Resolving Power », *Astrophysical Journal*, p. 76-86, 1916.
- [144] R. M. Habibur, U. Yaqoob, S. Muhammad, A. S. M. I. Uddin, et H. C. Kim, « The effect of RGO on dielectric and energy harvesting properties of P(VDF-TrFE) matrix by

optimizing electroactive β phase without traditional polling process », *Mater. Chem. Phys.*, vol. 215, p. 46-55, août 2018, doi: 10.1016/j.matchemphys.2018.05.010.

- [145] A. N. Arshad, M. H. M. Wahid, M. Rusop, W. H. A. Majid, R. H. Y. Subban, et M. D. Rozana, « Dielectric and Structural Properties of Poly(vinylidene fluoride) (PVDF) and Poly(vinylidene fluoride-trifluoroethylene) (PVDF-TrFE) Filled with Magnesium Oxide Nanofillers », *Journal of Nanomaterials*, avr. 21, 2019. <https://www.hindawi.com/journals/jnm/2019/5961563/> (consulté le oct. 13, 2020).

Titre

Modélisation et traitement du signal d'une cellule électroacoustique pulsée pour l'étude de la charge des diélectriques spatiaux

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans le contexte de la fiabilité des satellites soumis à un environnement spatial. En effet, les satellites sont constitués de matériaux diélectriques qui sous certaines conditions peuvent se charger de particules électriques environnantes (électrons et ions). L'accumulation locale de ces particules constitue la charge d'espace qui tend à modifier les propriétés chimiques, mécaniques et électriques des matériaux diélectriques. Ces modifications sont à l'origine de phénomènes physiques qui peuvent endommager des éléments du satellite et rendre obsolètes certaines de ses fonctions comme lors de décharges électrostatiques (DES). Dans le but d'éviter de tels scénarios, le Centre national d'études spatiales (CNES) et le Laboratoire plasma et conversion d'énergie (LAPLACE) cherchent à caractériser les matériaux diélectriques utilisés en environnement spatial à l'aide, notamment, de techniques de mesure capable de sonder la charge en temps et en espace. La méthode PEA, ou Pulsed Electro-Acoustic method, fait partie de ces techniques de mesure. L'objectif de cette thèse est d'optimiser le traitement de données d'un banc de mesure PEA afin d'estimer au mieux la répartition spatio-temporelle de la charge dans un échantillon diélectrique. Pour ce faire, une méthode originale, basée sur un modèle PSpice optimisé du banc de mesure PEA, a été développée permettant de caractériser une fonction de transfert du banc de mesure. A l'aide d'une technique de régularisation de type Tikhonov, les résultats montrent que les charges retrouvées lors d'une étape de calibration sont en parfaite adéquation avec les charges réellement imposées. Ce nouveau traitement développé lors de cette thèse permettra d'étudier des échantillons : *(i)* qui présentent une atténuation et une dispersion des ondes acoustiques importantes ; *(ii)* multicouches ; *(iii)* dont les charges sont localisées proches de la surface irradiée ; *(iv)* trop fin (de quelques dizaines de microns).

Mots clés

Diélectriques ; Charge d'espace ; Décharges électrostatiques (DES) ; Pulsed Electro-Acoustic (PEA) ; Propagation des ondes acoustiques ; Modélisation PSpice ; Optimisation ; Traitement du signal

Title

Modelling and signal processing of a pulsed electroacoustic cell for studying space dielectrics charging

Summary

This thesis is in the context of the reliability of satellites subjected to a space environment. Indeed, satellites are made of various dielectric materials which may be charged by electrical particles (electrons and ions). The local accumulation of these particles is called space charge that tends to modify chemical, mechanical and electrical properties of dielectric materials. These modifications cause some physical phenomena, as electrostatic discharges (ESD), that may damage satellite elements and then render obsolete some of its functions. In order to avoid these kinds of scenarios, the National center for space study (CNES) and the “Laboratoire plasma et conversion d’énergie” (LAPLACE) seek to characterize dielectric materials employed in space environment using techniques to probe the charge in time and space. The PEA, or Pulsed Electro-Acoustic method, is one of these techniques. The objective of this thesis is to optimize the signal processing of a PEA measurement bench in order to better estimate the time-space distribution of the charge inside a dielectric sample. To achieve this, an original method, based on an optimized PSpice model of the PEA measurement bench, has been developed to allow the characterization of a transfer function of the bench. Using a regularization technique, based on the Tikhonov’s one, the results show that the recovery charge obtained from a calibration signal corresponds fully to the applied experimental charge. This new signal processing developed during this thesis will allow to study samples: *(i)* that attenuate and disperse too much the acoustic waves; *(ii)* that are multilayer; *(iii)* for which the charges are localized near the irradiated surface; *(iv)* that are too thin (some tens of microns).

Keywords

Dielectrics; Space charge; Electrostatic discharges (ESD); Pulsed Electro-Acoustic (PEA); Acoustic wave propagation; PSpice modeling; Optimization; Signal processing