



HAL
open science

Développement d'une technique de mesure de charge d'espace dédiée aux câbles aéronautiques destinés aux réseaux de bords HVDC

Amin Benyoucef

► **To cite this version:**

Amin Benyoucef. Développement d'une technique de mesure de charge d'espace dédiée aux câbles aéronautiques destinés aux réseaux de bords HVDC. Energie électrique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2021. Français. NNT : 2021TOU30028 . tel-03285189

HAL Id: tel-03285189

<https://theses.hal.science/tel-03285189>

Submitted on 13 Jul 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
Amin BENYOUCEF**

Le 9 mars 2021

**Développement d'une technique de mesure de charge d'espace
dédiée aux câbles aéronautiques destinés aux réseaux de bords
HVDC**

Ecole doctorale : **GEETS - Génie Electrique Electronique, Télécommunications et
Santé : 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 Gilbert TEYSSEBRE

Jury

M. Petru NOTINGHER, Rapporteur
M. Stéphane DUSCHENE, Rapporteur
Mme Carole HENAU, Examinatrice
M. Emmanuel ODIC, Examineur
M. Laurent BERQUEZ, Directeur de thèse
M. Gilbert TEYSSEBRE, Co-directeur de thèse
M. Eddy AUBERT, Ingénieur de recherche

Table des matières

Remerciements	5
Introduction Générale.....	7
Chapitre 1 : État de l'art	13
I) Introduction.....	14
II) Contexte aéronautique	14
II.A) Les différents types d'énergies avioniques	14
II.B) De l'avion plus électrique vers l'avion tout électrique.....	16
III) Câble aéronautique	23
III.A) Présentation des différents câbles aéronautiques	23
III.B) Différences entre câbles terrestres et câbles aéronautiques	25
IV) Charge d'espace	27
IV.A) Effet de la charge d'espace	27
IV.B) Mécanismes de formation de charge d'espace	30
IV.C) Mécanismes de transport de charges.....	34
IV.D) Charges stabilisées	36
V) Les différentes techniques de mesure de charge d'espace	40
V.A) Méthodes thermiques	41
V.B) Méthodes acoustiques	45
VI) Conclusion	48
Chapitre 2 : Méthode PEA	51
I) Introduction.....	52
II) Méthode PEA plan	52
II.A) Banc PEA plan	52
II.B) Expression de la force électrostatique	54
II.C) Déconvolution sur un échantillon plan	55
III) Méthode PEA sur un échantillon cylindrique.....	61
III.A) Génération de l'onde dans le cas d'un échantillon cylindrique.....	61
III.B) Déconvolution sur un échantillon cylindrique	63
IV) Conclusion.....	72
Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles.....	75
I) Introduction.....	76
II) Présentation des matériaux.....	76
II.A) Polytétrafluoroéthylène.....	76
II.B) Polyimide.....	77
II.C) Formation d'échantillons bicouches	81
III) Mesures préliminaires	82

III.A) Dispositif expérimental	82
III.B) Mesure PEA sur du PTFE	82
III.C) Mesure PEA sur du PI+FEP.....	86
III.D) Mesure PEA sur bicouche PI+FEP/PTFE	88
IV) Conclusion.....	93
Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques	97
I) Introduction.....	98
II) Descriptif du Banc PEA	98
II.A) Générateur de polarisation	99
II.B) Générateur d'impulsions	99
II.C) Oscilloscope	101
III) Cellule PEA	102
III.A) Boîtier d'interconnexion	102
III.B) Détection du signal acoustique	102
III.C) Système de serrage	104
IV) Mesures PEA préliminaires	105
IV.A) Mesure sur câble à isolation PE	105
IV.B) Mesure sur câble aéronautique	106
V) Processus de déconvolution sur câble aéronautique.....	108
V.A) Étape de calibration	108
V.B) Déconvolution	116
VI) Conclusion.....	123
Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques.....	125
I) Introduction.....	126
II) Répétabilité des mesures	126
III) Essais sous polarisation de courte durée.....	127
IV) Essais sous contrainte prolongée	135
V) Discussion	141
VI) Conclusion.....	144
Conclusion Générale.....	147
Annexe	153
I) Système de jauge des câbles aéronautiques.....	154
Bibliographie	157

Remerciements

• Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé au sein de l'équipe « Diélectriques Solides et Fiabilité » du Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE/ UMR 5213) de l'Université Paul Sabatier de Toulouse ainsi qu'à l'Institut de Recherche Technologie (IRT) Saint Exupéry.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Thierry Lebey, directeur du laboratoire LAPLACE à mon arrivée ainsi que Monsieur Olivier Eichwald qui a pris sa succession, de m'avoir permis d'effectuer ce travail de thèse au sein de ce laboratoire.

Je remercie chaleureusement mon directeur de thèse, Laurent Berquez, professeur à l'université Paul Sabatier, ainsi qu'à mon co-directeur de thèse Gilbert Tessyde pour avoir dirigé mes travaux et remercie aussi Eddy Auber pour m'avoir encadré à l'IRT Saint Exupéry. Leurs nombreux conseils ainsi que leurs apports scientifiques m'ont été d'un grand soutien d'autant plus durant la période de pandémie.

Je remercie également vivement Monsieur Petru Notingher, professeur à l'Université de Montpellier et Stéphane Duschene, professeur à l'Université de Béthune, d'avoir accepté de rapporter sur ce travail. Je remercie aussi Emmanuel Odic professeur à centrale supélec Paris et Carole Henaux maître de conférences à l'INP Toulouse d'avoir participé en tant qu'examinateur. Je remercie à nouveau Monsieur Petru Notingher, professeur à l'Université de Montpellier, de nous avoir fait également l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je remercie également l'ensemble des doctorants du Labo pour les nombreux moments passés ensemble et qui sont devenus mes amis en particulier : Aurélien, Majid, Simohammed, Flora, Amanda, Maillys, Julien, Valentin, Thomas et bien d'autres.

Je remercie aussi les collègues de l'IRT notamment Eddy, Loic, Louiza, Frédérique, Aurore, Cédric mais aussi les autres membres de l'équipe.

Je remercie énormément Arnaud, Arthur et Antonin pour les bons moments passés ensemble (notamment à super smash).

Je tiens aussi à remercier chaleureusement mon Père, ma Mère ainsi que le reste de ma famille, notamment ma sœur Sabrina et sa fille Lina et son mari Mafoud ainsi que mes frères Yassin, Illiès, et cousins Walid (le camion), Mehdi (le bateau) et Zakarie pour m'avoir soutenue et accompagnée dans cette aventure.

اتقدم بجزيل الشكر لحبيبة قلبي ورفيقة دربي لمساندتها لي اسأل الله عز و جل ان يوفقنا وييسر امور حياتنا مستقبلا

Introduction Générale

- **Introduction Générale**

Le domaine aéronautique voit l'essor des systèmes électriques embarqués. L'objectifs du développement et de l'intégration de ces systèmes est de plusieurs ordres. Le premier est l'amélioration du confort des passagers et des membres d'équipage : les divertissements, les améliorations des conditions de travail des personnels navigants s'occupant des passagers. On peut penser également à toutes les commodités des commandes de bord électriques. Le deuxième objectif est l'utilisation de ces systèmes en lieu et place de systèmes plus lourds, plus encombrants et donc, par voie détournée, ces systèmes participent à une diminution de la consommation de carburant. Un troisième objectif est de pouvoir initier la transition vers l'avion hybride ou tout électrique : là où tout ou partie des systèmes seraient électriques, notamment la propulsion. Ces technologies embarquées sont généralement constituées d'une alimentation et d'un récepteur électrique avec une certaine distance entre les deux. La liaison électrique entre ces deux appareils est réalisée par les câbles qui transportent la puissance électrique nécessaire pour leur bon fonctionnement.

La problématique de cette étude est la compréhension des phénomènes physiques survenant dans les isolants des câbles aéronautiques lorsqu'ils sont soumis à une contrainte électrique. L'isolant des câbles est constitué de matériaux organiques qui, sous la contrainte électrique, voient les porteurs de charges modifier leur comportement. La contrainte électrique considérée dans ce travail est une tension électrique continue, forme qui est appelée à se développer dans les réseaux de puissance. En effet, l'augmentation de la puissance des systèmes électriques des futurs avions va de pair avec une augmentation des tensions appliquées dans les réseaux de bord. Dans ces conditions, il peut devenir intéressant de basculer une partie des réseaux de bords, essentiellement sous contrainte alternative aujourd'hui, vers des contraintes continues. Pour les systèmes à courant continu, le phénomène des décharges partielles, bien connu en cas de tension alternative, est activement étudié avec beaucoup moins de conséquences qu'en courant alternatif, car la fréquence d'occurrence est fortement réduite. Ce changement de technologie peut donc présenter des avantages. Cependant, d'autres effets, plus spécifiques aux contraintes continues, telle que l'accumulation de charges d'espace, sont à considérer. En effet, cette contrainte induit dans le matériau étudié un champ électrique constant qui participe à la redistribution des porteurs de charges. La constante de temps de migration de charges en question dans des matériaux isolants est lente : de l'ordre de plusieurs minutes à plusieurs heures. Sous contrainte alternative, les charges oscillent autour de leur position d'équilibre, et compte tenu de ces constantes de temps, cela ne permet pas aux charges de pouvoir migrer sur des distances significatives à même de générer des régions d'accumulation de charge nette.

Pour l'isolation des systèmes de câbles d'énergie Haute Tension à Courant Continu (HVDC) terrestres ou sous-marins, avec des tensions de plusieurs centaines de kV, le problème de la charge d'espace est connu et étudié de manière approfondie depuis de nombreuses années. Même si les niveaux de tension dans l'aéronautique sont beaucoup plus faibles, une augmentation de la tension des bus DC au-delà de 3 kV est envisagée alors que l'épaisseur de l'isolation électrique est minimisée pour optimiser la thermique, et globalement la masse du réseau. Cela signifie qu'une augmentation significative du champ électrique dans les isolants est à prévoir, éventuellement à des niveaux où les charges d'espace pourraient s'accumuler et le seuil de champ pour la conduction non linéaire être atteint. Par conséquent, les effets des charges d'espace doivent être étudiés, maîtrisés et pris en compte dans les technologies futures. Pour relever ces défis, notre objectif est de développer un banc d'essai pour mesurer les distributions de charges d'espace sur les câbles aéronautiques et d'estimer l'évolution de la distribution du champ électrique en particulier dans les arrangements multicouches utilisés dans les câbles et d'identifier les régimes de contrainte où ces phénomènes se produisent.

- **Introduction Générale**

Pour cela, dans le premier chapitre nous allons développer le contexte aéronautique ainsi que les enjeux de la montée en tension DC. En effet, l'avion actuellement possède en son sein quatre vecteurs d'énergies, l'énergie mécanique, l'énergie hydraulique, l'énergie pneumatique et l'énergie électrique. L'objectif est de renforcer la contribution du vecteur d'énergie qui est l'énergie électrique. Durant la dernière décennie, des avancées majeures ont permis le remplacement d'équipements hydrauliques et/ou pneumatiques par des équipements électriques. Pour cela, l'architecture électrique embarquée a dû être repensée pour pouvoir augmenter la puissance embarquée. Par la suite, les différents câbles aéronautiques utilisés dans les avions Airbus plus particulièrement sont présentés et comparés avec les principaux câbles terrestres. Les câbles aéronautiques ont la particularité d'être composés d'une structure bicouche avec une âme multibrin à la différence des câbles terrestres qui sont composés d'une structure complexe avec une gaine semi-conductrice. Les différents mécanismes de formation des charges d'espace et de transport de charge seront ensuite abordés ainsi que l'impact sur le champ électrique. Parmi tous ces mécanismes, l'effet Maxwell-Wagner est un cas particulier qui prévoit le développement de charge d'espace à l'interface lorsqu'une différence de permittivité et/ou de conductivité existe entre deux matériaux constituant un système d'isolation, ce qui est notre cas d'étude de par la composition des câbles aéronautiques. Il est également présenté l'impact des gradients de température sur la formation des charges d'espace. Ce premier chapitre se terminera par la présentation des différentes méthodes de mesure de charge d'espace qui se composent deux catégories : la première famille dite sans résolution spatiale qui permet à partir d'une mesure de déterminer la quantité globale de charges présente dans le diélectrique et la seconde famille dite avec résolution spatiale qui est elle-même composée de deux sous-catégories permettant de mesurer la position et la quantité de charge dans le diélectrique.

Dans le second chapitre sera présenté le mode de fonctionnement du banc de mesure de charge d'espace par la méthode PEA (Pulsed Electro Acoustic). Pour cela, la force électrostatique mise en jeu dans la génération de l'onde acoustique par les charges électriques sous l'effet d'une impulsion électrique sera détaillée. En fonction de la géométrie de l'échantillon, on distingue différentes méthodes de déconvolution permettant de remonter à la distribution des charges d'espace à partir d'un signal de calibration. Dans le cas d'un dispositif pour échantillons plans, une méthode utilisant une division spectrale est utilisée. Après avoir décrit le principe de fonctionnement en énumérant les éléments constituant la cellule de mesure, le principe de déconvolution permettant de remonter à l'image des charges d'espace à partir du signal acoustique sera illustré. La seconde méthode s'applique au banc PEA cylindrique qui permet de faire des mesures de charge d'espace sur des câbles. Le principe de fonctionnement est très similaire à la cellule PEA plan à la différence où l'application de l'impulsion ne se fait plus par le biais d'une électrode supérieure semi-conductrice mais, peut se faire de trois façons différentes. La première est d'appliquer l'impulsion directement à l'âme du câble de mesure, la seconde est de passer par la gaine semi-conductrice des câbles qui en sont équipées et la dernière est d'appliquer l'impulsion directement sur la structure métallique de la cellule qui est en contact avec la gaine semi-conductrice du câble de mesure. Étant donné que la géométrie de l'échantillon est cylindrique, l'onde acoustique devient elle aussi cylindrique et cela doit être pris en compte dans la déconvolution, qui dans ce cas doit être réalisée sous forme matricielle, pour pouvoir remonter à l'information des charges d'espace.

- **Introduction Générale**

Dans le troisième chapitre seront présentés les matériaux utilisés dans les câbles aéronautiques. Ils sont composés de Polytétrafluoroéthylène (PTFE) et de Polyimide (PI) plus spécifiquement du Kapton® HN. Le Polyimide se distingue car il est associé à une fine couche d'éthylène propylène fluoré (FEP) permettant de mieux adhérer au PTFE. En effet, nous verrons, lors de mesures réalisées sur un microscope optique ainsi qu'au microscope électronique à balayage à analyse par rayons X, une fine épaisseur de FEP d'une épaisseur d'environ 10 μm . La déconvolution des signaux PEA exige de déterminer des caractéristiques acoustiques des matériaux (célérité, atténuation, dispersion). Aussi, des mesures préliminaires de signaux acoustiques ont été réalisées sur des échantillons plans multicouches de PI/FEP, et de PTFE obtenus par le biais d'une presse à chaud, afin de reproduire la structure rubanée des câbles. Nous verrons que la structure bi-couche des échantillons PI/FEP pose problème dans l'identification des différents paramètres acoustiques. Des structures multicouches associant PI/FEP et PTFE représentant la configuration des câbles aéronautiques ont ensuite été réalisées et étudiées toujours sous forme plane. Nous verrons lors de la présentation des mesures un pic à l'interface qui ne peut pas être expliqué par la présence de charges et nous démontrerons que la formation de l'onde de pression à l'interface est due à la différence de permittivité des matériaux.

Dans le quatrième chapitre sera présenté le banc PEA développé pour les câbles aéronautiques ainsi que les différents équipements composant le banc PEA. La cellule PEA ainsi que les différents éléments constitutifs seront ensuite détaillés. Pour valider le bon fonctionnement du banc, nous avons réalisé des mesures sur un échantillon à isolation polyéthylène (PE) issu d'un câble coaxial RG58. Par la suite, nous avons réalisé des mesures PEA préliminaires sur des câbles aéronautiques pour ajuster les derniers paramètres du banc. Nous avons aussi développé un algorithme de déconvolution destiné aux câbles aéronautiques. Nous y abordons la stratégie mise en place pour sonder la couche extérieure de PTFE. En effet, la technologie enrubannée des câbles aéronautiques ne nous permet pas de maîtriser les épaisseurs des différentes couches. A cela s'ajoute des difficultés avec le complexe PI/FEP enrubanné et le caractère fortement absorbant acoustique du PTFE. La déconvolution du signal dans la couche de PI/FEP reste alors approximative dû à plusieurs verrous qui seront abordés en détail dans ce chapitre.

Dans le dernier chapitre les premiers résultats obtenus sur les câbles aéronautiques seront commentés et discutés. Tout d'abord, la répétabilité du banc PEA et la fiabilité des mesures sont évaluées. Par la suite, nous réalisons des essais avec un protocole où une tension de polarisation est appliquée de 1,5 kV, 3 kV et 6 kV pendant 1 heure suivie d'une phase de relaxation de 1 heure après chaque polarisation. Cela nous permet de voir l'impact des charges d'influence sur le champ électrique. Nous avons également réalisé des essais sous contrainte prolongée sur trois câbles aéronautiques vierges. La tension de polarisation appliquée est de 3 kV, 6 kV et 9 kV pour une durée de 12 heures suivi d'une phase de relaxation de 12 heures après chaque polarisation. Cela nous a permis de visualiser la dynamique des charges d'influence. Ce chapitre se terminera par une discussion des résultats obtenus où nous avons pu mettre en évidence au travers des différents résultats obtenus l'apparition probable de charges aux interfaces par effet Maxwell Wagner.

Chapitre 1 : État de l'art

I) Introduction

Dans ce premier chapitre, nous abordons dans un premier temps les différentes énergies non propulsives de l'avion, ainsi que les différents équipements associés. Par la suite, sera présentée la technologie de l'avion plus électrique, qui a pour objectif de remplacer l'énergie hydraulique et/ou pneumatique par l'énergie électrique. S'il existe déjà des avions commerciaux intégrant des éléments de ce type de technologie tel que A380 ou encore B787, cette technologie ne prend pas en compte l'énergie propulsive de l'avion. C'est pour cela qu'il existe d'autres technologies en réflexion qui permettraient d'aller vers des systèmes hybrides, où une partie de la propulsion serait électrique. Dans le cadre de cette thèse, le réseau de distribution HVDC envisagé est de 3 kV.

Dans une seconde partie, les différents câbles aéronautiques présents dans les avions seront présentés, ainsi que la comparaison des différents modes de fonctionnement des câbles terrestres et câbles aéronautiques.

Dans une troisième partie, la charge d'espace et l'impact qu'elle a sur le champ électrique sont abordés ainsi que les différents mécanismes de génération et de transport de charges dans l'isolant. Enfin, dans cette partie sera également présenté l'effet Maxwell-Wagner qui est un cas particulier de formation de charge d'espace dû à la présence d'interface entre deux matériaux de permittivités différentes.

Dans une dernière partie, les différentes méthodes de mesure de charge d'espace seront présentées. Déclinées en deux catégories, les méthodes destructives et non destructives, ces dernières se décomposent en deux sous-catégories : les méthodes dites thermiques et acoustiques.

II) Contexte aéronautique

II.A) Les différents types d'énergies avioniques

Les aéronefs sont propulsés par des moteurs à hélice ou des réacteurs, transformant une énergie primaire thermique en énergie finale sous forme mécanique. Outre cette énergie propulsive, le contrôle et le fonctionnement de l'avion nécessitent l'usage d'un grand nombre d'accessoires alimentés sous différentes formes. Il existe 4 types d'énergie dites énergies non propulsives dans les aéronefs, l'énergie mécanique, l'énergie hydraulique, l'énergie pneumatique et l'énergie électrique. Un exemple de distribution de ces énergies est donné à la Figure 1.1.

- L'énergie mécanique est principalement utilisée pour alimenter les pompes à carburant et à huile des réacteurs. Cette énergie est fournie par les réacteurs.
- L'énergie hydraulique est produite par une pompe hydraulique couplée mécaniquement à l'arbre du réacteur. Elle est utilisée par les commandes de vols qui permettent le changement d'orientation de l'avion autour de son centre de gravité, en modifiant les forces de portance et de traînée appliquées à l'avion. Elle active aussi les actionneurs de train d'atterrissage qui existent sous deux formes distinctes. La première, appelée *Nose Landing Gear* est le train d'atterrissage avant qui assure la direction de l'avion lorsqu'il est en phase de roulage et tractage. La seconde, appelée

- **Chapitre 1 : État de l'art**

Main Landing Gear est le train d'atterrissage central, qui supporte le poids de l'avion et assure la fonction de freinage.

- L'énergie pneumatique est produite par un prélèvement d'air chaud sur les étages haute et basse pression du réacteur. Le système de conditionnement d'air ou *Environmental Control System* (ECS) permet de pressuriser la cabine à une pression atmosphérique et de maintenir une température ambiante en haute altitude. Le système de dégivrage des ailes ou *Wing Ice Protection System* (WIPS), permet de prévenir la formation de givre sur les ailes de l'avion. En effet, lorsque le givre se forme sur les ailes de l'avion, il modifie le profil aérodynamique des ailes, diminuant la portance et augmentant la traînée. Le démarrage moteur ou *Engine Start* est effectué grâce à un auxiliaire de puissance ou *Auxiliary Power Unit* (APU) dont la fonction est d'injecter de l'air comprimé dans les turbines.
- L'énergie électrique est produite grâce à un alternateur entraîné mécaniquement par la rotation de l'arbre du réacteur. Elle permet d'alimenter les pompes à carburant qui transfèrent le carburant du réservoir vers les réacteurs, le système de dégivrage du cockpit, les différents ventilateurs du système de confinement d'air, les systèmes avioniques qui regroupent l'ensemble des calculateurs et instruments installés dans l'avion, ou encore les systèmes dits « cabine », qui sont des systèmes électriques qui ont pour fonction d'améliorer le confort des passagers.

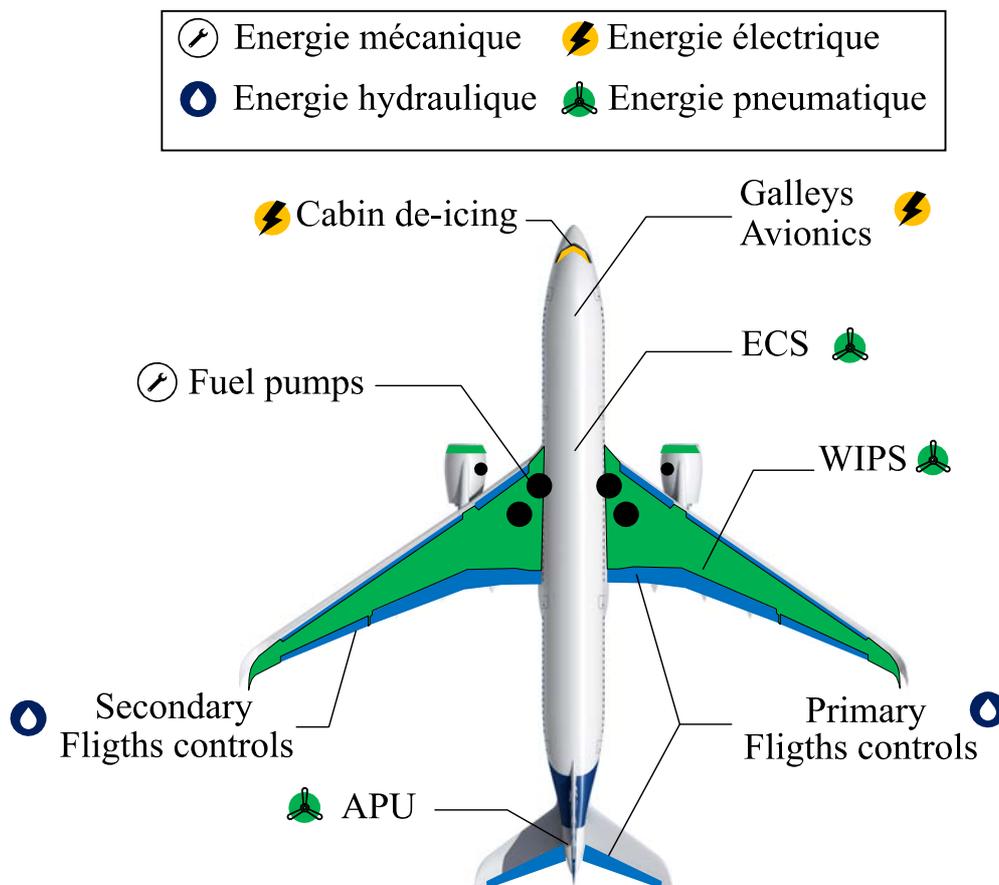


Figure 1.1 : Exemples d'équipements utilisant les différentes sources d'énergies dans un avion [Dos 2019].

II.B) De l'avion plus électrique vers l'avion tout électrique

Aujourd'hui la transition énergétique commence doucement à s'opérer pour les aéronefs. En effet, cette transition se justifie ces dernières années par les besoins de puissance électrique constamment en hausse (Figure 1.2), pour des raisons écologiques notamment avec les directives européennes qui imposent aux aviateurs une réduction de 50% des émissions de CO₂ et de 80% des oxydes d'azote (NO_x). Des raisons économiques guident également ces tendances, pour faire face à l'augmentation continue du prix des carburants, ainsi que pour réduire les coûts de maintenance.

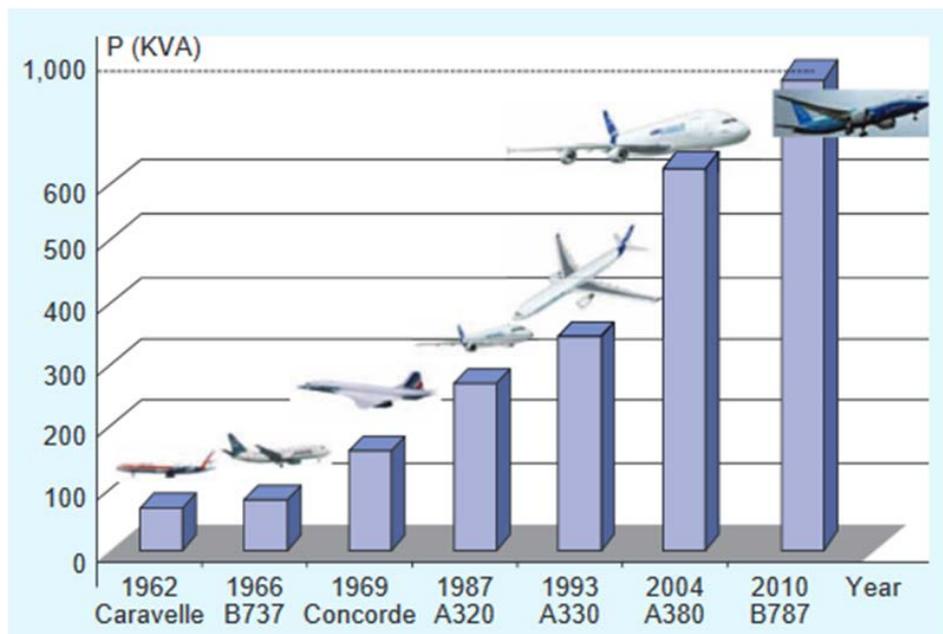


Figure 1.2 : Évolution de la puissance électrique embarquée dans les avions au cours des dernières décennies [Rob 2011].

Un premier concept est apparu cette dernière décennie, qui est le concept dit d'avion plus électrique ou *More Electrical Aircraft* (MEA). Ce concept a pour objectif de remplacer l'énergie pneumatique et l'énergie hydraulique (Figure 1.3) par de l'énergie électrique [Ros 2007, Rob 2011].

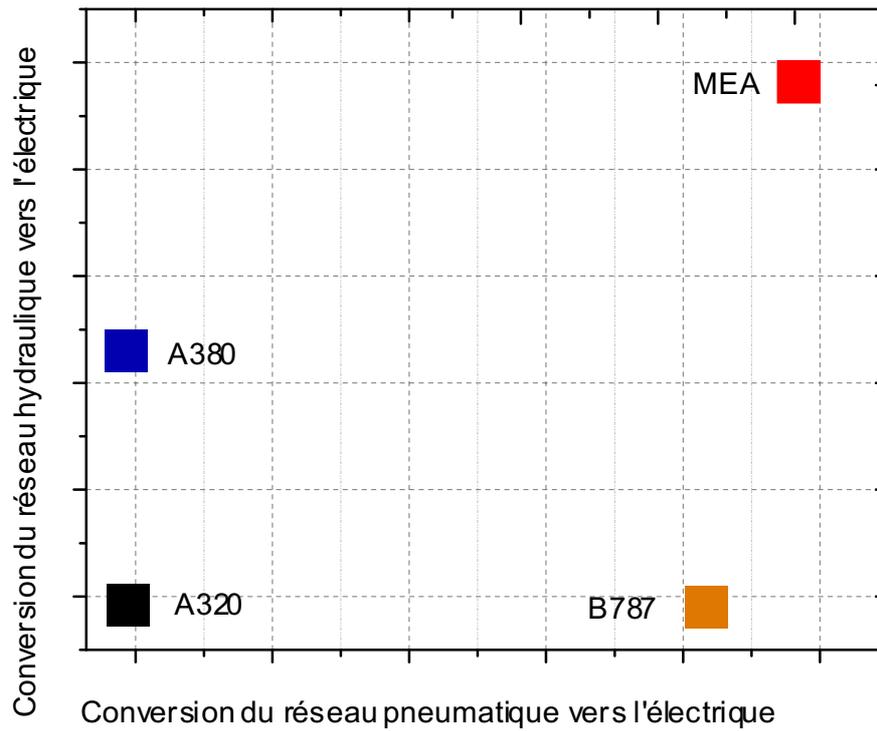


Figure 1.3 : Axe vers l'avion plus électrique [Gir 2014].

C'est naturellement que deux axes de développement apparaissent :

Dans le premier axe, qui est dit *Bleedless* on supprime partiellement ou totalement le réseau pneumatique. L'alternative est le système ECS (*Environmental Control System*) qui s'appuie sur deux packs de conditionnement d'air à puissance électrique. Le principe de fonctionnement est le même à la différence près que dans le second cas l'air est prélevé de l'extérieur et par la suite comprimé à l'aide d'un compresseur électrique (Figure 1.4).

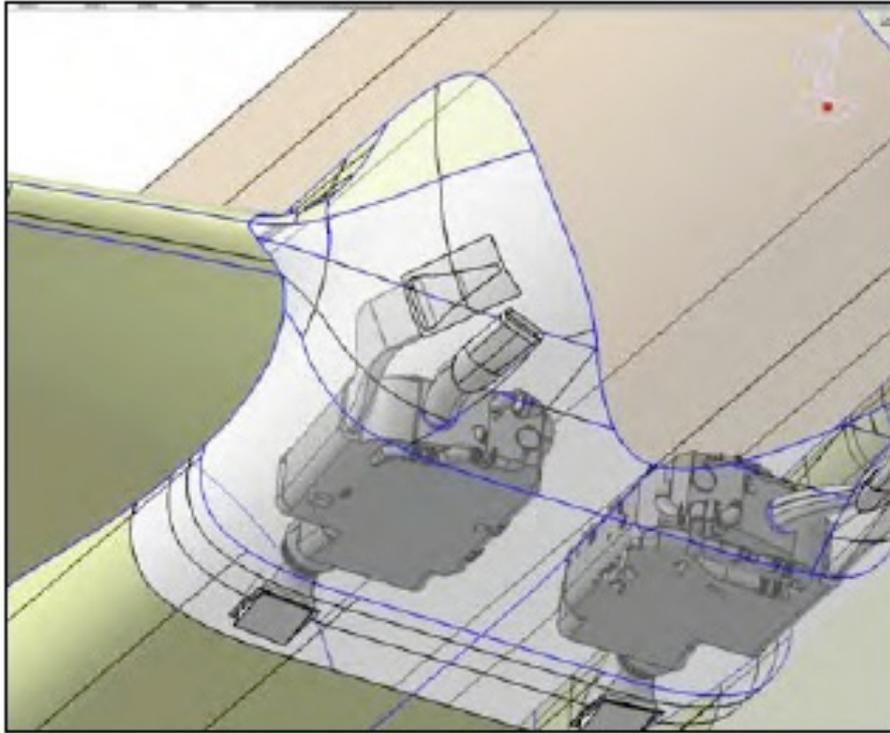
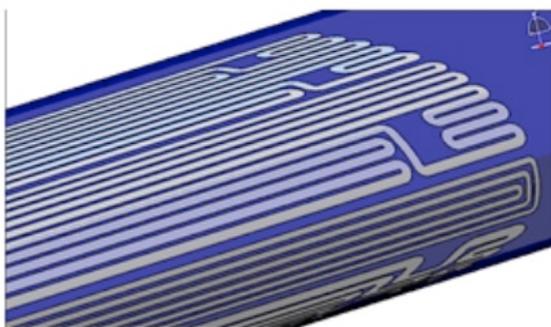
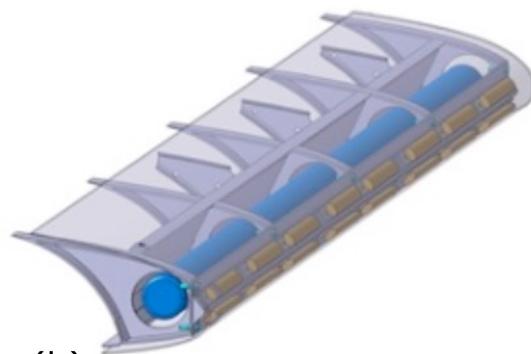


Figure 1.4 : Pack électrique de conditionnement d'air [Gir 2014].

Nous avons encore le système eWIPS pour *electrical Wing Ice Protection System*, dont deux solutions sont à l'étude pour réaliser l'électrification du système WIPS actuel. La première, consiste à mettre des résistances chauffantes sur la surface des ailes. Elle permet de faire évaporer la glace formée sur les ailes, mais aussi d'éviter préventivement la formation de glace s'il a été activé au préalable (Figure 1.5.a). La deuxième apporte un mode vibratoire sur la surface des ailes sous l'effet d'actionneurs mécaniques. La glace formée sur cette surface est ainsi brisée (Figure 1.5.b).



(a)



(b)

Figure 1.5 : (a) Solution de dégivrage à résistance chauffante [Dos 2019],
(b) Solution électromécanique [Gir 2014].

- **Chapitre 1 : État de l'art**

Le premier avion commercial à avoir totalement remplacé le réseau pneumatique par un réseau électrique est le Boeing 787. Il a notamment remplacé les systèmes ECS et WIPS par leurs versions électriques.

Le deuxième axe, dit *Hydroless*, consiste à supprimer partiellement ou totalement le réseau hydraulique. On a ainsi le système EHA pour *Electro Hydrostatic Actuator* qui est un vérin hydraulique mis sous pression par une pompe hydraulique actionnée électriquement (Figure 1.6).

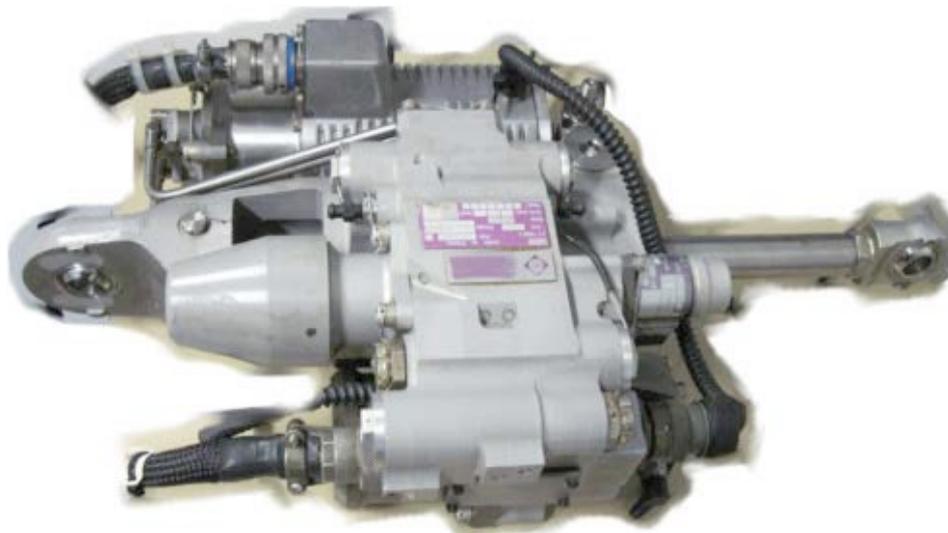


Figure 1.6 : Système EHA [Bud 2012].



Figure 1.7 : Système EMA [Hos 2012].

- **Chapitre 1 : État de l'art**

La pompe hydraulique est activée par un moteur synchrone à aimants permanents et un module d'électronique de puissance. L'Airbus A380 est le premier avion commercial à être équipé par ce dispositif. En effet, il a su se différencier en son temps, en supprimant un circuit hydraulique (habituellement au nombre de trois) donnant naissance à une technologie dite 2H/2E pour 2 circuits hydrauliques et 2 circuits électriques qui assurent l'alimentation des actionneurs. Un autre type d'actionneur existe, l'actionneur EMA pour *Electrical Mechanical Actuator* qui est totalement électrique (Figure 1.7).

L'actionneur EMA est constitué d'un système vis/écrou actionné par un moteur synchrone à aimants permanents qui est commandé par un module d'électronique de puissance. Il a été constaté que les performances de l'actionneur EMA sont très proches des performances de l'actionneur hydraulique standard [Jen 2002]. Des projets de recherche ont vu le jour pour intégrer le système EMA sur les commandes de vol et train d'atterrissage destinés aux avions commerciaux [Tod 2012, Lis 2010].

De nouvelles fonctionnalités électriques ont vu le jour, notamment le « *Green Taxiing* ». L'objectif de cette fonctionnalité est de ne plus dépendre des réacteurs durant les phases de roulage en dehors des phases de décollage et d'atterrissage [Teo 2008]. Il serait alimenté par des batteries, des piles à combustibles ou encore grâce à la puissance électrique de l'APU [Oyo 2013]. Il permettrait une économie de carburant jusqu'à 15%, amenant ainsi une réduction de la production de gaz à effets de serre [Gan 2016].

Toutes ces nouvelles fonctionnalités demandent une augmentation de la puissance et par conséquent de revoir l'architecture de la distribution de la puissance électrique à bord des aéronefs. Dans la Figure 1.8, le réseau de distribution utilisé sur un B767 ou encore le B777 qui sont des aéronefs avec une architecture commune, est présenté.

Traditional (e.g. B767, B777)

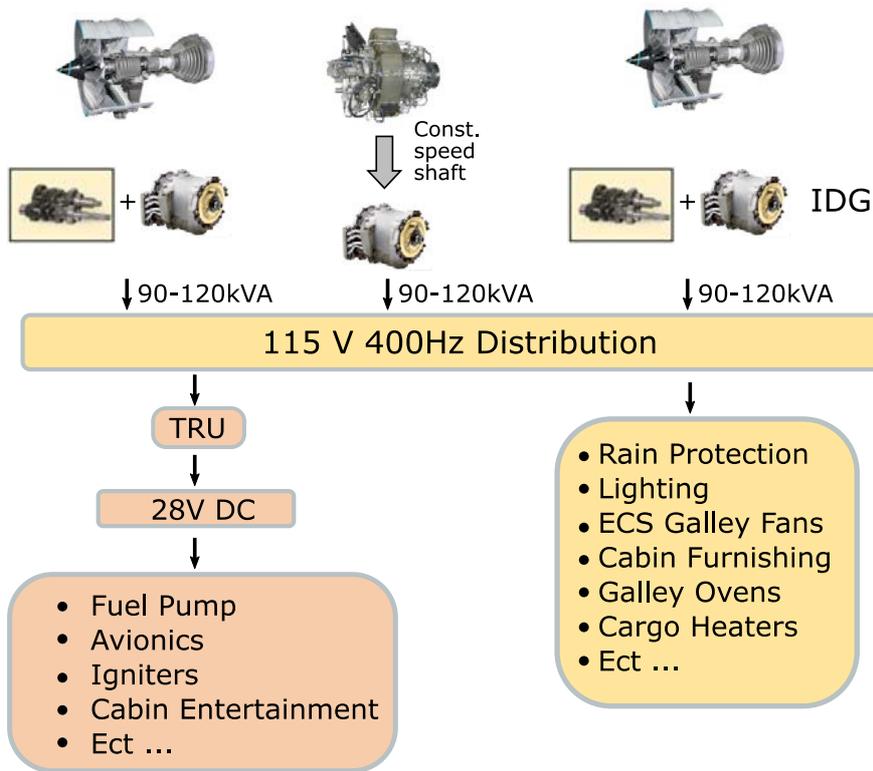


Figure 1.8 : Diagramme simplifié de système de distribution électrique d'avion traditionnel [Mad 2018].

C'est un réseau électrique d'une puissance comprise entre 90 et 120 kVA. Des étages de conversion sont nécessaires pour distribuer une tension de 115 VAC d'une fréquence de 400 Hz aux charges. Une tension DC 28V est produite à partir de la tension de 115VAC pour alimenter les différents calculateurs par exemple. La puissance produite avec ce type de technologie n'est plus suffisante pour alimenter les nouvelles charges introduites dans un avion plus électrique. Si nous prenons l'exemple du B787, on peut voir sur la Figure 1.9 que l'architecture électrique a été repensée.

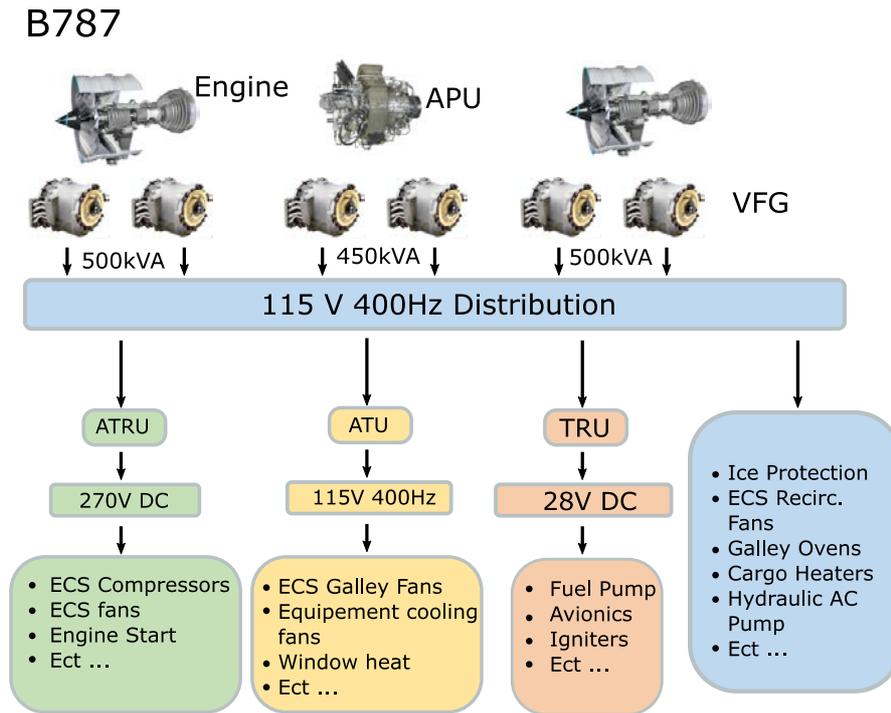


Figure 1.9 : Diagramme simplifié de système de distribution électrique d'un B787 [Mad 2018].

La puissance électrique produite est comprise entre 450 et 500 kVA et après conversion une tension de 230 VAC modulée à une fréquence de 360 à 800 Hz est distribuée. On constate l'ajout d'une distribution de 270 VDC alors que les autres niveaux de tension utilisés dans les précédentes technologies sont conservés. Dans le cadre de la technologie MEA, deux solutions sont envisagées chez Airbus. La première, adoptée sur l'A350, consiste à augmenter la tension du réseau actuel de 115 VAC à fréquence variable de 360 à 800 Hz à une tension de 230 VAC à fréquence variable, ce nouveau réseau étant nommé HVAC pour *High Voltage Alternative Current*. La deuxième solution serait de passer par un réseau de tension continue appelé HVDC pour *High Voltage Direct Current* dont le niveau de tension serait de 540 VDC.

Dans un avenir proche les avionneurs envisageraient de nouveaux types de technologies pour intégrer une propulsion électrique. Mais, pour cela plusieurs solutions sont en réflexion telle que la propulsion hybride, une propulsion électrique avec une génératrice thermique et enfin une technologie AEA pour *All Electrical Aircraft* qui serait un système tout électrique incluant la propulsion (Figure 1.10). Indépendamment des solutions de production et de stockage d'énergie, il est estimé que dans le cadre d'un réseau HVDC, une distribution d'une tension de +/-3000 VDC serait suffisante pour alimenter tous les appareils électriques d'un avion. L'idéal serait de pouvoir utiliser les câbles déjà utilisés dans les avions et de pouvoir les certifier avec les nouvelles tensions envisagées.

Une double évolution des réseaux est donc prévisible avec l'évolution vers de la propulsion électrique : une montée en tension très significative ainsi qu'une généralisation des réseaux à courant continu. En effet, un des avantages du transport DC est la réduction des étages de conversion, ainsi que la compacité de l'électronique de puissance, représentant donc un gain de masse.

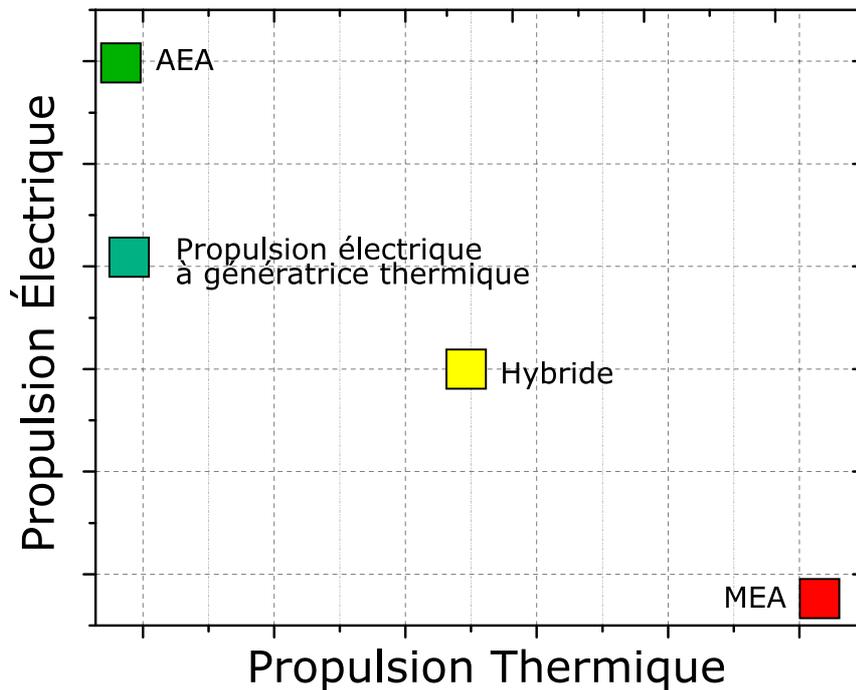


Figure 1.10 : Évolution des formes d'énergie propulsive vers l'avion tout électrique.

La puissance électrique ne cesse donc d'augmenter dans les avions, et se pose aussi la question de la transmission de l'énergie électrique. En effet, lorsqu'on augmente la puissance électrique, cela passe par l'augmentation du courant électrique ou/et de la tension électrique. La conséquence à cela est que si on augmente le courant électrique il faut augmenter la section de l'âme du câble et si on augmente la tension il faut augmenter l'épaisseur de l'isolant. Pour éviter une augmentation de la masse des câbles trop rapidement, l'élévation de la tension est privilégiée. Mais, une augmentation de la tension implique une augmentation du champ électrique lorsque l'épaisseur de l'isolant est inchangée. Cela a pour conséquence d'amener le champ électrique à des niveaux où les phénomènes de charge d'espace ne peuvent plus être négligés.

III) Câble aéronautique

III.A) Présentation des différents câbles aéronautiques

Avant le début de l'électrification des cœurs hydrauliques et pneumatiques des avions, les câbles électriques distribuaient l'énergie électrique pour l'alimentation de l'électronique de bord, mais aussi pour le confort des passagers, avec des charges telles que les cuisines pour la préparation des repas ou encore l'usage de la lumière ou des prises où la tension distribuée était essentiellement alternative. Par exemple, l'A320 qui est considéré comme un avion standard présente environ 200 km de câbles à son bord et l'A380 en compte 600 km.

Il existe plusieurs types de câbles dont le système d'isolation peut être rubané ou extrudé. Ils sont tous soumis au système de jauge normalisé avec les normes EN4434 et EN2083 chez Airbus par exemple. Ces normes nous donnent les caractéristiques des câbles, le diamètre du conducteur en mm, sa section en mm², sa résistance en Ω/km et le courant max en A pour

• Chapitre 1 : État de l'art

des jauges qui vont de 26 (la plus petite section de conducteur, 0.129 mm²) à 000 (la plus grande, 85 mm²), cf. Annexe (Tableau A.1).

On présente ici uniquement les câbles communément utilisés actuellement chez Airbus. En effet, dans le cadre de cette thèse seul les câbles Airbus seront étudiés. Les câbles présents dans ces avions sont tous nommés par un « short code » normatif issu de la norme TR6068.

- Le câble DR est un câble avec une âme multibrin en cuivre, enrubanné par du polyimide (PI) et du polytétrafluoroéthylène (PTFE) (Figure 1.11). Le choix du PI est fait bien sûr pour sa rigidité diélectrique mais aussi pour sa température de dégradation élevée et celui du PTFE pour sa résistance au phénomène de cheminement d'arc (arc tracking). En effet, en cas de départ de feu la distribution de l'énergie dans les organes vitaux de l'avion doit être assurée. La dénomination du câble change lorsque qu'il est associé à une jauge tel que DR26 pour un câble DR de jauge 26 ou encore DR000 pour un câble DR de jauge 000. Ce câble est utilisé pour transporter du 28 VDC afin d'alimenter l'électronique de vol ainsi que du 115 VAC à fréquence variable pour les équipements de puissance.

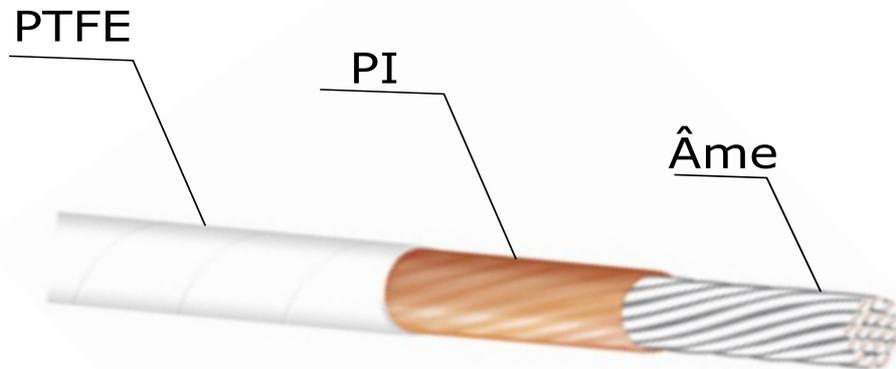


Figure 1.11 : Schéma d'un câble aéronautique DR.

- Le câble AD est une déclinaison du câble DR. Il a exactement les mêmes caractéristiques à la différence près de l'âme du câble qui est en aluminium. Ce câble est utilisé lors de la transmission d'énergie à faible densité de courant permettant ainsi un gain de masse des câbles, mais aussi en coût de production.
- Le câble ML est un câble standard composé d'une âme multibrins en cuivre et d'un système d'isolation PI/PTFE. On y superpose un blindage hélicoïdal, le tout entouré par une enveloppe en PI/PTFE. Il est utilisé dans des zones qui nécessitent une immunité électromagnétique ou *Electro Magnetic Immunity* (EMI). En fonction du nombre de câbles utilisés, la dénomination change de MLA pour un câble jusqu'à MLD pour 4 câbles. Il existe une version avec une âme multibrins en aluminium appelé VN avec les mêmes propriétés que le câble ML.
- Avec la montée en tension sur l'A350, un nouveau type de câble a vu le jour. On retrouve dans le câble DZ, comme le câble DR, une âme multibrins en cuivre mais la particularité de ce câble réside dans son système d'isolation PTFE/PI/PTFE. Cela a pour effet de diminuer les cavités dues à l'enrubannage, ainsi que les phénomènes de points triples. La structure permet ainsi de diminuer le taux d'apparition des décharges partielles (DP). Ce câble est certifié pour une tension de 230 VAC à fréquence variable

- **Chapitre 1 : État de l'art**

(300 à 800 Hz). Il existe également une déclinaison avec une âme multibrin en aluminium appelée AZ.

- Il existe aussi dans la gamme un câble extrudé composé d'éthylène tétrafluoréthylène (ETFE), appelé Tyco. Il est actuellement utilisé dans le transport d'énergie pour le « Green Taxi ». En effet, ce câble a la particularité d'être plus flexible que les câbles rubanés, ce qui est utile pour suivre le mouvement du train d'atterrissage.

Le Tableau 1.1 résume les caractéristiques des différents câbles aéronautiques.

	DR	AD	ML	VN	DZ	AZ	Tyco
Âme	Cu	Al	Cu	Al	Cu	Al	Cu/Al
Tension	28 VDC 115 VAC	28 VDC 115 VAC	28 VDC 115 VAC	28 VDC 115 VAC	230 VAC	230 VAC	115 VAC /230 VAC
Isolant	PI-PTFE	PI-PTFE	PI-PTFE	PI-PTFE	PTFE-PI-PTFE	PTFE-PI-PTFE	ETFE-ETFE

Tableau 1.1 : Principales caractéristiques des câbles aéronautiques des technologies Airbus.

III.B) Différences entre câbles terrestres et câbles aéronautiques

Les câbles haute tension de transport d'énergie terrestre ont un système d'isolation majoritairement en polyéthylène réticulé (XLPE). Ils sont composés d'une âme centrale en cuivre ou aluminium, d'une gaine semi-conductrice, d'un isolant XLPE, d'une seconde gaine semi-conductrice, d'un écran conducteur et d'une gaine protectrice (voir Figure 1.12). Les gaines semi-conductrices interne et externe servent à homogénéiser et à maîtriser la valeur du champ électrique dans l'isolant.

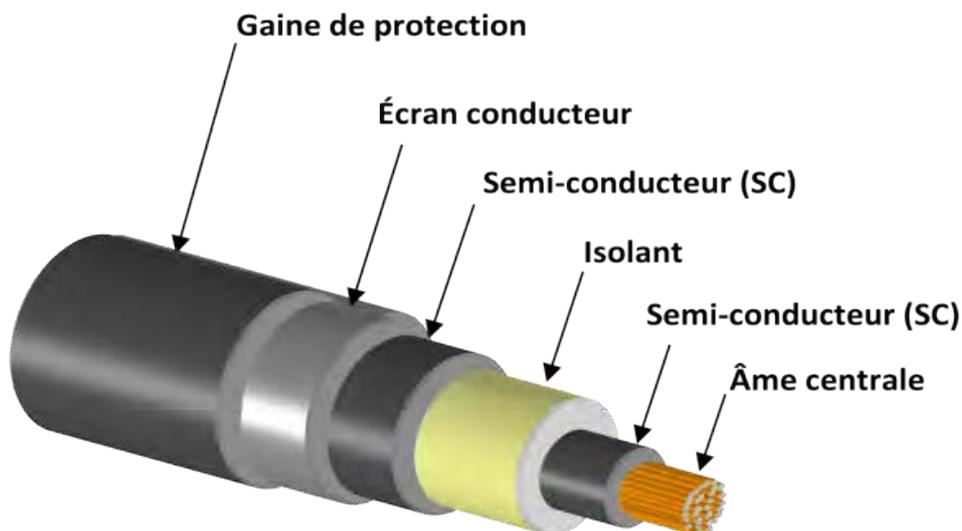


Figure 1.12 : Schéma de câble terrestre HVDC extrudé [Vu 2014]

- **Chapitre 1 : État de l'art**

Cette structure a été développée dans les années 50 pour du transport HVAC puis adaptée au transport HVDC. Lors de l'adaptation du transport HVAC vers le HVDC, des phénomènes d'inversion de champ électrique et d'accumulation de charges, le tout impacté par des gradients de température sont apparus [Vu 2014]. Ces phénomènes sont décrits plus en détail dans ce qui suit. Étant donné que le même type de démarche est envisagé pour les câbles aéronautiques, à savoir utiliser les câbles développés pour le HVAC pour des réseaux HVDC, il est important de s'intéresser aux câbles pour le terrestre. En effet, on peut penser que les mêmes phénomènes pourraient apparaître dans les câbles aéronautiques : au vu des modes de fonctionnement des câbles aéronautiques, on peut émettre l'hypothèse que la montée en tension à 3 kVDC, avec un système d'isolation bi-couche, un gradient de température élevé, amèneront l'apparition de phénomènes de charge d'espace avec un impact non négligeable sur le champ électrique.

Le Tableau 1.2 compare les différentes conditions de fonctionnement et propriétés des câbles aéronautiques et des câbles terrestres.

	Pression	Épaisseur d'isolant	Tension	Champ électrique	Température du milieu
Câble terrestre	1013 mBar	20 à 40 mm	Jusqu'à 600kVac 320 kVDC	15 à 20 kV/mm	-5°C à 90°C
Câble aéronautique	1013 à 100 mBar	350 à 850 µm	115-230 VAC ou 28 VDC	2 kV/mm	-65°C à 200°C

Tableau 1.2 : Comparaison des différents modes de fonctionnement et propriétés des câbles terrestres (isolation polyéthylène réticulé) et aéronautiques.

IV) Charge d'espace

Les isolants électriques n'ont jamais un comportement idéal. En effet, ils ont une tendance à se charger électriquement par le biais de différents mécanismes de formation et de transport de charges. On appelle « charge d'espace » l'ensemble des charges positives ou négatives dans le diélectrique. De plus, on peut distinguer les charges dites intrinsèques qui sont des charges présentes initialement au sein du diélectrique lui-même ou créées par électro-dissociation d'espèces neutres des charges dites extrinsèques qui sont des charges injectées depuis les électrodes vers l'isolant tels que les électrons ou les trous [Lau 1999].

IV.A) Effet de la charge d'espace

Un des effets les plus importants de la charge d'espace est que lorsqu'elle s'accumule dans le diélectrique, la distribution du champ électrique est modifiée. La Figure 1.13 décrit les modifications du profil du champ électrique en fonction de la nature des charges injectées au niveau des électrodes.

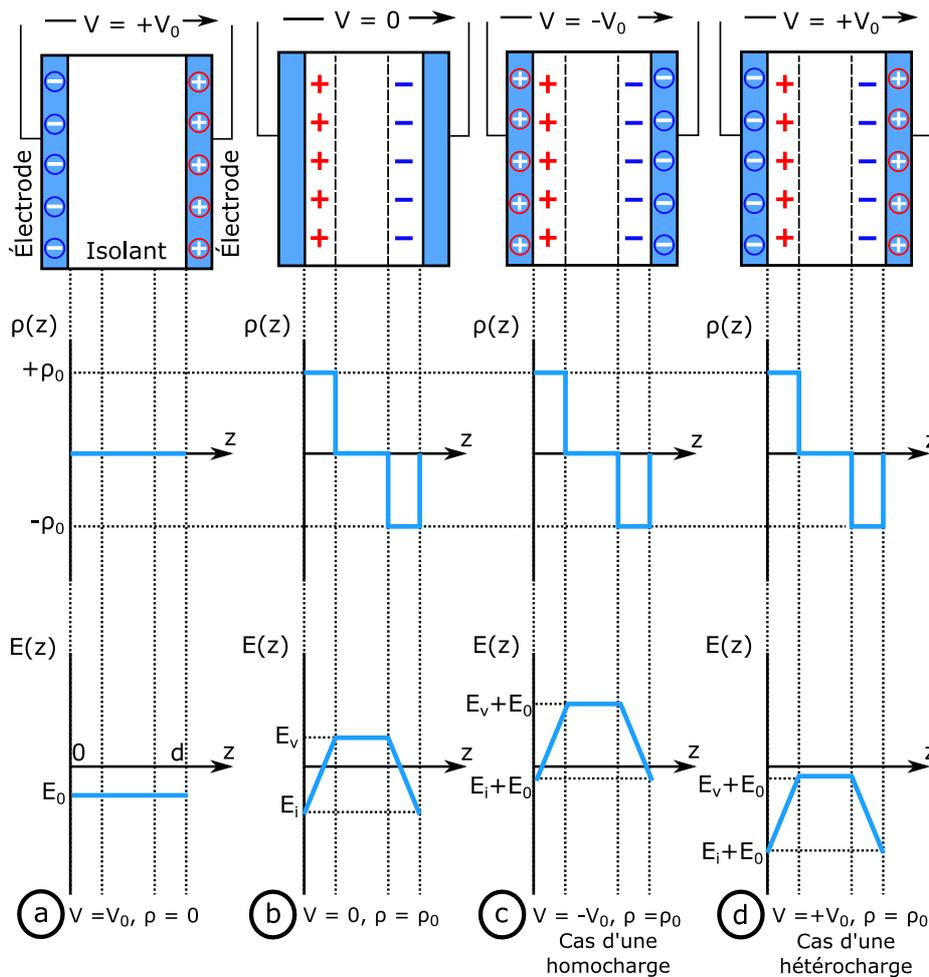


Figure 1.13 : Charge d'espace et champ électrique [Lau 1999].

• Chapitre 1 : État de l'art

Dans un premier cas (Figure 1.13.a) on considère un échantillon d'épaisseur d soumis à une tension V_0 . En l'absence de charge d'espace, de densité $\rho(z)$, le champ est constant dans tout le diélectrique et sa valeur est $E_0 = -\frac{V_0}{d}$ (Figure 1.13.a).

On suppose ensuite l'existence de deux zones de charge d'espace proches des électrodes, de même épaisseur, de signes opposés et d'égale densité ρ_0 . En l'absence de tout potentiel appliqué (Figure 1.13.b), le champ induit $E(z)$ par la charge d'espace $\rho(z)$ est donné par la résolution de l'équation de Poisson :

$$\frac{dE(z)}{dz} = \frac{\rho(z)}{\varepsilon} \quad (\text{Eq.1.1})$$

où ε est la permittivité du milieu. De plus, l'aire sous la courbe de distribution du champ électrique est nulle, car la quantité $\int_0^d E(z) dz$ correspond au potentiel appliqué qui est nul dans cette configuration. Nous appelons E_v , la valeur du champ dans le volume où la charge d'espace est nulle et E_i la valeur du champ proche des interfaces en $z = 0$ et $z = d$. Même si la tension appliquée est nulle, la présence de charge d'espace induit un champ électrique non nul au sein de l'isolant.

Dans le cas de la Figure 1.13.c, nous supposons que le potentiel V_0 est appliqué à l'isolant de façon à ne pas perturber la distribution de charge et que l'anode est adjacente à la distribution de charge positive. Puisque la charge interne proche de l'électrode est de même signe que l'électrode adjacente, on parlera alors d'homocharge.

Le principe de superposition permet de sommer le champ induit par la charge d'espace lorsque la tension appliquée est nulle et le champ capacitif créé par le potentiel appliqué en l'absence de charge d'espace. On constate alors que la présence d'homocharge diminue le champ interfacial et augmente le champ volumique. Cette situation prédomine lorsque les charges électriques sont injectées à partir des électrodes.

Si maintenant on applique la même tension, mais en imposant cette fois que l'anode soit adjacente à la distribution de charges négatives, on parle alors d'hétérocharges. Si on applique le même principe de superposition, cela conduit à la distribution du champ représentée dans la Figure 1.13.d. La présence d'hétérocharge amène à augmenter le champ interfacial et diminue le champ volumique. Cette situation prédomine lorsque des charges internes ont migré sous l'action du champ pour s'accumuler aux électrodes [Lau 1999].

La Figure 1.14 montre la distribution de champ électrique dans l'isolation d'un câble modèle en XLPE [Vis 2014], de rayon intérieur 5mm et de rayon extérieur 9.5mm, mesurée en fonction de l'épaisseur du diélectrique. Des tensions de -40 kV et -80 kV ont été appliquées au conducteur à température ambiante pour des temps de polarisation différents. La distribution de champ illustrée par la courbe bleue obtenue juste après la polarisation à -40 kV/mm est très proche d'une distribution capacitive du champ. Pour les autres courbes, en fonction du temps et de la tension de polarisation, l'injection de charge modifie la répartition du champ électrique. On constate une inversion de la contrainte, alors que le champ capacitif devrait être plus important sur l'âme du câble, sous l'effet des hétérocharges le champ électrique est maximal sur l'extérieur du câble. Sous l'effet de la migration des charges vers l'extérieur de l'isolation, un renforcement du champ électrique s'est produit, au point de doubler par rapport à sa valeur initiale.

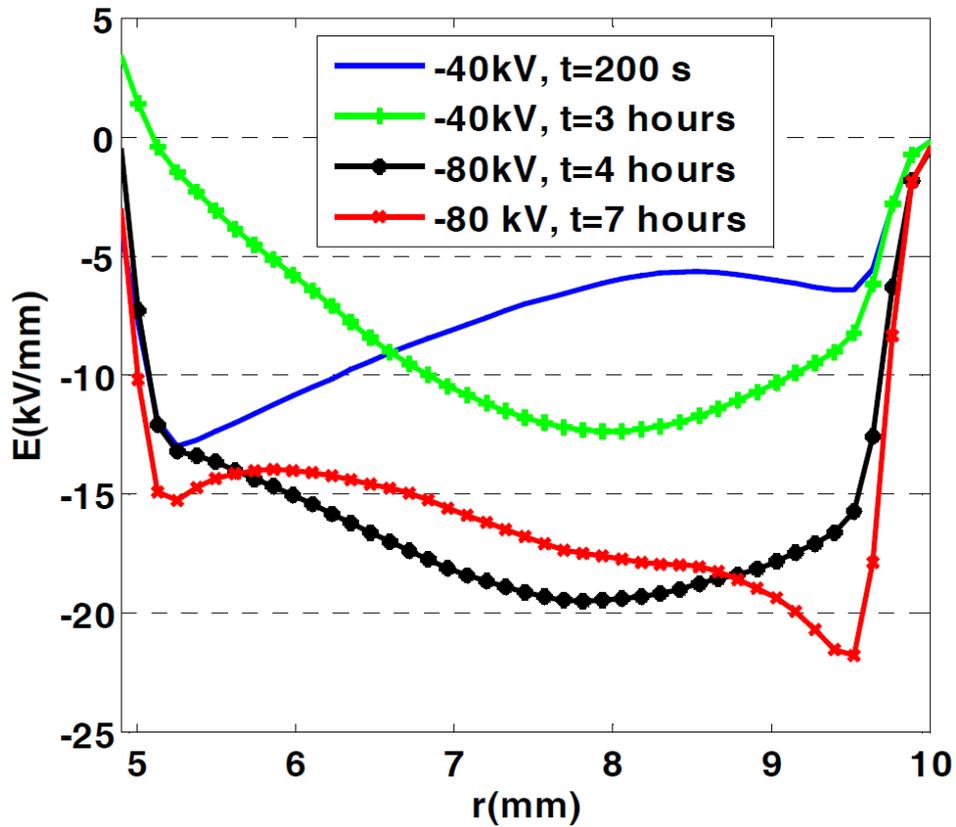


Figure 1.14 : Distribution du champ électrique dans un câble modèle soumis à des contraintes de -40 kV et -80 kV à température ambiante et à des moments différents [Vis 2014].

La Figure 1.15 représente les profils de charge d'espace en fin de polarisation à 20°C pour différents champs dans un échantillon constitué d'une couche de XLPE et une couche de EPDM (Éthylène Propylène Diène Monomer). En fonction du champ, il apparaît une charge à l'interface entre les deux isolants en présence. Pour un champ moyen compris entre 2 kV/mm et 8 kV/mm, la quantité de charge positive à l'interface entre les deux matériaux augmente en même temps que la contrainte électrique. Pour un champ moyen compris entre 10 kV/mm et 15 kV/mm, cette quantité de charge positive commence à diminuer et pour les champs moyens supérieurs à 15 kV/mm, la quantité de charge devient négative et augmente avec la contrainte électrique [Vu 2014].

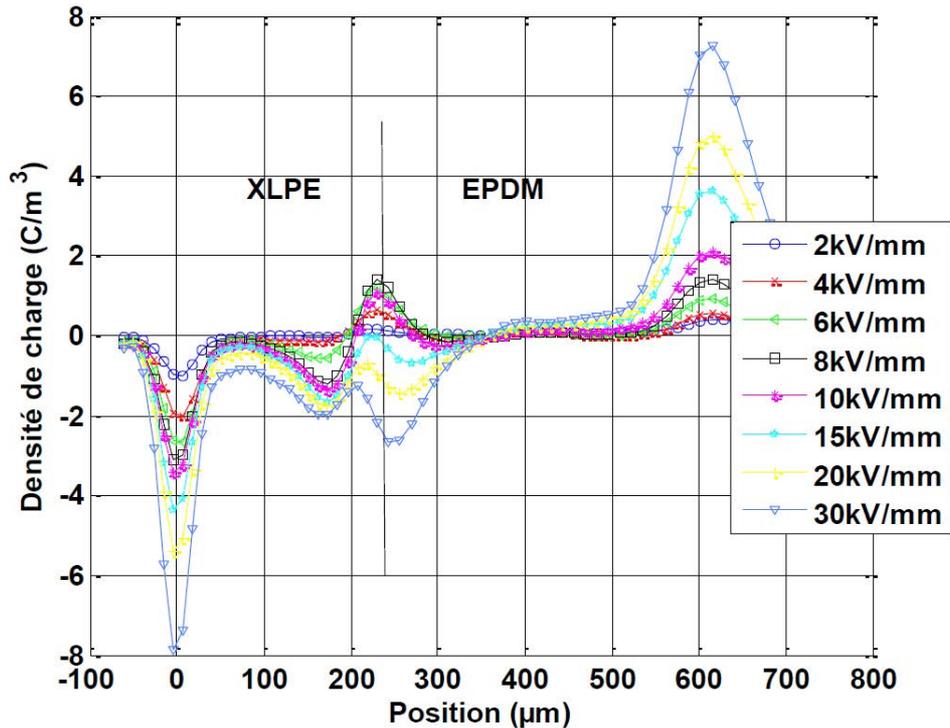


Figure 1.15 : Profils de charge d'espace en fin de polarisation dans les bicouches XLPE/EPDM à 20°C pour différents champs moyens [Vu 2014].

On constate que des charges s'accumulent à l'interface entre les deux matériaux. Cette charge dépend de la conductivité et de la permittivité des deux matériaux en présence. Ces conductivités et permittivités dépendent en plus de la température et du champ électrique.

On peut supposer que ce type de comportement sera présent avec un isolant bicouche composé de PTFE et de PI.

IV.B) Mécanismes de formation de charge d'espace

IV.B.1) Vue d'ensemble

Lorsqu'un diélectrique se charge électriquement, un ou plusieurs mécanismes de formation sont généralement mis en jeu [Lau 1999]. :

- Polarisation des dipôles
- Porteurs ioniques
- Électrodissociation
- Injection aux interfaces
- Rayonnement

La Figure 1.16 montre ces différents mécanismes de génération de charge d'espace.

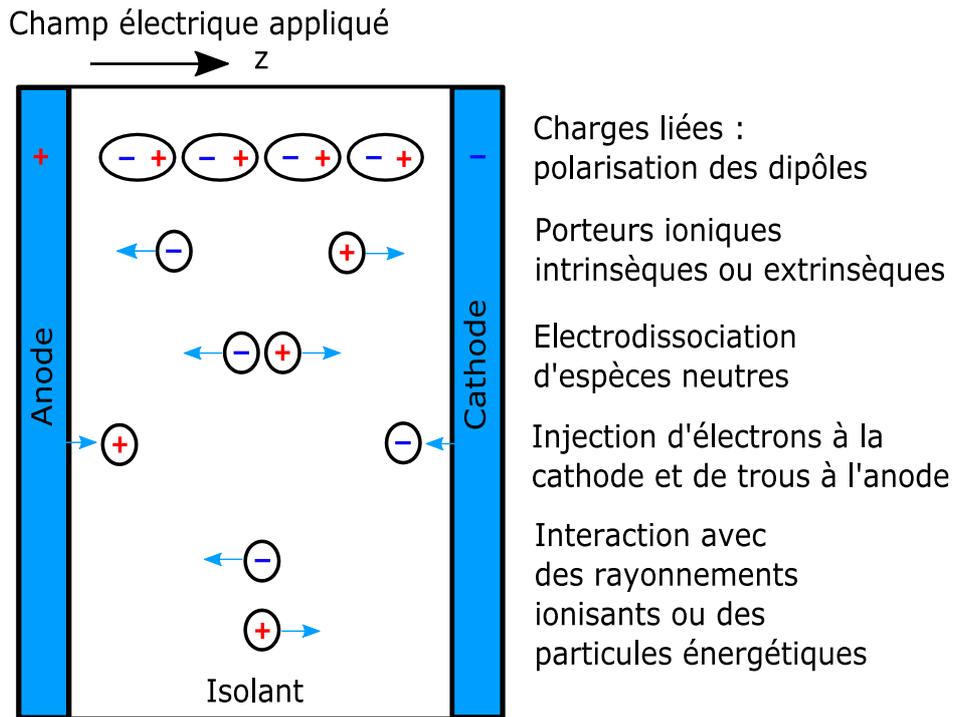


Figure 1.16 : Mécanisme de formation de charge d'espace [Lau 1999].

IV.B.2) Polarisation des dipôles

Sous l'influence coulombienne d'un champ électrique, il y a une déformation du nuage électronique d'un atome qui va s'orienter dans une direction [Gal 2011]. Si nous prenons l'exemple du XLPE, des molécules à fort moment dipolaire se créent durant la réticulation et peuvent diffuser vers l'extérieur [Vu 2014]. Elles amènent un gradient de concentration de dipôle créant ainsi une région de polarisation hétérogène.

IV.B.3) Porteurs ioniques

La formation d'ions positifs et négatifs est généralement due à la présence d'impuretés et/ou de résidus dans l'isolant. Lorsqu'un champ électrique est appliqué, des espèces peuvent être dissociées en ions qui peuvent migrer en direction des électrodes où ils accumulent donnant en général des régions d'hétérocharges [Vu 2014]. Quant aux ions immobiles, ils représentent une charge d'espace stable et dispersée dans le volume [Mae 2005]. La présence de molécules d'eau augmente les risques d'ionisation des impuretés et/ou des résidus dans les polymères [Ve 2013]. C'est un aspect à prendre en compte dans le polyimide car il présente un taux d'absorption d'eau sur 24 heures d'environ 4% [Hua 2014].

IV.B.4) Injection aux interfaces

- **Chapitre 1 : État de l'art**

L'injection de porteurs électroniques, électrons ou trous, depuis les électrodes vers l'isolant, peut se faire par le biais de 3 mécanismes, l'effet Schottky, l'effet tunnel et enfin l'effet tunnel assisté thermiquement.

IV.B.4.a) L'effet Schottky

Lorsque qu'on applique un champ électrique à travers l'électrode vers l'isolant, il se produit un abaissement de la barrière de potentiel à franchir, qui se traduit par :

$$\Delta\phi = \phi - \phi_0 = \beta_s \cdot E^{1/2} \quad (\text{Eq.1.2})$$

où $\beta_s = \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0}}$ correspond à la constante de Schottky qui dépend du matériau utilisé et du champ appliqué E .

La densité de courant dépend de la barrière d'énergie, de la température et du champ appliqué. Elle est donnée par :

$$J = AT^2 \cdot e^{-\frac{\phi_0 - \beta_s E^{1/2}}{kT}} \quad (\text{Eq.1.3})$$

où A est la constant de Richardson-Schottky [Vu 2014].

La Figure 1.17 permet de constater que le mécanisme est caractérisé par une pente égale à $\frac{\beta_s}{kT}$ et l'ordonnée à origine de cette droite vaut $\log(AT^2) - \frac{\phi_0}{kT}$ et sa valeur expérimentale permet de calculer ϕ_0 [Vu 2014].

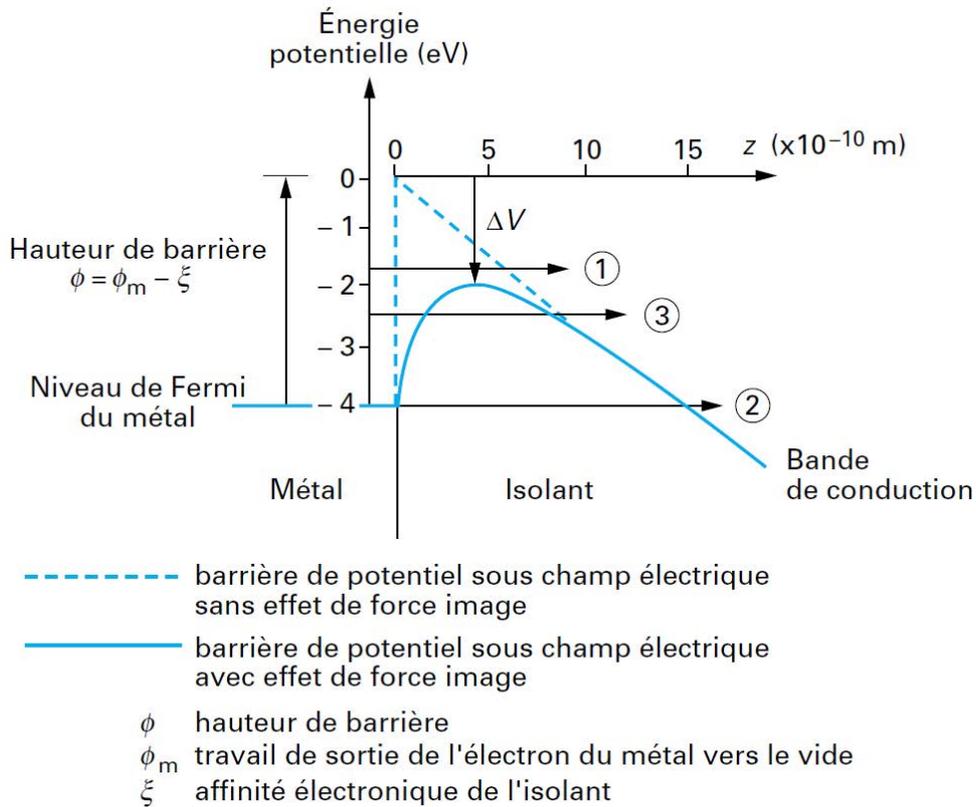


Figure 1.17 : Mécanismes d'injection électronique [Lau 1999].

IV.B.4.b) L'effet tunnel

L'effet tunnel est un phénomène quantique où les porteurs traversent la barrière de potentiel qui existe entre le métal et l'isolant. La densité de courant dépend seulement du champ appliqué et de la largeur de la barrière de potentiel. Elle est donnée par l'équation de Fowler-Nordheim [Vu 2014] :

$$J = AE^2 - e^{\left(\frac{-B}{E}\right)} \quad (\text{Eq.1.4})$$

où $A = \frac{q^3}{8\pi h \phi_0}$ et $B = 4 \cdot (2 \cdot m)^{1/2} \cdot \phi_0^{3/2}$ avec h est la constante de Planck et m la masse effective d'un électron. Si ce mécanisme régit la conduction, la représentation graphique de $\log\left(\frac{J}{E^2}\right)$ en fonction de $\frac{1}{E}$ donne une droite. C'est d'ailleurs le seul mécanisme qui évolue en $\frac{1}{E}$ et est observé à fort champ (>100 kV/mm) [Vu 2014, ODw 1968]. Le chemin 3 de la Figure 1.17 est une combinaison des effets Schottky et Fowler-Nordheim appelée aussi effet tunnel assisté thermiquement [Lau 1999].

IV.B.5) Rayonnement

Lorsqu'un système d'isolation est soumis à un rayonnement de haute énergie, il peut y avoir dépôt d'énergie ainsi que dépôt de charges si le rayonnement est constitué de particules chargées, légères telles que des électrons ou lourdes telles que les ions. Il peut y avoir également l'ionisation des molécules liées au dépôt d'énergie dans l'isolant et/ou électro-dissociation due au champ créé par la charge déposée, contribuant ainsi à la formation de la charge d'espace. On retrouve principalement ce type de phénomène dans l'espace où les satellites subissent constamment les bombardements de particules de haute énergie [Arn 2011], ainsi que dans des centrales nucléaires.

IV.C) Mécanismes de transport de charges

Les charges d'espace formées dans l'isolant peuvent migrer sous l'effet d'un champ électrique. Pour cela on distingue deux types de transport [Mal 2017]:

- Transport électronique impliquant les électrons et/ou les trous.
- Transport ionique impliquant les ions formés dans l'isolant.

IV.C.1) Conduction par saut (Hopping)

Lorsque les charges sont injectées dans l'isolant, elles peuvent être stabilisées sur des niveaux d'énergie (pièges) situés dans la bande interdite (Figure 1.18).

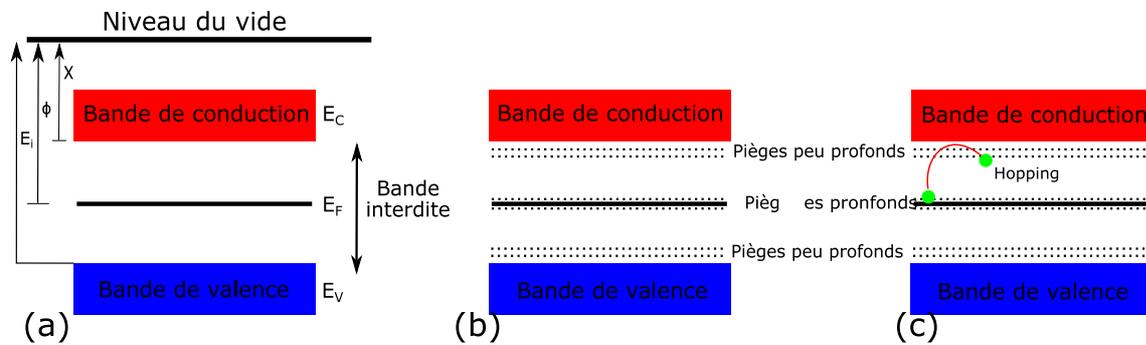


Figure 1.18 : (a) Diagramme de bande interdite d'un isolant parfait, (b) d'un isolant réel, (c) conduction par saut [Tal 2011].

La délocalisation des porteurs de charge s'opère alors par sauts successifs d'un piège à un autre (Figure 1.18.c) générant une densité de courant entre sites [Mot 1979]. Cette densité de courant s'exprime par l'équation suivante [Mot 1948] :

$$J = J_0 \cdot e^{\frac{-\phi_a}{k_B \cdot T}} \cdot \sinh\left(\frac{q \cdot \lambda \cdot E}{2 \cdot k_B \cdot T}\right) \quad (\text{Eq.1.5})$$

- **Chapitre 1 : État de l'art**

où $J_0 = 2 \cdot n_\mu \cdot \lambda \cdot \nu$, ϕ_a est la barrière de hopping, ν la fréquence de saut, n_μ la densité de charges mobiles, λ la distance inter-piège, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température.

De plus, la conduction par saut sera plus importante, si le champ électrique est élevé [Mal 2017].

IV.C.2) Courants limités par la charge d'espace

Le mécanisme de courant limité par la charge d'espace ou *Space Charge Limited Current* (SCLC), apparaît lorsque les charges injectées sont plus importantes que les charges intrinsèques impliquant une relation courant-tension dépendant de la densité de pièges et de leur répartition énergétique. Dans l'hypothèse où le matériau possède un seul niveau de piège, où le transport est unipolaire et le contact ohmique, alors l'expression de la densité de courant devient [Vu 2014] :

$$J = \frac{9}{8} \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \theta \cdot \mu \cdot \frac{V^2}{L^3} \quad (\text{Eq.1.6})$$

Où ϵ_r est la permittivité relative du matériau, ϵ_0 est la permittivité du vide, L est l'épaisseur du matériau, V la tension appliquée et $\theta = \eta/\eta_t$ représente le rapport entre les densités de charges libres et piégées.

Lorsque la distribution en énergie des niveaux de pièges est de type constante, gaussienne ou exponentielle, alors on peut dire que le comportement général est équivalent au cas avec un seul niveau de piège. La Figure 1.19 nous montre la caractéristique générale de la densité de courant en fonction de la tension.

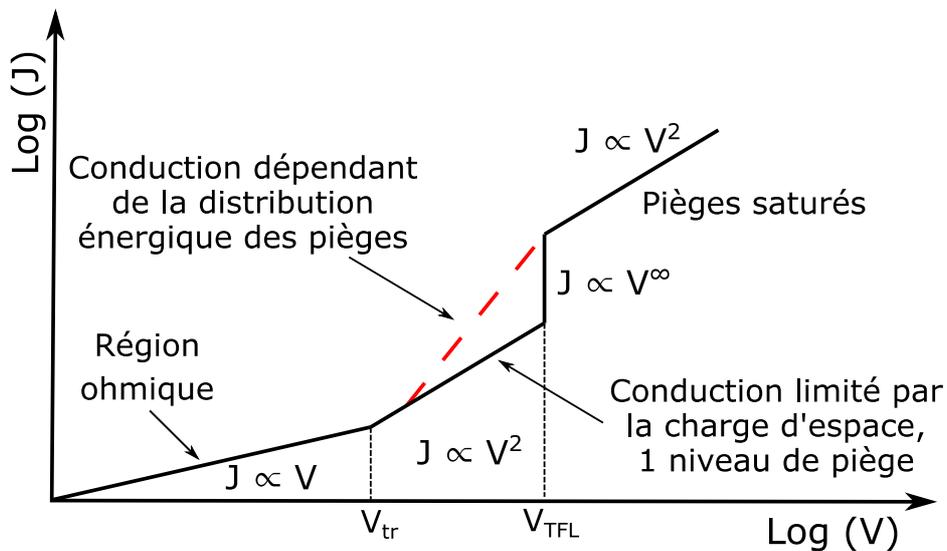


Figure 1.19 : Caractéristique du mécanisme de conduction limitée par charge d'espace [Tey 2013].

- **Chapitre 1 : État de l'art**

On distingue 4 cas en fonction de la tension appliquée [Vu 2014] :

- Dans le premier cas lorsque la tension appliquée V est inférieure à la tension V_{tr} , alors la densité de courant J est proportionnelle à V . Le comportement est dit ohmique.
- Dans le deuxième cas lorsque la tension V est comprise entre V_{tr} et V_{TFL} , alors la densité de courant J est proportionnelle à V^2 . Pour un matériau présentant un niveau de piège, son comportement est similaire à un matériau sans piège. En revanche, dans le cas d'une distribution d'énergie constante, l'équation Eq.1.6 devient :

$$J = \frac{9}{8} \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \mu \cdot \frac{V^{l+1}}{L^{2l+1}} \quad (\text{Eq.1.7})$$

Où l est un chiffre compris entre 0 et 3 [Seg 2000].

- Dans le troisième cas, lorsque la tension V est égale à V_{TFL} , la totalité des pièges est alors occupée. Cela a pour conséquence d'avoir l'équivalent d'un matériau sans pièges et donc d'observer un saut sur la caractéristique courant-tension.
- Dans le dernier cas, lorsque la tension V est supérieure à V_{TFL} , alors la densité de courant J est de nouveau proportionnelle à V^2 [Seg 2000].

IV.C.3) Transport ionique

Sous l'action d'un champ électrique, les ions positifs et négatifs peuvent contribuer à la conduction. Certes, leur mouvement est beaucoup plus faible que celui des électrons (1000 fois plus lourds), mais possible. Comme cela a été vu précédemment, leur origine peut être intrinsèque ou extrinsèque. Par l'activation thermique ou/et sous l'effet du champ électrique, les ions réalisent des sauts entre site au-dessus de la barrière de potentiel [Mal 2017]. L'équation de densité de courant s'écrit [Dis 1992] :

$$J_{ion} = 2 \cdot n_{ion} \cdot \lambda \cdot \nu \cdot e^{\frac{-\Delta G}{k_B T}} \cdot \sinh \frac{q\lambda E}{2k_B T} \quad (\text{Eq.1.8})$$

où ΔG est l'énergie libre de Gibbs, λ est la distance inter-piège, ν est la fréquence de saut et n_{ion} représente la densité d'ions.

IV.D) Charges stabilisées

Nous avons résumé ci-dessus les mécanismes par lesquels les charges peuvent être générées ou déplacées. Il existe par ailleurs des phénomènes de stabilisation des charges qui peuvent correspondre à leur piégeage sur des pièges profonds, et des phénomènes liés à une non-homogénéité de l'isolant ou des contraintes qu'il subit.

IV.D.1) Effet Maxwell Wagner

Lorsque le système d'isolation est composé au minimum de deux matériaux, alors le champ électrique est directement impacté. En effet, en raison d'une différence de permittivité le champ électrique subit tout d'abord (à temps sous contrainte court) une discontinuité à l'interface des deux matériaux [Bod 2005]. De plus, si les deux matériaux diélectriques présentent des résistivités (ou conductivités) différentes, alors une accumulation de charge d'espace apparaît en fonction du temps à l'interface modifiant ainsi la répartition du champ électrique dans les deux matériaux diélectriques [Vu 2014]. Il est possible d'estimer la densité de charge interfaciale en régime stationnaire sur la base des équations de Maxwell-Wagner qui sont issues du théorème de Gauss et de l'équation de continuité :

$$\varepsilon_1 \cdot E_1 = \varepsilon_2 \cdot E_2 + \sum_{int} \quad (\text{Eq.1.9})$$

$$\sigma_1 \cdot E_1 = \sigma_2 \cdot E_2 \quad (\text{Eq.1.10})$$

Où ε_1 et ε_2 sont respectivement la permittivité du matériau 1 et 2, E_1 et E_2 sont respectivement le champ électrique vu par le matériau 1 et 2, σ_1 et σ_2 sont respectivement la conductivité du matériau 1 et 2 et \sum_{int} est la charge d'interface.

De plus, l'équation de Maxwell-Wagner permet de prédire la quantité de charge d'interface. Les conditions de température et de champ électrique impactent directement le signe et la quantité de charge d'interface. Leur signe peut être identifié par le ratio entre la conductivité et la permittivité [Vu 2017]. Si on prend l'exemple d'un câble miniature composé d'un système d'isolation EPR/XLPE où l'EPR est un caoutchouc éthylène-propylène [Del 2008], on peut voir sur la Figure 1.20 le changement de signe de la charge d'interface en fonction de la température appliquée pour un champ donné.

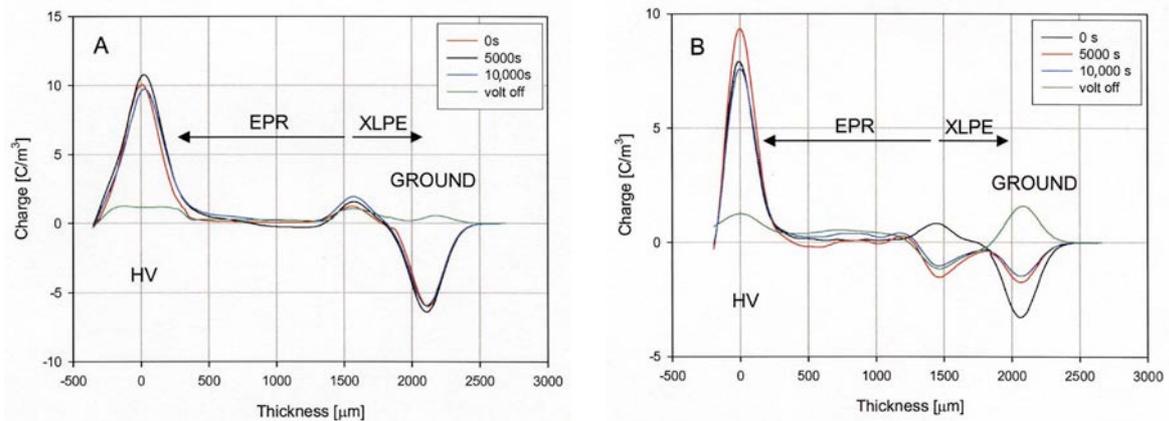


Figure 1.20 : Profils de densité de charge d'un mini-câble EPR/XLPE avec une tension appliquée de 60 kV à une température de (a) de 25°C et (b) de 70°C [Del 2008].

- **Chapitre 1 : État de l'art**

Sur la Figure 1.20.a, une température de 25°C est appliquée au câble. On a un ratio $\sigma_{XLPE}/\varepsilon_{XLPE} < \sigma_{EPR}/\varepsilon_{EPR}$, cela a pour conséquence de donner une charge d'interface Σ_{int} positive.

Sur la Figure 1.20.b, une température de 70°C est appliquée au câble. On a un ratio $\sigma_{XLPE}/\varepsilon_{XLPE} > \sigma_{EPR}/\varepsilon_{EPR}$, et ainsi une charge d'interface Σ_{int} négative.

En conséquence, le champ est plus élevé dans le XLPE dans le cas a et plus élevé dans le EPR dans le cas b.

IV.D.2) Gradient thermique

La répartition du champ électrique dans les polymères est fortement influencée par la température et la contrainte électrique. Il a été vu précédemment que des températures élevées sont présentes dans le milieu aéronautique. Par conséquent, se pose la question de l'impact du gradient thermique sur la répartition du champ électrique dans l'isolant. Dans le cas où le système d'isolation est monocouche, l'expression de la température en fonction du rayon est la suivante [Eol 1975] :

$$T(r) = T(r_e) + \frac{1}{2\pi\lambda} \int_r^{r_e} \frac{dr'}{r'} [W_c + w(r')] \quad (\text{Eq.1.11})$$

Où r_e est le rayon extérieur, λ est la conductivité thermique de l'isolant, W_c est la puissance dissipée par effet Joule dans l'âme du câble et $w(r')$ est la puissance dissipée par effet Joule dans l'isolant en fonction du rayon.

Étant donné que W_c est en général très grande devant $w(r')$, cette dernière est négligée donnant l'expression suivant [Eol 1975] :

$$T(r) = T(r_e) + \frac{W_c}{2\pi\lambda} \cdot \ln\left(\frac{r_e}{r}\right) \quad (\text{Eq.1.12})$$

La Figure 1.21 représente un profil de température au sein d'un isolant monocouche dans une configuration cylindrique [Tey 2013] qui dépend des conditions aux limites du câble.

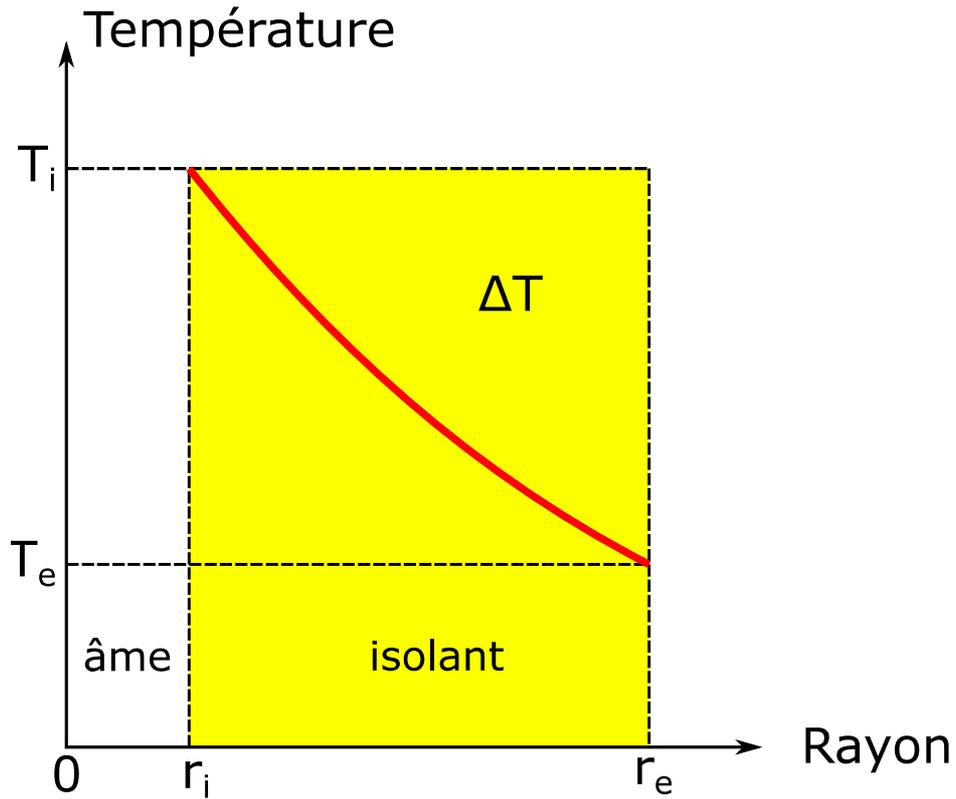


Figure 1.21 : Profil de température au sein d'un câble monocouche [Tey 2013].

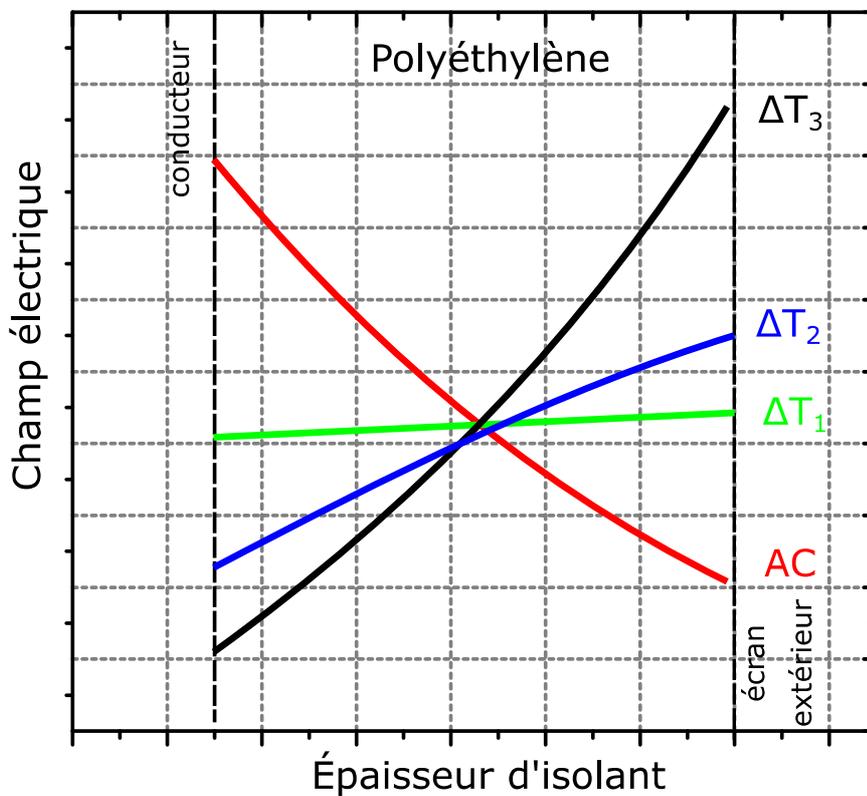


Figure 1.22 : Phénomène d'inversion du champ électrique dans un isolant à base polyéthylène dans un câble [Kha 1997].

• Chapitre 1 : État de l'art

De plus, si le gradient de température devient suffisamment grand, il est possible de voir la contrainte maximale du champ électrique s'inverser du conducteur interne vers l'écran extérieur [Fab 2008] et plus le gradient de température est élevé et plus l'inversion du champ électrique devient importante [Kha 1997] (Figure 1.22). Ce comportement s'explique par le fait que le champ est reporté sur les régions de l'isolation ayant la résistivité la plus élevée, en l'occurrence ici les régions les plus froides.

Sur la Figure 1.23, il a été constaté que le gradient de température a une influence significative sur l'accumulation de charge d'espace dans les câbles soumis à une contrainte DC [Fab 2008].

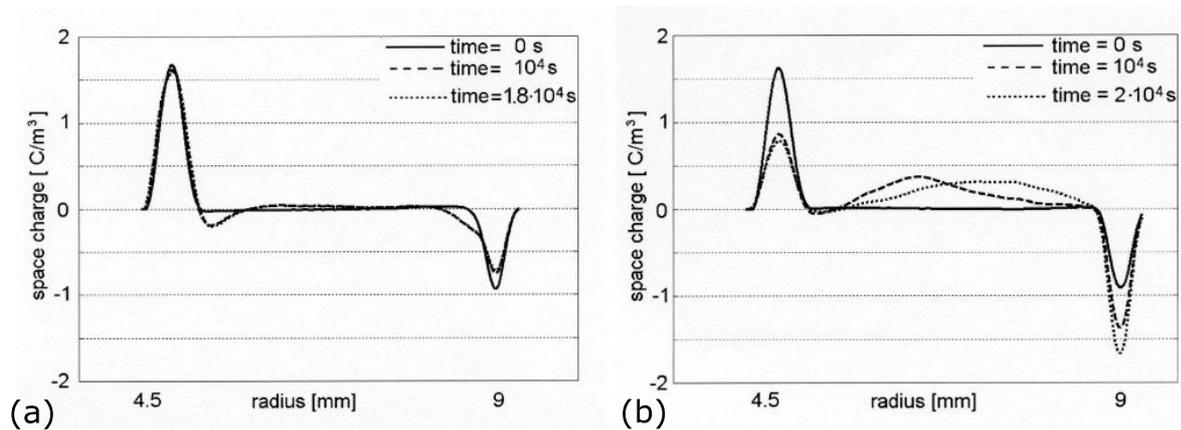


Figure 1.23 : Profils de distribution de densité de charges dans un câble sous tension DC de +90 kV pour un $\Delta T=0^{\circ}\text{C}$ (a) et $\Delta T=20^{\circ}\text{C}$ (b) [Fab 2008]

V) Les différentes techniques de mesure de charge d'espace

Pour mesurer la charge d'espace, il existe différentes méthodes de mesure développées depuis plusieurs années. Deux catégories peuvent être distinguées :

- Les méthodes dites sans résolution spatiale : elles permettent à partir de la mesure d'une grandeur macroscopique d'en déduire la quantité globale de charge d'espace présente dans le diélectrique. Cependant, ces méthodes ne donnent aucune indication sur la localisation des charges présentes dans le diélectrique et donc sur la distribution du champ électrique interne. La méthode des courants thermo-stimulés (TSC) est une méthode développée durant les années 70. Il s'agit d'une méthode destructive où l'état de charge est modifié pendant la mesure du courant sur une rampe de température. Elle a fait l'objet de nombreuses études en rapport avec les propriétés diélectriques et les phénomènes de relaxation dans les polymères [Van 1977, Van 1979, Yan 2014]. La méthode de mesure de potentiel de surface développée également dans les années 70, est utilisée pour la caractérisation électrique de matériaux polymères dont on veut mesurer la quantité de charge d'espace indirectement. Pour interpréter les phénomènes, des modèles numériques ont été développés [Llo 2004, Mol 2012]. La mesure ne peut être faite que pendant la phase de relaxation et la quantité de charge présente dans l'échantillon sera donnée indirectement et sans connaissance sur sa localisation.

- **Chapitre 1 : État de l'art**

- Les méthodes dites avec résolution spatiale : elles permettent de mesurer et de localiser la quantité de charge d'espace dans le diélectrique. Le principe général consiste à appliquer une perturbation non uniforme à l'échantillon et à mesurer une réponse porteuse d'information sur la quantité et la position des charges électriques dans l'échantillon. Pour les méthodes dites thermiques, on peut imposer à l'échantillon un échelon de température ou un apport de chaleur. Pour les méthodes dites acoustiques, on peut appliquer à l'échantillon une impulsion électrique et mesurer la réponse acoustique ou appliquer une onde acoustique et mesurer une réponse électrique. Enfin, un traitement mathématique est généralement appliqué au signal obtenu afin d'estimer la quantité de charge dans le diélectrique.

Nous allons dans cette partie, nous intéresser qu'aux méthodes dites avec résolution spatiale.

V.A) Méthodes thermiques

Les méthodes thermiques consistent à créer un gradient thermique au sein de l'échantillon. L'énergie thermique absorbée diffuse et génère des déformations et des modifications locales de la permittivité. Ces modifications modifient la densité de charges d'influence sur les électrodes, et donc un courant entre les électrodes de l'échantillon est produit. Les variations générées sont minimes mais, donnent une bonne sensibilité ($0,1 \text{ mC/m}^3$) et résolution spatiale ($1 \mu\text{m}$ près de l'électrode chauffée), étant donné que le rendement de transfert thermique est meilleur que celui d'un transfert mécanique [Tou 2007].

V.A.1) Méthodes LIMM et FLIMM

La LIMM (*Laser Intensity Modulation Method*), dont le principe est représenté Figure 1.24 est une méthode qui consiste à apporter, à un échantillon pris entre deux électrodes à la masse, un apport de chaleur modulé en intensité par un faisceau laser [Lan 1986, Lan 2004, Lan 1981]. Le faisceau laser est alors à l'origine d'un gradient de température non uniforme dans l'échantillon. La position des charges varie relativement aux électrodes et la permittivité est modifiée transitoirement dans l'échantillon ce qui modifie l'équilibre électrostatique. Le retour à l'équilibre électrostatique est à l'origine d'un courant entre les électrodes $I_{cc}(f)$ dont l'expression est :

$$I_{cc}(f) = \frac{2\pi j f A}{L} \int_0^L r(z).T(z, f) dz \quad (\text{Eq.1.13})$$

- Chapitre 1 : État de l'art

où $r(z) = p(z) - (\alpha_x - \alpha_\epsilon) \cdot \epsilon_r \cdot E(z)$ est la fonction de charge, A est la surface de la zone chauffée, L est l'épaisseur du diélectrique, f est la fréquence de modulation du laser, $T(z, f)$ est la distribution de la température exprimée en Kelvin, α_ϵ est la variation de la permittivité relative du diélectrique en fonction de la température, α_x est le coefficient de dilatation thermique du matériau et $p(z)$ est le coefficient pyroélectrique. La distribution de charge d'espace est ensuite obtenue par déconvolution.

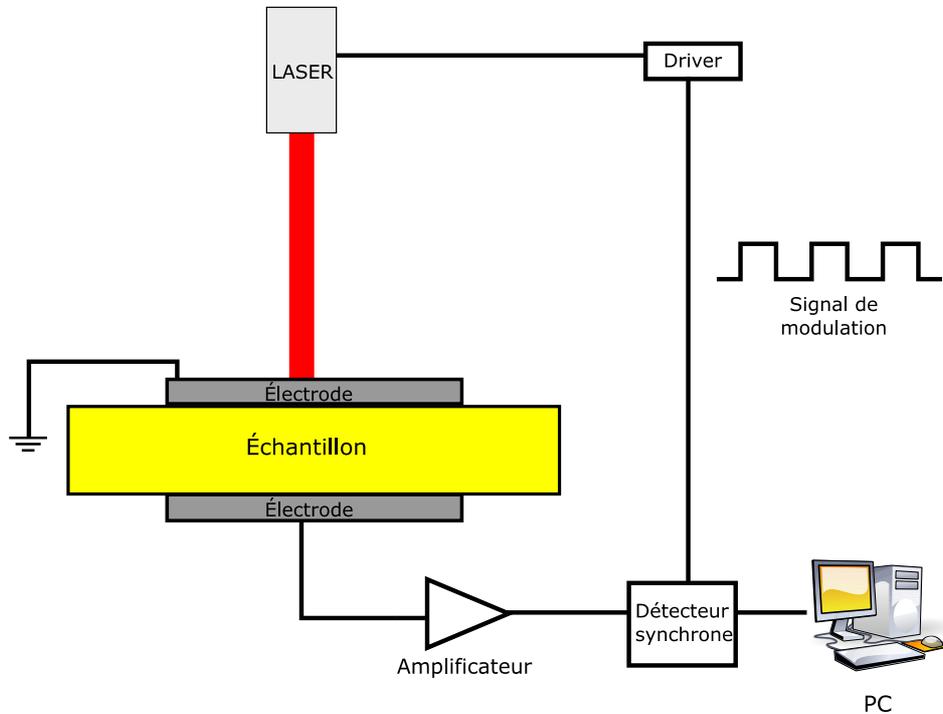


Figure 1.24 : Schéma de principe de la LIMM.

La FLIMM (*Focused Laser Intensity Modulation Method*), Figure 1.25, reprend le principe de fonctionnement de la LIMM mais dans ce cas on focalise le faisceau laser. En balayant la surface de l'échantillon avec le faisceau il est alors possible de réaliser des cartographies 3D de la charge d'espace avec une résolution de l'ordre du micromètre [Mar 2002, Pha 2009].

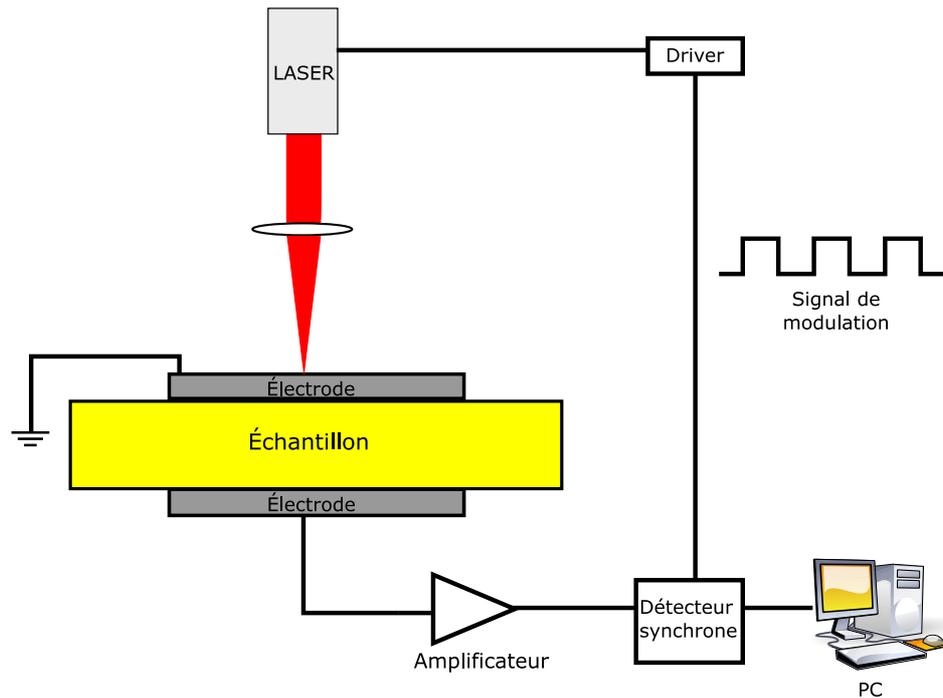


Figure 1.25 : Schéma de principe de la FLIMM [Vel 2018]

La méthode (F)LIMM sonde de faibles épaisseurs d'isolant pour créer un gradient de température. Elle a été principalement utilisée sur des échantillons plans de faible épaisseur. Elle peut difficilement s'envisager pour des câbles aéronautiques compte tenu de l'épaisseur d'isolant.

V.A.2) Méthode TSM

La TSM (*Thermal Step Method*), illustrée à la Figure 1.26, consiste à appliquer un échelon de température à la surface du diélectrique [Not 2001, Tou 1997, Vel 1994]. Pour cela, on fait circuler un liquide chaud (ou froid) dans un radiateur en contact avec l'échantillon, l'équilibre électrostatique est perturbé et un courant est alors mesuré permettant de remonter au champ électrique puis à la densité de charge.

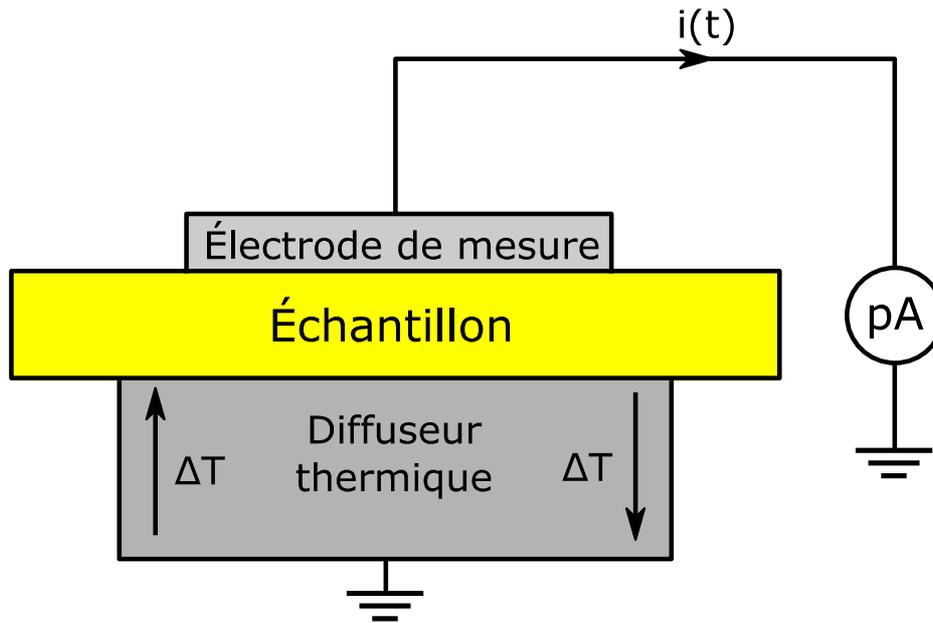


Figure 1.26 : Schéma de principe de la TSM

La méthode TSM est aussi utilisée dans une configuration câble [Agn 2002, Pla 2002, Bel 2003, Not 2009], le principe de la méthode reste la même à la différence où une contrainte électrique est appliquée à l'âme du câble. La résolution de la méthode dépend en partie de l'homogénéité du matériau [Imb 2016], qui rend son utilisation très complexe à mettre en œuvre pour les câbles aéronautiques.

V.A.3) Méthode TPM

La TPM (*Thermal Pulse Method*), Figure 1.27, consiste à apporter un échelon de chaleur par un faisceau laser sur la face métallisée de l'échantillon [Col 1975]. La principale différence avec la LMM est que son faisceau laser n'est pas modulé en intensité. On mesure avec cette méthode un courant $i(t)$ portant l'information de la distribution de charge qui est obtenue après un traitement numérique

$$i(t) = \frac{S}{d_e} \int_0^{d_e} \left\{ \alpha_p \cdot p_l(x) - (\alpha_x - \alpha_\varepsilon) \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot E(x) \right\} \cdot \frac{\partial}{\partial t} T(x, t) \cdot dx \quad (\text{Eq.1.14})$$

où S est la surface de l'électrode, d_e est l'épaisseur de l'échantillon, p_l est la distribution de polarisation dans l'échantillon, α_p est le coefficient de variation de la polarisation avec la température $\left(\frac{1}{p_1}\right)\left(\frac{dp_1}{dT}\right)$. Il est aussi possible de faire des mesures en soumettant simultanément l'échantillon à une contrainte électrique [Col 1976, Hol 2006, Mel 2005].

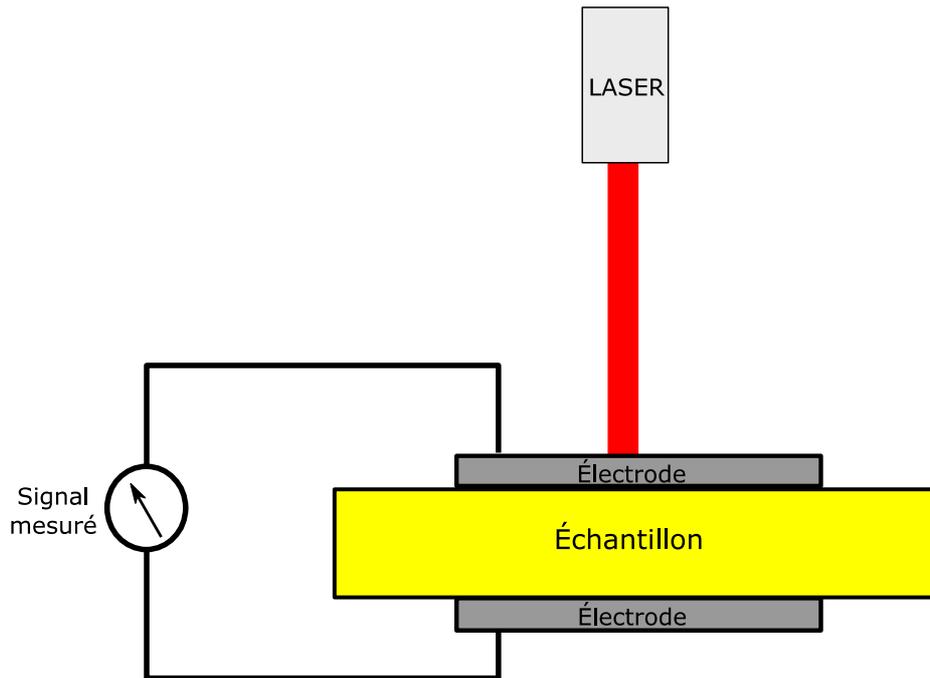


Figure 1.27 : Schéma de principe de la TPM.

Au même titre que la méthode (F)LIMM, la méthode TPM sonde de faibles épaisseurs en créant un gradient de température. En l'état la méthode n'est pas adaptée aux épaisseurs d'isolant des câbles aéronautiques.

V.B) Méthodes acoustiques

Les méthodes acoustiques utilisent une onde acoustique pour perturber ou porter l'information afin de quantifier la densité de charge dans le matériau. Un des principaux avantages de ces méthodes est la rapidité de mesure, car elle est liée à la célérité du son qui se propage dans le matériau (la célérité du son dépend du matériau sondé mais, en moyenne elle est supérieure à 1000 m/s). Un des inconvénients de ces méthodes est la sensibilité au bruit. En effet, l'amplitude du signal utile est faible et donc par conséquent sensible au bruit. Pour pallier à cela, il est nécessaire (sauf dans la méthode LIPP) de moyenniser de nombreuses mesures afin d'améliorer le rapport signal sur bruit (SNR)

V.B.1) Méthode PIPWP et LIPP

La méthode PIPWP (*Piezoelectrically Induced Pressure Wave Propagation*), Figure 1.28, consiste à émettre grâce à un transducteur piézoélectrique une onde acoustique dans l'échantillon. L'onde acoustique traversant le diélectrique provoque le mouvement des charges qui amène une modification des charges images aux électrodes. Ce phénomène se traduit par la création d'un courant ou d'une différence de potentiel mesurable [Hol 2003]. La possibilité de créer des ondes cylindriques avec des transducteurs piézoélectriques permet l'étude des câbles électriques. Cette méthode est aussi adaptée pour les mesures sous contrainte dynamique [Hol 1997].

- Chapitre 1 : État de l'art

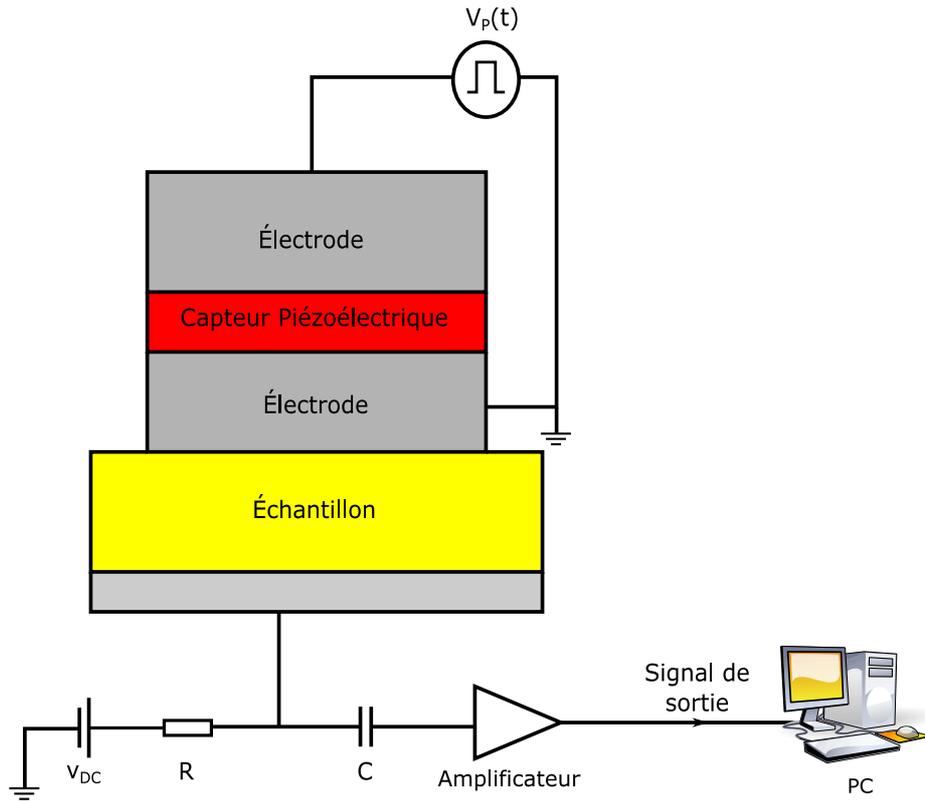


Figure 1.28 : Schéma de principe de la PIPWP

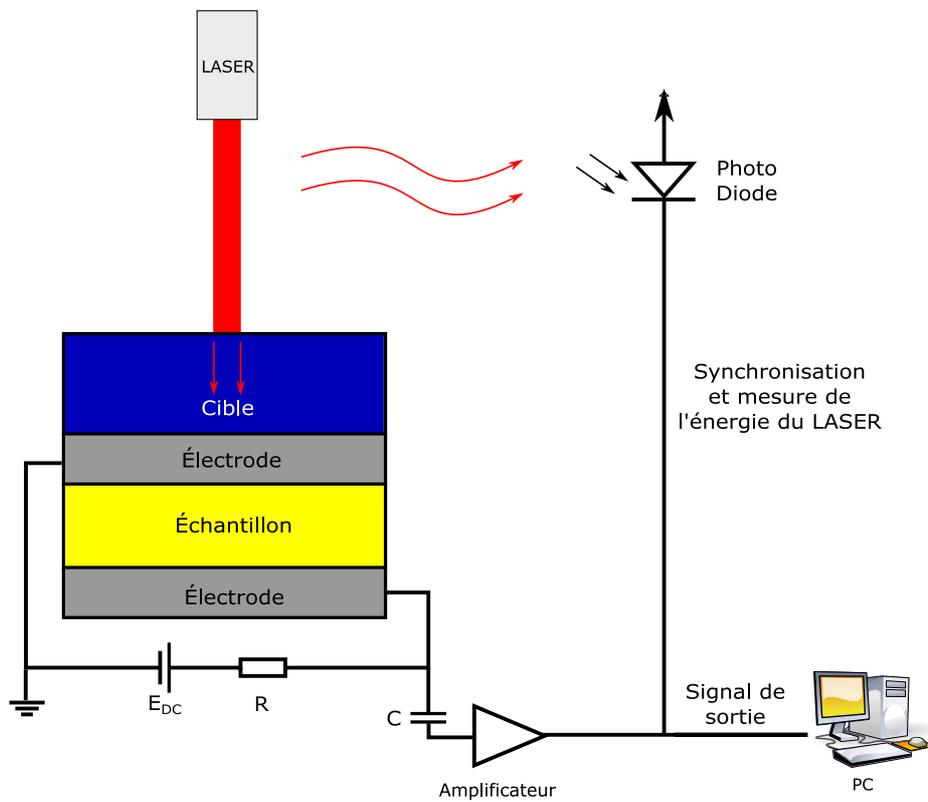


Figure 1.29 : Schéma de principe de la LIPP

- Chapitre 1 : État de l'art

La méthode LIPP (*Laser Induced Pressure wave Propagation*), Figure 1.29, est similaire à la méthode PIPWP, mais dans ce cas l'onde acoustique est générée par une impulsion laser d'une durée de quelques nanosecondes sur une cible dédiée [Fle 1995, Mal 2000]. Elle est utilisée encore aujourd'hui pour les mesures de charges d'espace sur des câbles de transmission d'énergie [Sun 2016].

V.B.2) Méthode PEA

La méthode PEA (*Pulsed Electro Acoustic*), dont le schéma de principe est donné à la Figure 1.30, a vu le jour au Japon dans les années 80, introduite par Takada, Maeno et al [Mae 1988, Mae 1989, Tak 1987]. La méthode consiste à appliquer une impulsion de tension à l'échantillon. Les charges électriques sous l'action de cette impulsion de tension sont soumises à des forces électrostatiques qui seront à l'origine d'ondes acoustiques qui seront captées grâce à un capteur piézoélectrique et amplifiées.

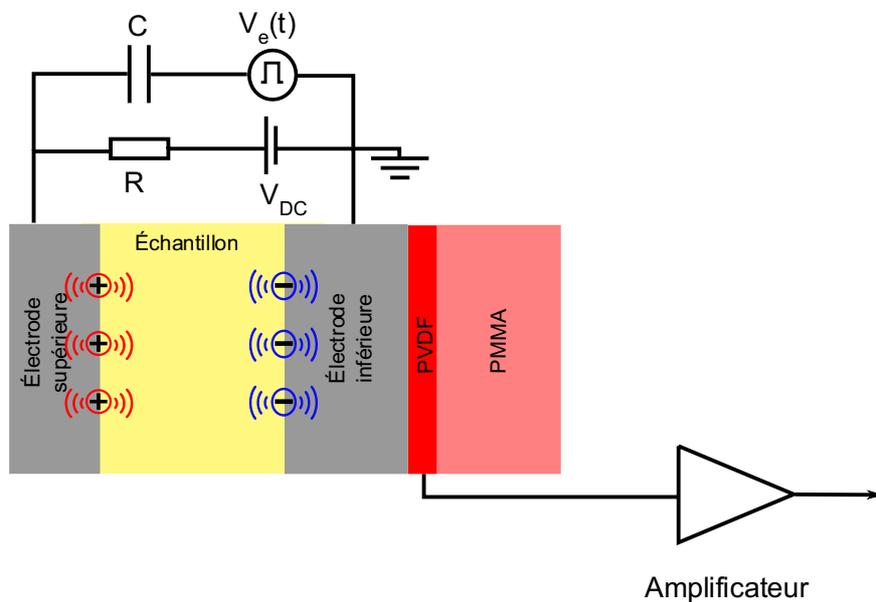


Figure 1.30 : Schéma de principe de la méthode PEA.

La méthode PEA a su évoluer pour s'adapter à des contraintes plus exigeantes, comme la PEA-3D [Ima 1995, Fuk 2001, Mae 2001] permettant de faire des mesures sur des matériaux à géométrie complexe ou encore la PEA-3H (*High voltage, High repetition, High spatial resolution*) [Fuk 2004a, Fuk 2004b] pour des mesures en haute tension (± 60 kV) avec une fréquence de répétition élevée (2 kHz) et une grande résolution spatiale (10 μ m). On dénombre également dans la littérature plusieurs variantes, comme la PEA sans contact [Ima 2004, Gri 2007], la PEA portable [Mae 2003]. La méthode PEA sera présentée plus en détail dans le chapitre suivant.

VI) Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit les différentes énergies non propulsives présentes dans les aéronefs, ainsi que les équipements qu'elles alimentent. On a pu voir ainsi que les avionneurs mettent en place de nouvelles technologies telle que la technologie MEA pour rendre les avions plus écologiques, mais aussi plus économiques. Cette technologie a pour objectif de remplacer l'énergie hydraulique et/ou l'énergie pneumatique par l'énergie électrique. Pour cela, il faut repenser les différents équipements hydrauliques et pneumatiques pour les adapter à l'énergie électrique tout en assurant les mêmes fonctionnalités. Des avions commerciaux sont déjà axés *Hydroless* tel que A380 ou *Bleedless* tel que le B787. Les avionneurs réfléchissent donc à de nouvelles technologies électriques qui remplaceraient la propulsion fossile par une propulsion électrique telle que la technologie AEA. Dans le cadre de cette thèse, une des tensions explorées est de 3kV DC et est envisagée pour EFAN X. La question posée est donc de savoir si les câbles actuellement utilisés dans les avions sont à même de supporter cette nouvelle contrainte, et de manière plus générale, quelles sont les exigences à mettre en place pour les câbles aéronautiques HVDC.

Dans un deuxième temps, les différentes gammes de câbles aéronautiques présentes dans les aéronefs d'Airbus et les modes de fonctionnement des câbles aéronautiques ont été présentés et comparés avec les câbles terrestres. En effet, les câbles terrestres conçus pour de la tension AC ont été testés en DC avec une élévation de la tension et la problématique de charges d'espace est apparue. Cette comparaison met en avant les différents paramètres à l'origine de l'apparition des charges d'espace tels que la tension appliquée, mais aussi le gradient de température.

Dans un troisième temps, nous nous sommes attardés sur l'impact des charges d'espace sur le champ électrique appliqué, sur les mécanismes de formation et de transport des charges dans l'isolant et sur l'effet Maxwell-Wagner, phénomène lié à l'apparition des charges d'espace à l'interface entre deux matériaux de permittivités et conductivités différentes. En effet, ce phénomène qui dépend de la température et du champ électrique est à prendre en compte dans les câbles aéronautiques qui possèdent un système d'isolation bicouche.

Enfin dans un dernier temps, on a présenté les différentes méthodes de mesure de charge d'espace existantes, se déclinant en deux catégories, les méthodes dites destructives et les méthodes non destructives qui se déclinent en deux sous-catégories les méthodes thermiques et les méthodes acoustiques.

Le choix de la méthode utilisée dans le cadre de cette thèse est la méthode PEA. En effet, de par sa prépondérance pour la mesure de charge d'espace dans les câbles terrestres, la méthode PEA semble être la plus appropriée pour la mesure de charge d'espace dans les câbles aéronautiques, notamment en termes de résolution spatiale. Cette technique sera présentée en détails au chapitre suivant.

Chapitre 2 : Méthode PEA

I) Introduction

Dans ce second chapitre, nous décrivons dans un premier temps la composition d'un banc PEA pour échantillons plan, ainsi que son principe de fonctionnement.

Dans un second temps, nous aborderons l'expression générale de la force électrostatique générée dans une cellule PEA ainsi que le principe de déconvolution utilisé lors d'une mesure PEA plan qui permet de remonter à l'information sur la distribution de densité de charge et de champ électrique.

Enfin, sera présenté le principe de fonctionnement d'une cellule PEA pour câbles dont la particularité est de générer des ondes acoustiques cylindriques mais, aussi qui dispose de plusieurs méthodes d'application de l'impulsion qui seront détaillées. Sera aussi présenté pas à pas, le principe de déconvolution des signaux PEA dans cette configuration.

II) Méthode PEA plan

II.A) Banc PEA plan

Dans le chapitre précédent, on a vu que la méthode PEA a vu le jour au Japon dans les années 80, introduite par Takada, Maeno et al [Mae 1988, Mae 1989, Tak 1987]. Le banc PEA est constitué d'une cellule PEA, de sources de tension, d'un oscilloscope et d'un PC. La cellule PEA représentée à la Figure 2.1 fait apparaître les éléments suivants :

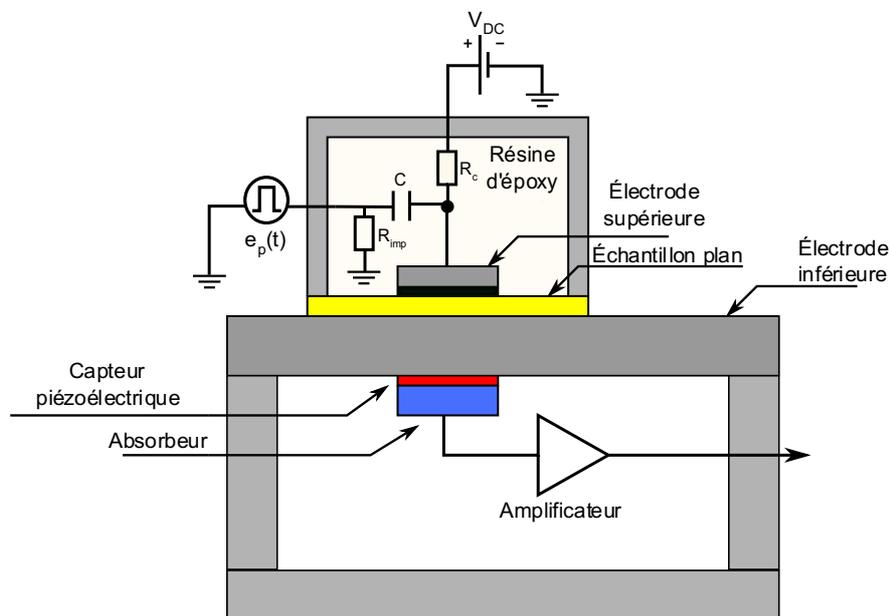


Figure 2.1 : Exemple de cellule PEA pour échantillon plan.

- Une tête PEA qui est composée d'une résistance d'adaptation d'impédance qui permet d'éviter la déformation de l'impulsion, d'un condensateur de découplage pour ne pas endommager le générateur de polarisation avec le générateur d'impulsion, d'une résistance de limitation de courant et d'une électrode semi-

• Chapitre 2 : Méthode PEA

conductrice qui permet de faire une adaptation d'impédance acoustique entre l'électrode et l'échantillon de mesure.

- Une électrode inférieure en aluminium et connectée à la masse. Elle a pour fonction de servir de ligne de retard lors de la transmission du signal acoustique permettant ainsi d'éviter le chevauchement des ondes incidentes avec les ondes réfléchies.
- Un capteur piézoélectrique qui a pour fonction de convertir l'onde acoustique en signal électrique. L'épaisseur du capteur piézoélectrique installé sur la cellule PEA définit pour partie la résolution spatiale du banc PEA.
- En fonction de l'épaisseur du capteur piézoélectrique, un absorbeur peut être ajouté. En effet, il permet de limiter la réflexion d'ondes acoustiques aux limites du capteur piézoélectrique à condition que les impédances acoustiques soient identiques.
- Un amplificateur faible bruit qui permet d'amplifier le signal électrique issu du capteur piézoélectrique et de le visualiser avec un oscilloscope.

Dans la Figure 2.2 nous visualisons un exemple de signal PEA brut d'un matériau non chargé.

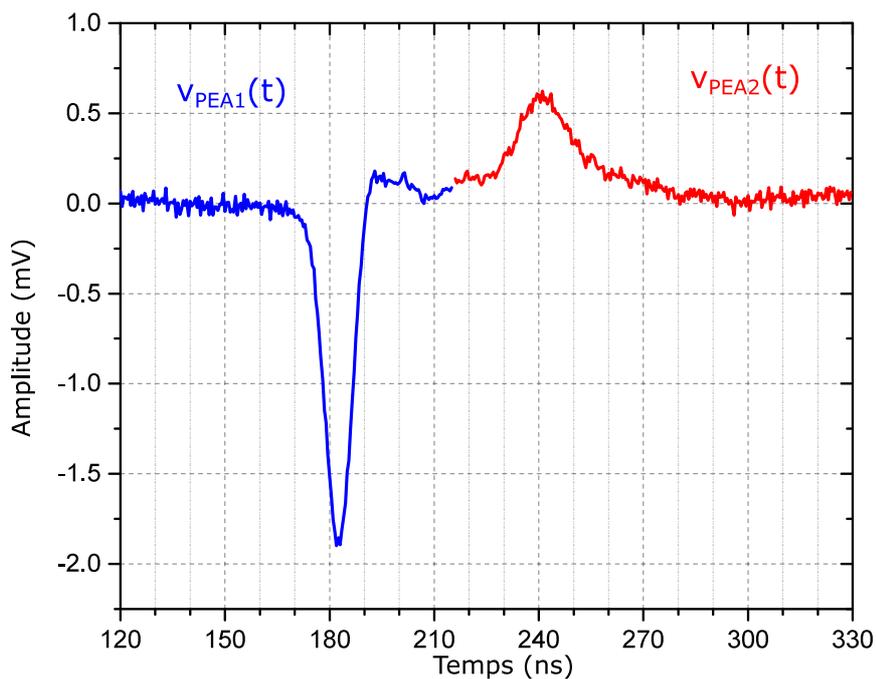


Figure 2.2 : Exemple de signal PEA brut.

On visualise ici 2 pics. Le premier pic appelé $v_{PEA1}(t)$ correspond à la réponse des charges capacitives à l'interface entre le matériau et l'électrode inférieure. Le second pic noté $v_{PEA2}(t)$ correspond à la réponse des charges capacitives à l'interface entre le matériau et l'électrode supérieure. Pour obtenir un signal bien distinct à l'oscilloscope quelques manipulations sont nécessaires. En effet, étant donné que le rapport signal sur bruit est faible, les signaux issus d'une impulsion unique de tension se retrouvent généralement noyés dans le bruit. Pour éviter

cela, on réalise un moyennage grâce à une fonction mathématique déjà installée dans l'oscilloscope nous permettant d'améliorer le rapport signal sur bruit.

Une fois le signal PEA récupéré, nous avons besoin de remonter au profil de densité de charge grâce à un algorithme de déconvolution. Mais, avant cela nous avons besoin de comprendre les forces mise en jeu à l'origine des différentes ondes acoustiques.

II.B) Expression de la force électrostatique

L'expression générale de la force électrostatique lors d'une mesure PEA est la suivante [Hol 2000]:

$$\vec{f} = \rho \cdot \vec{E} + \vec{P} \cdot \vec{\nabla}(\vec{E}) - \frac{1}{2} \cdot E^2 \cdot \vec{\nabla}(\varepsilon) - \frac{1}{2} \cdot \vec{\nabla}(a \cdot E^2) - \vec{\nabla}(\vec{e} \cdot \vec{E}) \quad (\text{Eq.2.1})$$

Où \vec{E} est le champ électrique. Les différentes contributions formant la force à l'origine des ondes acoustiques sont les suivantes :

- Le premier terme représente la force coulombienne agissant sur les charges d'espace ρ dans l'isolant.
- Le deuxième terme correspond à une force due à la présence de dipôles permanents \vec{P} .
- Le troisième terme représente la force due à la non homogénéité de la permittivité ε du diélectrique.
- Le quatrième terme correspond à la force d'électrostriction, elle dépend de la force volumique que subit l'isolant amenant une variation de permittivité qui est représentée par le coefficient d'électrostriction a .
- Le dernier terme correspond à la force due à l'effet piézoélectrique \vec{e} .

Lorsque on ajoute le générateur d'impulsion \vec{E} devient $\vec{E} + \Delta\vec{E}$ et la force à l'origine des ondes acoustiques \vec{f} devient $\vec{f} + \Delta\vec{f}$. Alors l'équation Eq.2.1 devient :

$$\vec{f} + \Delta\vec{f} = \rho \cdot (\vec{E} + \Delta\vec{E}) + \vec{P} \cdot \vec{\nabla}(\vec{E} + \Delta\vec{E}) - \frac{1}{2} \cdot (E + \Delta E)^2 \cdot \vec{\nabla}(\varepsilon) - \frac{1}{2} \cdot \vec{\nabla}(a \cdot (E + \Delta E)^2) - \vec{\nabla}(\vec{e} \cdot (\vec{E} + \Delta\vec{E})) \quad (\text{Eq.2.2})$$

Si nous ne considérons plus que la force transitoire $\Delta\vec{f}$, alors l'équation Eq.2.2 devient :

$$\Delta\vec{f} = \rho \cdot \Delta\vec{E} + \vec{P} \cdot \vec{\nabla}(\Delta\vec{E}) - E \cdot \Delta E \cdot \vec{\nabla}(\varepsilon) - \frac{1}{2} \cdot \Delta E^2 \cdot \vec{\nabla}(\varepsilon) - \frac{1}{2} \cdot \vec{\nabla}(2 \cdot a \cdot E \cdot \Delta E) - \frac{1}{2} \cdot \vec{\nabla}(a \cdot \Delta E^2) - \vec{\nabla}(\vec{e} \cdot \Delta\vec{E}) \quad (\text{Eq.2.3})$$

Étant donné que l'onde de pression suit une seule direction, alors l'expression de la force transitoire f sur le plan 1D est la suivante, où E_p représente le champ perturbateur :

$$f(x, t) = \rho \cdot E_P(x, t) + \Pi \cdot \frac{\partial}{\partial x} (E_P(x, t)) - E_{DC}(x) \cdot E_P(x, t) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{1}{2} \cdot E_P^2 \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (e \cdot E_P(x, t)) - \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (2 \cdot a \cdot E_{DC}(x) \cdot E_P(x, t)) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (a \cdot E_P^2(x, t)) \quad (\text{Eq.2.4})$$

Les matériaux étudiés sont dépourvus de dipôles permanents et la force due à l'effet piézoélectrique donc l'impact est négligeable, alors l'équation Eq.2.4 devient :

$$f(x, t) = \rho \cdot E_P(x, t) - E_{DC}(x) \cdot E_P(x, t) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \frac{1}{2} \cdot E_P^2 \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - a \cdot \frac{\partial}{\partial x} (E_{DC}(x) \cdot E_P(x, t)) - \frac{a}{2} \frac{\partial}{\partial x} (E_P^2(x, t)) \quad (\text{Eq.2.5})$$

II.C) Déconvolution sur un échantillon plan

On considère à la Figure 2.3 un échantillon d'épaisseur l_e , ayant des charges négatives de densité surfacique σ , localisées à la profondeur x et correspondant à la quantité de charge volumique ρ comprise dans une section d'épaisseur dx .

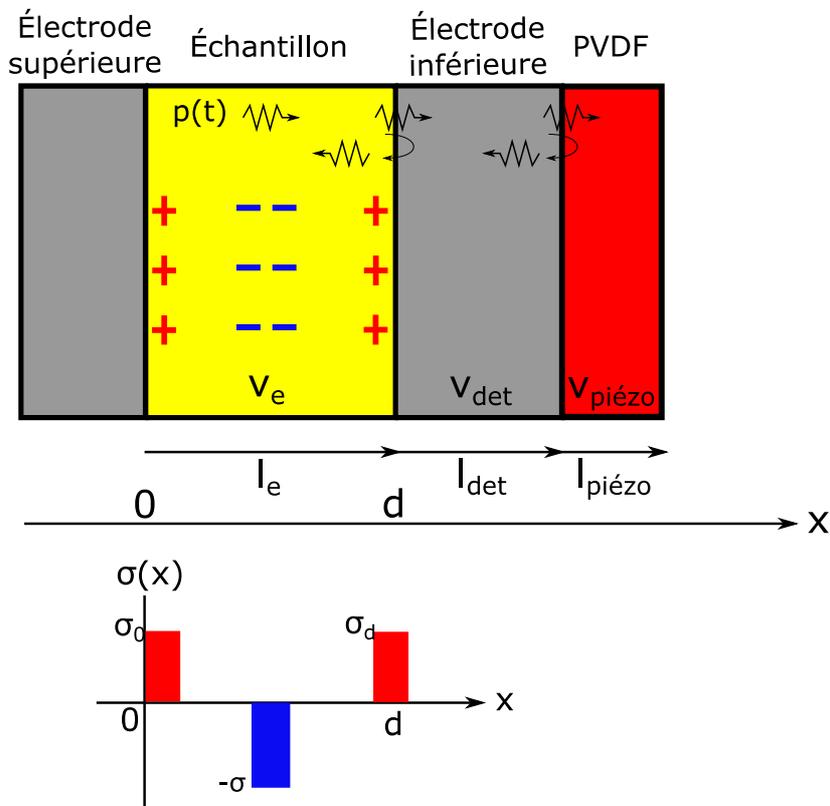


Figure 2.3 : Exemple de matériau chargé lors d'une mesure PEA

- **Chapitre 2 : Méthode PEA**

Afin d'assurer l'équilibre électrostatique, des charges apparaissent aux électrodes par influence totale ; ce sont les charges images σ_0 et σ_d :

$$\sigma_0 = \left(\frac{x - l_e}{l_e} \right) \rho \cdot dx \quad (\text{Eq.2.6})$$

$$\sigma_d = - \left(\frac{x}{l_e} \right) \rho \cdot dx \quad (\text{Eq.2.7})$$

où dx est l'épaisseur de la zone chargée.

On suppose que l'échantillon est composé de couches d'épaisseur infinitésimale Δx chacune considérée comme homogène, indéformable et retrouvant sa position initiale par élasticité. Lors de l'application d'une impulsion de champ $\Delta E(t)$ sur une densité surfacique $\sigma(C/m^2)$ de surface $S(m^2)$, chaque couche infinitésimale subit une force transitoire nommée $f(x, t)$. On suppose la permittivité homogène, le facteur d'électrostriction négligeable, et une absence de polarisation rémanente. Au vu des différentes hypothèses choisies, seule la force coulombienne est exprimée, ainsi l'équation Eq.2.5 devient :

$$f(x, t) = \sigma(x) \cdot \Delta x \cdot S \cdot \Delta E(t) \quad (\text{Eq.2.8})$$

La pression élémentaire $p_\Delta(x, t)$ s'écrit :

$$p_\Delta(x, t) = \frac{f(x, t)}{S} = \sigma(x) \cdot \Delta x \cdot \Delta E(t) \quad (\text{Eq.2.9})$$

L'onde se propage jusqu'au capteur piézoélectrique et lorsque la pression est vue par le capteur piézoélectrique, alors on peut écrire :

$$p_\Delta(x, t) = \sigma(x) \cdot \Delta x \cdot \Delta E \left(t - \frac{l_{det}}{v_{det}} - \frac{x}{v_e} \right) \quad (\text{Eq.2.10})$$

En additionnant l'ensemble des contributions de chaque couche élémentaire, on obtient la pression totale $p(t)$ tel que :

$$p(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_\Delta(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(x) \cdot \Delta x \cdot \Delta E \left(t - \frac{l_{det}}{v_{det}} - \frac{x}{v_e} \right) \quad (\text{Eq.2.11})$$

Si on pose $\tau = \frac{x}{v_e}$ et $\rho(x) = \sigma(\tau \cdot v_e) = r(\tau)$, alors l'expression devient :

$$p(t) = v_e \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta E\left(t - \frac{l_{det}}{v_{det}} - \tau\right) r(\tau) \cdot d\tau \quad (\text{Eq.2.12})$$

L'onde de pression $p(t)$ peut subir des réflexions aux différentes interfaces. En effet, si les différents matériaux rencontrés par l'onde acoustique ont des impédances acoustiques différentes, alors le signal subira une réflexion. L'expression écrite précédemment est un produit de convolution dans le domaine temporel. Donc en passant dans le domaine fréquentiel, cette convolution devient un simple produit. Pour passer du domaine temporel au domaine fréquentiel, on applique une transformée de Fourier et l'expression devient :

$$P(f) = FFT[p(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[v_e \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta E\left(t - \frac{l_{det}}{v_{det}} - \tau\right) \cdot r(\tau) \cdot d\tau \right] e^{-i2\pi f t} dt \quad (\text{Eq.2.13})$$

$$P(f) = v_e \cdot R(f) \cdot \Delta E(f) \cdot e^{-i2\pi f \frac{l_{det}}{v_{det}}} \quad (\text{Eq.2.14})$$

où $R(f)$ est la transformée de Fourier de la densité de charge et $\Delta E(f)$ l'impulsion de champ électrique dans le domaine fréquentiel. On peut relier le champ électrique vu aux bornes du capteur piézoélectrique à la contrainte mécanique grâce aux lois de la piézoélectricité [ANS 1996]. En intégrant le champ électrique sur l'épaisseur du capteur piézoélectrique on obtient la tension aux bornes du capteur qui représente la réponse électrique des charges d'espace.

Alors, on note V_{PEA} le signal brut amplifié et mesuré en sortie du capteur piézoélectrique, tel que :

$$V_{PEA}(f) = H_{PEA}(f) \cdot R(f) \quad (\text{Eq.2.15})$$

où $H_{PEA}(f)$ représente la fonction de transfert du système. Donc pour calculer la charge $R(f)$, il nous faut connaître la fonction de transfert $H_{PEA}(f)$. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser une étape de calibration et un algorithme de déconvolution.

L'étape de calibration consiste à appliquer à l'échantillon une tension de polarisation afin d'appliquer un champ électrique connu et de connaître les charges capacitives aux électrodes. Cette étape permet d'identifier la réponse de la cellule de mesure. Pour cela, différentes approches ont été développées et nous présenterons ici celles proposées par Maeno [Mae 1988, Mae 1999] et par Arnaout [Arn 2011].

II.C.1) Méthode de calibration de Maeno

Pour la méthode dite Maeno, afin de déterminer la fonction de transfert de la cellule PEA, une hypothèse sur la distribution de charge assimilée à un Dirac de charge est effectuée (Figure 2.4).

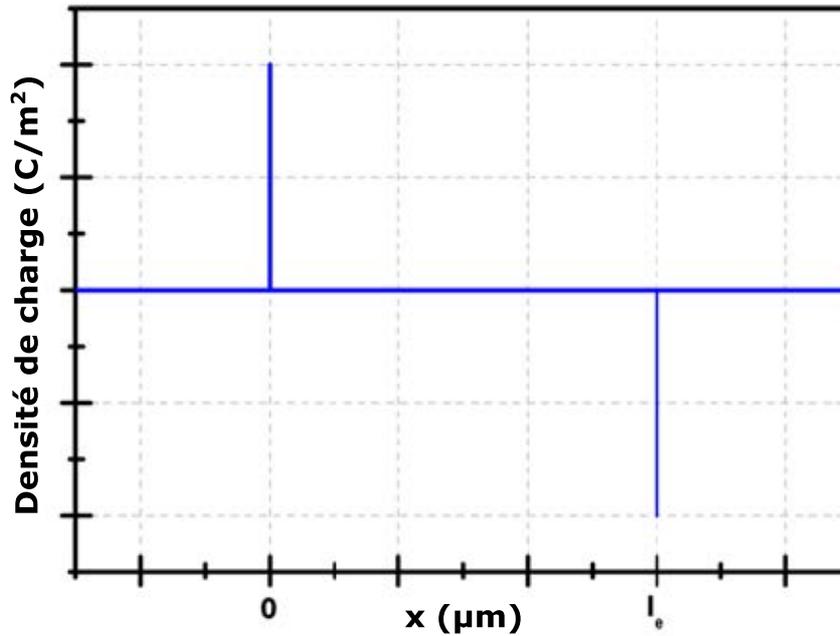


Figure 2.4 : Hypothèse de distribution de charge sous la forme de Dirac.

On peut donc écrire :

$$\sigma_{cal} = C_s \cdot V_{pol} \quad (\text{Eq.2.16})$$

où $C_s = \frac{\epsilon}{l_e}$ est la capacité surfacique, V_{pol} est la tension de polarisation et l_e est l'épaisseur de l'échantillon.

Dans le domaine fréquentiel on a :

$$V_{ref}(f) = H_{PEA}(f) \cdot R_{cal}(f) \quad (\text{Eq.2.17})$$

où $V_{ref}(f)$ est la transformée de Fourier du signal utile de référence, $R_{cal}(f)$ est la charge de calibration et $H_{PEA}(f)$ est la fonction de transfert du système. On obtient donc :

$$H_{PEA}(f) = V_{ref}(f) \cdot \frac{l_e}{\varepsilon \cdot V_{pol}} \quad (\text{Eq.2.18})$$

Maintenant que nous connaissons l'expression de $H_{PEA}(f)$ nous pouvons remonter à l'information sur la densité de charge avec l'équation Eq.2.17 qui devient :

$$R(f) = \frac{V_{PEA}(f)}{H_{PEA}(f)} \quad (\text{Eq.2.19})$$

Un filtre gaussien a été ajouté juste après la division spectrale. Ce filtre a pour objectif d'éliminer les hautes fréquences.

$$\sigma(x) = FFT^{-1} \| R(f) * F_{gauss} \| \quad (\text{Eq.2.20})$$

II.C.2) Méthode de calibration d'Arnaout

Dans l'approche développée par Arnaout [Arn 2011] une autre hypothèse est faite sur la distribution de charge. La charge aux interfaces ρ_{cal} est assimilée à une gaussienne et n'est plus surfacique mais volumique. Ici le filtre gaussien a été ajouté directement dans l'hypothèse de charge (Figure 2.5).

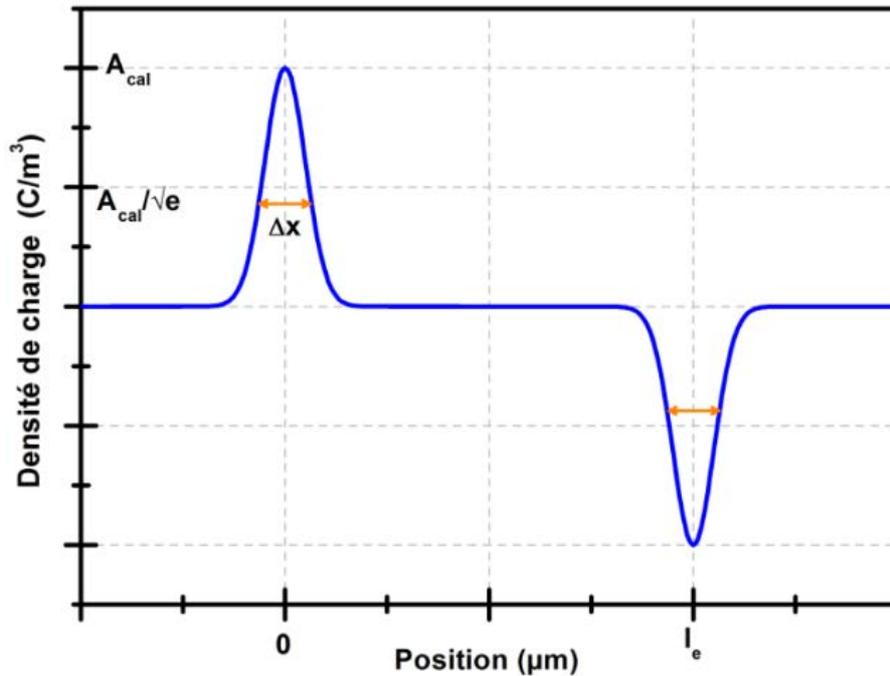


Figure 2.5 : Hypothèse de distribution de charge sous la forme d'une gaussienne [Arn 2011].

- **Chapitre 2 : Méthode PEA**

On peut donc écrire :

$$\rho_{cal} = C \cdot v_{pol} = \int_{-\infty}^{+\infty} A_{cal} \cdot e^{\frac{-2(x-x_0)^2}{\Delta x}} \cdot dx = \frac{A_{cal} \cdot \Delta x}{\sqrt{\frac{\pi}{2}}} = \frac{\varepsilon \cdot v_{pol}}{l_e} \quad (\text{Eq.2.21})$$

où A_{cal} est l'amplitude maximale de la gaussienne, Δx est la largeur à mi-hauteur, v_{pol} est la tension de polarisation et x_0 est la position qui correspond à la valeur maximum de la gaussienne.

La méthode de calcul est basée sur l'utilisation d'une matrice de Toeplitz [Gra 2006]. On note H_{hyp} la matrice de transfert déterminée grâce à la densité de charge d'hypothèse, telle que :

$$v_{ref} = H_{hyp} \cdot h_{pea} \quad (\text{Eq.2.22})$$

Avec la matrice H_{hyp} on peut maintenant calculer la réponse impulsionnelle :

$$h_{pea} = H_{hyp}^{-1} \cdot v_{ref} \quad (\text{Eq.2.23})$$

La fonction de transfert H_{PEA} est construite en utilisant la réponse h_{pea} :

$$H_{PEA} = \begin{bmatrix} h_{pea1} & \cdots & h_{peaN} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ h_{peaN} & \cdots & h_{pea1} \end{bmatrix} \quad (\text{Eq.2.24})$$

On peut maintenant calculer la densité de charge :

$$\rho = H_{PEA}^{-1} \cdot v_{PEA} \quad (\text{Eq.2.25})$$

III) Méthode PEA sur un échantillon cylindrique

III.A) Génération de l'onde dans le cas d'un échantillon cylindrique

Dans les années 90, apparaît pour la première fois un système PEA destiné à la mesure des profils de charge d'espace sur câbles [Yas 1991, Hoz 1992, Liu 1993]. Le procédé de mesure reste le même qu'avec des échantillons plans (Figure 2.6). On applique une impulsion de tension à l'échantillon dans lequel les charges présentes se mettent à osciller autour leurs positions d'équilibre générant ainsi des ondes acoustiques dont l'amplitude est proportionnelle à la quantité de charge. L'onde acoustique est ensuite convertie en signal électrique au travers d'un capteur piézoélectrique. Le signal est ensuite amplifié et traité numériquement par un algorithme de déconvolution.

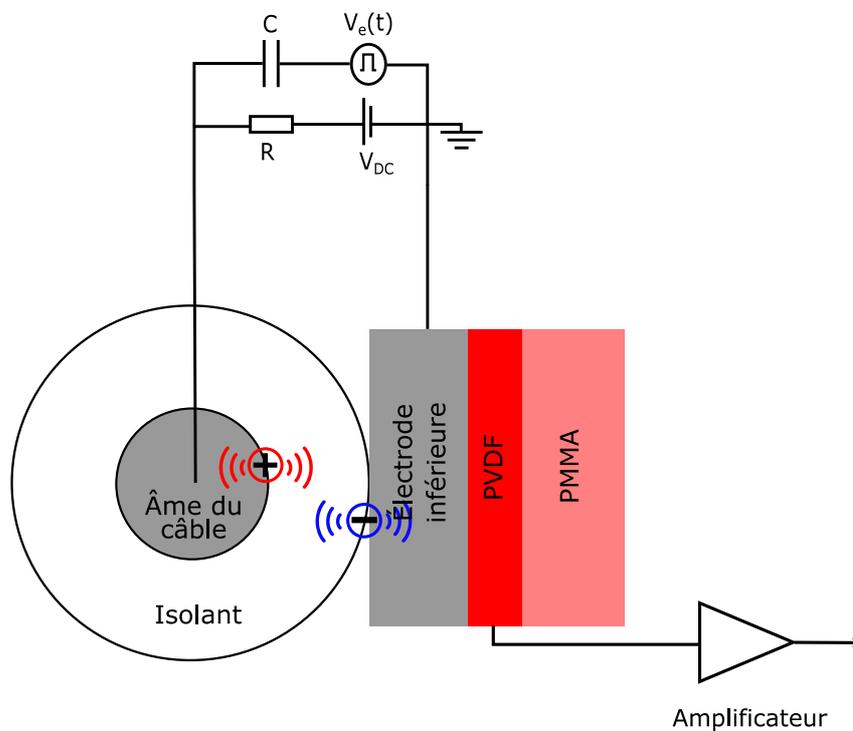


Figure 2.6 : Schéma de principe d'un banc PEA sur câble.

À la différence de la méthode PEA plan, dans le cas d'un échantillon cylindrique il existe plusieurs principes d'application de l'impulsion sur les échantillons de câbles [Bog 2006]:

- L'impulsion est appliquée directement sur l'âme du câble.
- L'impulsion est appliquée par le biais de l'écran semi-conducteur disposé sur la partie externe du câble.
- L'impulsion est appliquée par l'intermédiaire de la cellule PEA.

- **Chapitre 2 : Méthode PEA**

Comme on peut le voir sur la Figure 2.6 la tension d'impulsion est appliquée directement sur l'âme du câble. Pour cela, on utilise un condensateur de découplage qui nous permet de connecter le générateur de polarisation et le générateur d'impulsion. Cette méthode présente plusieurs limites. Premièrement, lors de l'application d'une très haute tension, la capacité doit supporter les très hautes tensions et par conséquent devenir un composant volumineux.

Deuxièmement, l'utilisation d'un condensateur nous impose une valeur fixe et in fine amène des problèmes d'adaptation d'impédance avec la capacité linéique des câbles de mesure. Ainsi, la tension d'impulsion peut être déformée et réfléchié durant la propagation dans le câble.

La Figure 2.7 présente la solution avec l'impulsion appliquée sur l'écran semi-conducteur du câble. Dans ce cas, le câble est lui-même son propre condensateur de découplage. Dans cette configuration, on supprime les problèmes d'adaptation d'impédance et par conséquent des problèmes de réflexions.

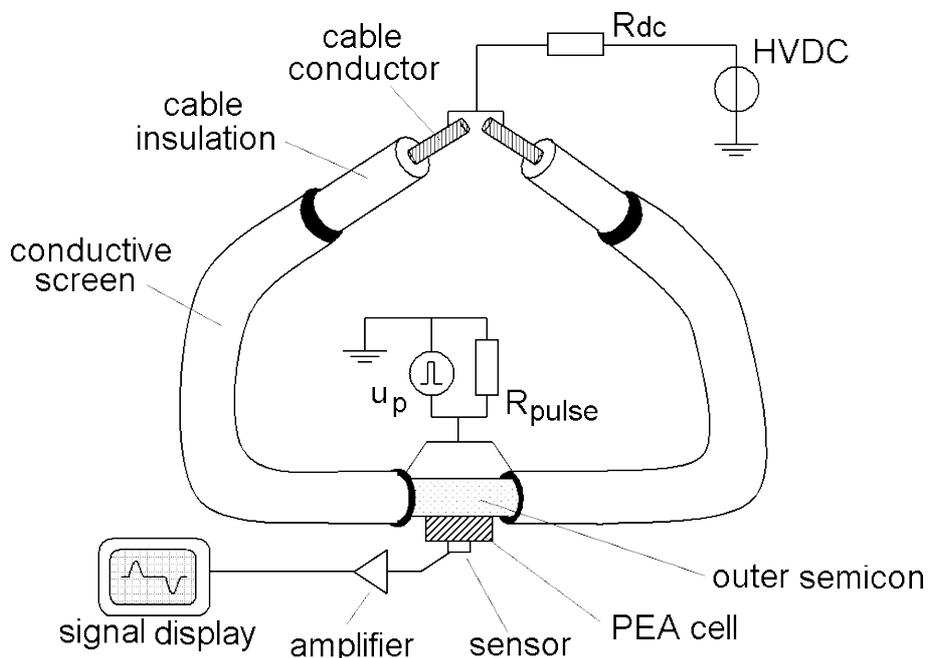


Figure 2.7 : Banc PEA dans lequel l'impulsion est appliquée via l'écran extérieur [Bod 2006a].

La Figure 2.8 présente l'application de l'impulsion sur la cellule PEA. L'écran semi-conducteur est directement mis en contact avec la cellule PEA. Le câble de mesure sert de condensateur de découplage mais dans le même temps, l'application de la tension d'impulsion au travers de la cellule PEA ne nous permet plus de connecter directement les équipements de mesure à la cellule PEA. Pour cela, une conversion électro-optique est nécessaire pour assurer une isolation galvanique entre la cellule PEA et les équipements de mesure pour garantir le bon fonctionnement du banc PEA.

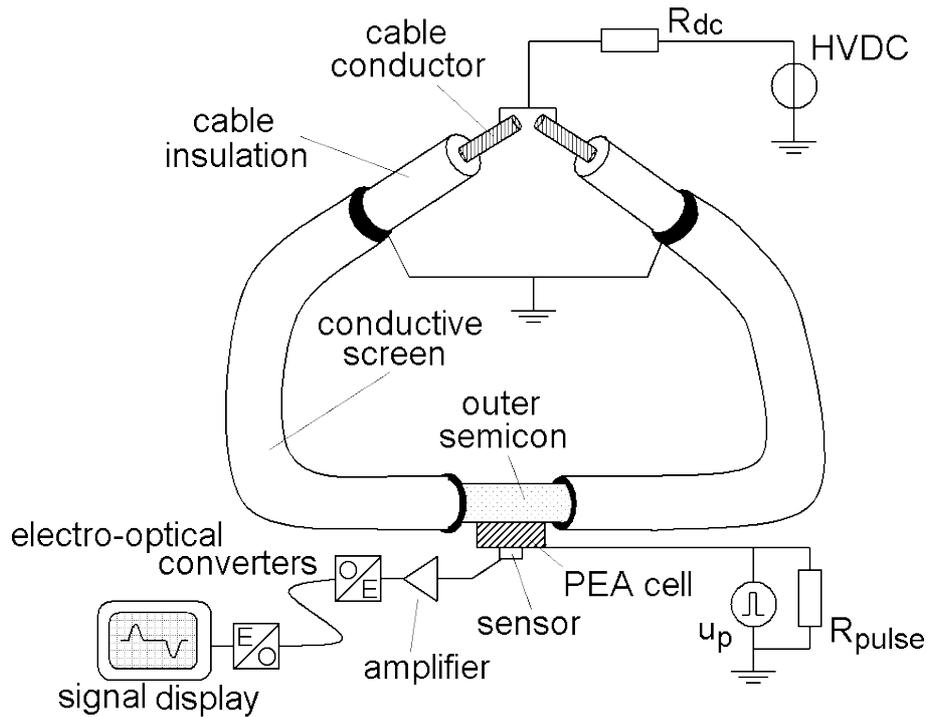


Figure 2.8 : Banc PEA dans lequel l'impulsion est appliquée via la cellule PEA [Bod 2006a].

III.B) Déconvolution sur un échantillon cylindrique

Dans un câble coaxial, le champ appliqué est divergent. De plus, l'atténuation et la dispersion peuvent devenir importantes en fonction du matériau et des épaisseurs engagées et ne peuvent plus être négligées [Vis 2014]. Le but de l'étape de déconvolution est de corriger l'ensemble des phénomènes cités précédemment associés à la propagation et à la génération d'onde. Pour cela, une étape de calibration est nécessaire pour connaître la fonction de transfert du système. Comme pour le cas de l'échantillon plan, on passe par la mesure PEA sur un échantillon de câble non chargé.

Si nous prenons l'hypothèse où le diélectrique est homogène, sans dipôles permanents et sans effet piézoélectrique, alors l'équation Eq.2.5 devient :

$$f(x, t) = \rho(x) \cdot E_P(x, t) - \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (2 \cdot a \cdot E_{DC}(x) \cdot E_P(x, t)) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (a \cdot E_P^2(x, t)) \quad (\text{Eq.2.26})$$

Nous nommerons $f_c(x, t)$ et $f_e(x, t)$ respectivement la force coulombienne et la force d'électrostriction. Leurs expressions sont les suivantes :

$$f_c(x, t) = \rho(x) \cdot E_P(x, t) \quad (\text{Eq.2.27})$$

$$f_e(x, t) = - \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (2 \cdot a \cdot E_{DC}(x) \cdot E_P(x, t)) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (a \cdot E_P^2(x, t)) \quad (\text{Eq.2.28})$$

• **Chapitre 2 : Méthode PEA**

En géométrie cylindrique les équations Eq.2.27 et Eq.2.28 deviennent :

$$f_c(r, t) = \rho(r).E_p(r, t) \quad (\text{Eq.2.29})$$

$$f_e(r, t) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (2 \cdot a \cdot E_{DC}(r) \cdot E_p(r, t)) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} (a \cdot E_p^2(r, t)) \quad (\text{Eq.2.30})$$

Si nous exprimons la force coulombienne en onde de pression pour $r_i \leq r \leq r_E$, alors l'expression Eq.2.26 devient [Vis 2014] :

$$dp_c(r, t) = \rho(r).E_p(r, t).dr = \varepsilon \cdot \text{div}(\vec{E}_{DC}).E_p(r, t) = \frac{\varepsilon}{r} \cdot \frac{d}{dr} (r \cdot E_{DC}(r)).E_p(r, t).dr \quad (\text{Eq.2.31})$$

Si nous exprimons la force d'électrostriction en onde de pression pour $r_i \leq r \leq r_E$, alors l'expression Eq.2.27 devient [Vis 2014] :

$$dp_e(r, t) \approx -a \cdot \frac{\partial}{\partial r} (E_{DC}(r) \cdot E_p(r, t)).dr \approx -a \cdot r \cdot \frac{d}{dr} \left(\frac{E_{DC}(r)}{r} \right) \cdot E_p(r, t).dr \quad (\text{Eq.2.32})$$

L'onde de pression totale générée est exprimée par l'équation suivante [Vis 2014] :

$$dp_T(r, t) \approx \left(\frac{\varepsilon}{r} \cdot \frac{d}{dr} (r \cdot E_{DC}(r)) - a \cdot r \cdot \frac{d}{dr} \left(\frac{E_{DC}(r)}{r} \right) \right) \cdot E_p(r, t).dr \quad (\text{Eq.2.33})$$

où $E_{DC}(r)$ est le champ statique, $E_p(r, t)$ est le champ impulsif, r est le rayon, r_E et r_i sont respectivement le rayon externe et le rayon interne de l'isolation. L'onde de pression subit l'effet de l'atténuation et de la dispersion. L'onde de pression $dp_T(r, t)$ en position r peut être considérée comme une superposition d'ondes progressives cylindriques, de sorte que la pression en position r_E s'exprime par :

$$dp(r_E, t) = \sqrt{\frac{r}{r_E}} \int_{-\infty}^{+\infty} dp_T(r, f) \cdot G(r, f) \cdot \exp(2 \cdot i \cdot \pi \cdot f \cdot t) df \quad (\text{Eq.2.34})$$

avec

$$G(r, f) = \exp(-i \cdot k(f) \cdot (r_E - r)) \quad (\text{Eq.2.35})$$

où $k(f)$ est le vecteur d'onde et peut être exprimé par un coefficient d'atténuation $\alpha(f)$ et une célérité de phase $c(f)$.

$$k(f) = \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c(f)} - i \cdot \alpha(f) \quad (\text{Eq.2.36})$$

Du fait des propriétés acoustiques du matériau, supposé linéaire, et sur une certaine plage de fréquence, $\alpha(f)$ et $c(f)$ sont liés par les relations de Kramers-Kronig. Des relations approximatives entre $\alpha(f)$ et $c(f)$ connues sous le nom de NLKK (*Nearly Local Kramers-Kronig*) sont disponibles [Don 1981]. La constante $\alpha(f)$ peut être modélisée par une fonction linéaire de la fréquence [Hun 1983] :

$$\alpha_{NLKK}(f) = a_1 \cdot f + a_0 \quad (\text{Eq.2.37})$$

où a_1 et a_0 sont des constantes réelles. La relation NLKK donne l'expression de $c_{NLKK}(f)$ dans la gamme de fréquence $|c(f) - c(f_0)| \ll |c(f_0)|$.

$$c_{NLKK}(f) = c(f_0) + \left(\frac{c(f_0)}{\pi}\right)^2 \cdot \left[a_1 \cdot \ln\left(\frac{f}{f_0}\right) + a_0 \cdot \left(\frac{1}{f_0} - \frac{1}{f}\right) \right] \quad (\text{Eq.2.38})$$

En additionnant toutes les contributions de pression générées sur l'épaisseur du câble, on obtient :

$$p(t) = \int_{r_I}^{r_E} \sqrt{\frac{r}{r_E}} g(r, t) * dp_T(r, t) \quad (\text{Eq.2.39})$$

où $g(r, t)$ est la transformée de Fourier inverse de $G(r, f)$.

On obtient alors l'expression du signal PEA $v_{PEA}(t)$:

$$v_{PEA}(t) = h_{sensor}(t) * p(t) \quad (\text{Eq.2.40})$$

où $h_{sensor}(t)$ est la fonction de transfert du capteur piézoélectrique de la cellule PEA.

Si on introduit l'expression du champ électrique impulsionnel $E_p(r, t) = \frac{-v_p(t)}{r \cdot \ln\left(\frac{r_E}{r_I}\right)}$, alors

l'expression de $v_{PEA}(t)$ devient :

$$v_{PEA}(t) = h_{sensor}(t) * v_p(t) \int_{r_I}^{r_E} m(r) \cdot g(r, t) \cdot dr \quad (\text{Eq.2.41})$$

Avec :

$$m(r) = \frac{1}{\sqrt{r}} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{r} \cdot \frac{d}{dr} (r \cdot E_{DC}(r)) - a \cdot r \cdot \frac{d}{dr} \left(\frac{E_{DC}(r)}{r} \right) \right) \quad (\text{Eq.2.42})$$

En posant $h_{setup}(t)$ étant le produit de convolution de $h_{sensor}(t)$ et $v_p(t)$, alors l'expression de $v_{PEA}(t)$ se réduit à :

$$v_{PEA}(t) = h_{setup}(t) * \int_{r_I}^{r_E} m(r) \cdot g(r, t) \cdot dr \quad (\text{Eq.2.43})$$

La déconvolution a pour but de déterminer $m(r)$ et par suite la distribution des contraintes électriques $E(r)$. Pour cela, il faut établir la fonction de transfert du système par le biais d'une étape de calibration. On réalise une mesure PEA à une tension suffisamment basse pour minimiser l'effet de la force électrostrictive et également pour éviter de charger le câble durant cette étape. Dans ces conditions, le signal PEA devient :

$$v_{PEA}(t) = h_{setup}(t) * [m_{r_E} \cdot g(r_E, t) + m_{r_I} \cdot g(r_I, t)] \quad (\text{Eq.2.44})$$

où r_E et r_I sont respectivement les rayons externe et interne du câble. $h_{setup}(t)$ est la fonction de transfert de la cellule PEA et $g(r, t)$ est la fonction de transfert du câble. m_{r_E} et m_{r_I} sont dérivés de l'expression de $m(r)$ au niveau des électrodes externe et interne.

Le signal de calibration la cellule PEA $v_{PEA}(t)$ se compose de deux parties $v_{PEA1}(t)$ et $v_{PEA2}(t)$ (Figure 2.9) qui sont la réponse des charges capacitives respectivement au niveau de l'électrode externe et interne.

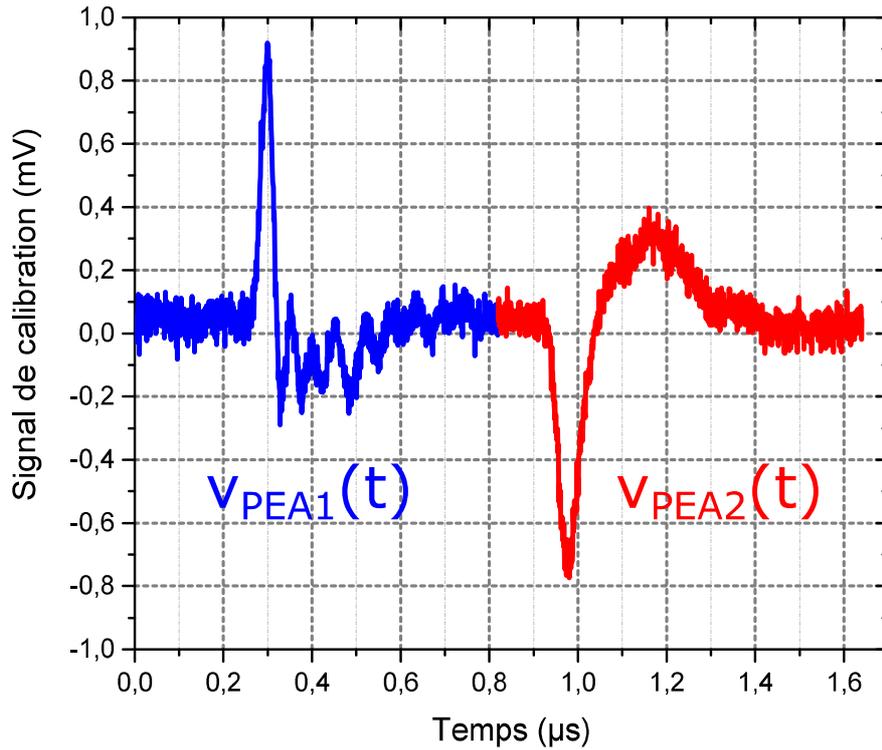


Figure 2.9 : Signal PEA de calibration issu d'un câble non chargé d'une épaisseur de 1,5 mm d'épaisseur sous une tension de polarisation de 10 kV.

Étant donné que la fonction $g(r_E, t)$ s'identifie à une fonction de Dirac, $v_{PEA1}(t)$ permet de récupérer la fonction de transfert de la cellule :

$$h_{setup}(t) = \left(\frac{1}{m_{rE}} \right) \cdot v_{PEA1}(t) \quad (\text{Eq.2.45})$$

Le signal $v_{PEA2}(t)$ contient des informations sur la propagation de l'onde acoustique, notamment le coefficient d'atténuation et de dispersion. Dans le domaine fréquentiel, $V_{PEA2}(f)$ est exprimé par l'équation suivante :

$$V_{PEA2}(f) = H_{setup}(f) \cdot m_{rI} \cdot G(r_I, f) \quad (\text{Eq.2.46})$$

où $H_{setup}(f)$ et $G(r_I, f)$ sont les transformées de Fourier de $h_{setup}(t)$ et $g(r_I, t)$. La fonction de transfert $G(r, f)$ contient l'information sur l'atténuation et la dispersion des ondes acoustiques dans le câble. À partir des spectres de $V_{PEA1}(f)$ et $V_{PEA2}(f)$, on en déduit les expressions suivantes [Dit 1993] :

$$\alpha(f) = \frac{-1}{d} \ln \left| \frac{V_{PEA2}(f)}{V_{PEA1}(f)} \left(\frac{r_I}{r_E} \right)^{\frac{3}{2}} \right| \quad (\text{Eq.2.47})$$

$$c(f) = \frac{2\pi f d}{\varphi(V_{PEA1}(f)) - \varphi(V_{PEA2}(f))} \quad (\text{Eq.2.48})$$

où $d = r_E - r_I$.

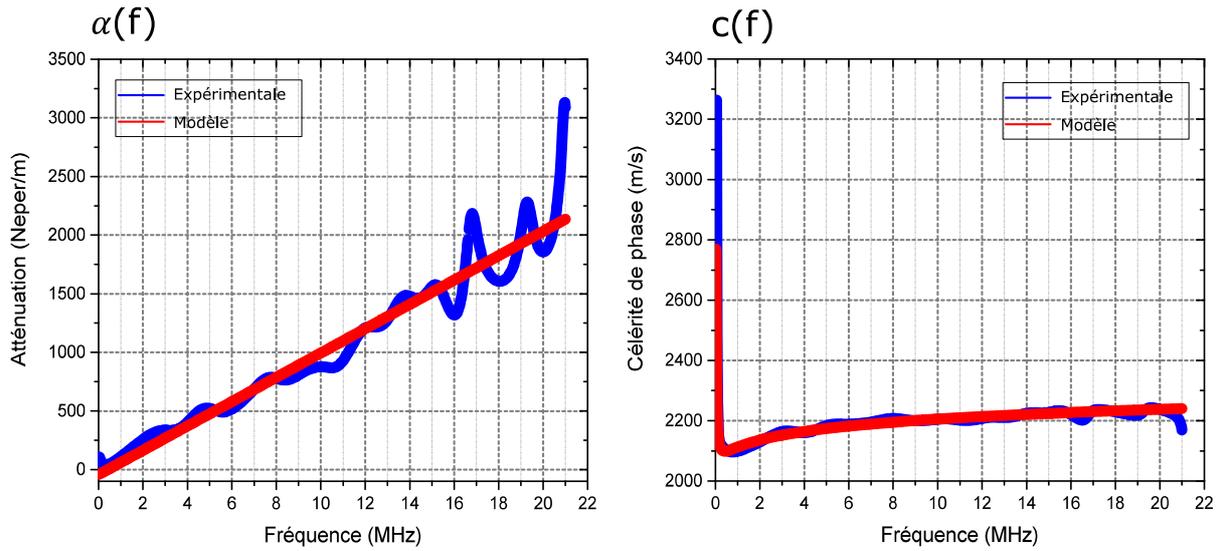


Figure 2.10 : Atténuation et célérité de phase d'un câble non chargé.

Cela permet ainsi de déduire l'expression de $G(r, f)$, donné par l'équation suivante :

$$G(r, f) = e \left[- \left(\alpha(f) + i \frac{2\pi f}{c(f)} \right) (r_E - r) \right] \quad (\text{Eq.2.49})$$

On peut donc maintenant récupérer la fonction de transfert totale du système (cellule + câble) en multipliant $G(r, f)$ par $H_{setup}(r, f)$:

$$H_{syst}(r, f) = G(r, f) \cdot H_{setup}(r, f) \quad (\text{Eq.2.50})$$

Maintenant que la fonction de transfert $H_{syst}(r, f)$ (Figure 2.11) est caractérisée, on peut déconvoluer un signal PEA quelconque et pour cela il existe des méthodes similaires à celles présentées pour les échantillons plans.

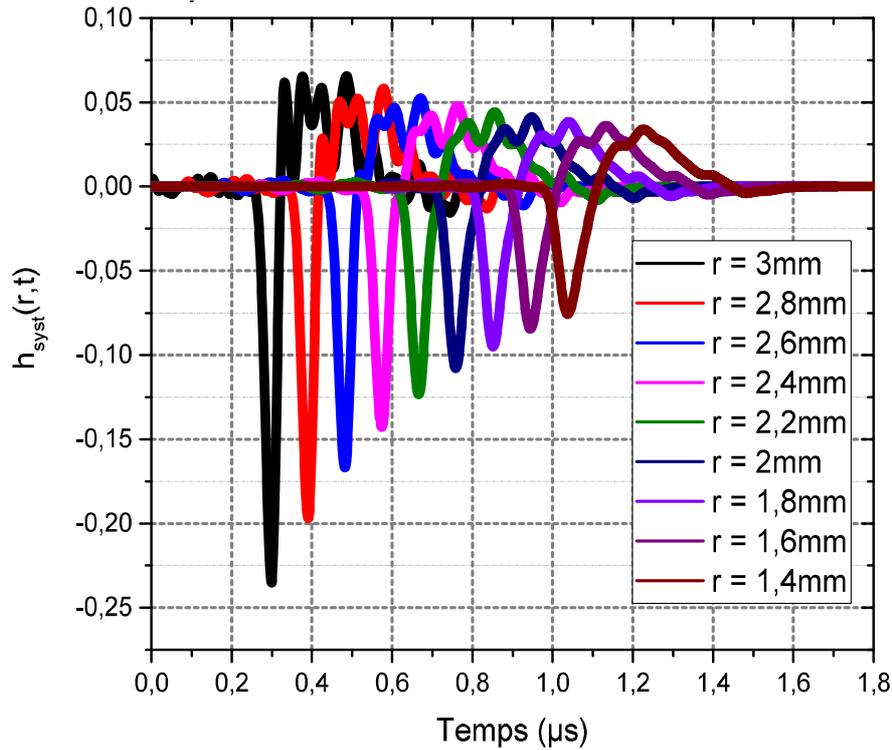


Figure 2.11 : Fonction de transfert de la cellule PEA.

La première méthode, basée sur la division spectrale, permet de remonter à l'information de la densité de charge et au champ électrique. Pour cela on commence par appliquer une transformée de Fourier à l'équation Eq.2.43 et cela donne l'expression suivante :

$$V_{PEA}(f) = \sum_{j=1}^N H_{syst}(r_j, f) \cdot m(r_j) \quad (\text{Eq.2.51})$$

où $V_{PEA}(f)$ est la transformée de Fourier du signal PEA et $m(r_j)$ est une solution particulière donnée par l'équation suivante :

$$m(r_j) = FFT^{-1} \left\{ \frac{V_{PEA}(f)}{H_{syst}(r_j, f)} \right\} \quad (\text{Eq.2.52})$$

où FFT^{-1} est l'opérateur de la transformée de Fourier inverse. Les informations sur la densité de charge $\rho(r)$ et sur le champ électrique $E(r)$ sont extraites de $m(r_j)$.

La deuxième méthode est basée sur une méthode de régularisation. Cela consiste dans un premier temps à effectuer la discrétisation de l'équation Eq.2.43, donnant la relation suivante :

$$v_{PEA}(t_i) = \sum_{j=1}^N h_{syst}(r_j, t_i) \cdot m(r_j) \quad (\text{Eq.2.53})$$

où h_{syst} est une matrice de dimension $M \times N$ où i représente les lignes de la matrice et j les colonnes, v_{PEA} et m sont respectivement des vecteurs de dimension M et N .

La fonction de transfert h_{syst} (Figure 2.11) est maintenant connue, ce qui permet d'avoir une estimation de la contrainte électrique $m(r)$ en utilisant une technique d'inversion de matrice appropriée et ainsi de remonter à la distribution du champ électrique, ainsi qu'à la densité de charge. L'inversion de la matrice de transfert h_{syst} souffre d'un problème de conditionnement. En effet, les valeurs des colonnes consécutives sont très similaires, ce qui a pour conséquence que l'ensemble des équations conduit à un nombre infini de solutions. Pour pallier à ce problème, une technique d'inversion basée sur la méthode de régularisation de Tikhonov [Hen 1994] qui minimise la norme résiduelle et la contrainte latérale est utilisée.

$$\|\overline{\overline{h_{syst}}} \cdot \overline{\overline{m}} \cdot \overline{\overline{V_s}}\|_2^2 + \lambda^2 \|\overline{\overline{L}} \cdot \overline{\overline{\rho}}\|_2^2 \quad (\text{Eq.2.54})$$

où L est une matrice identité permettant de contrôler la norme de la solution et ainsi de sélectionner ces priorités, λ est le paramètre de régularisation contrôlant le filtrage de la solution.

Pour calculer et optimiser le paramètre λ , la méthode L_curve [Hen 1993] est utilisée. Elle permet de fournir le meilleur compromis entre la minimisation de la norme résiduelle et la contrainte latérale. La distribution de la contrainte électrique $m(r)$ est donnée par l'expression suivante :

$$\tilde{m}(r) = \left[\overline{\overline{h_{syst}}}^T \cdot \overline{\overline{h_{syst}}} + \lambda_{opt} \cdot \overline{\overline{I}} \right]^{-1} \cdot \left(\overline{\overline{h_{syst}}}^T \cdot \overline{\overline{V_{PEA}}} \right) \quad (\text{Eq.2.55})$$

La Figure 2.12 présente un synoptique qui résume les différentes étapes de calibration développées précédemment.

• Chapitre 2 : Méthode PEA

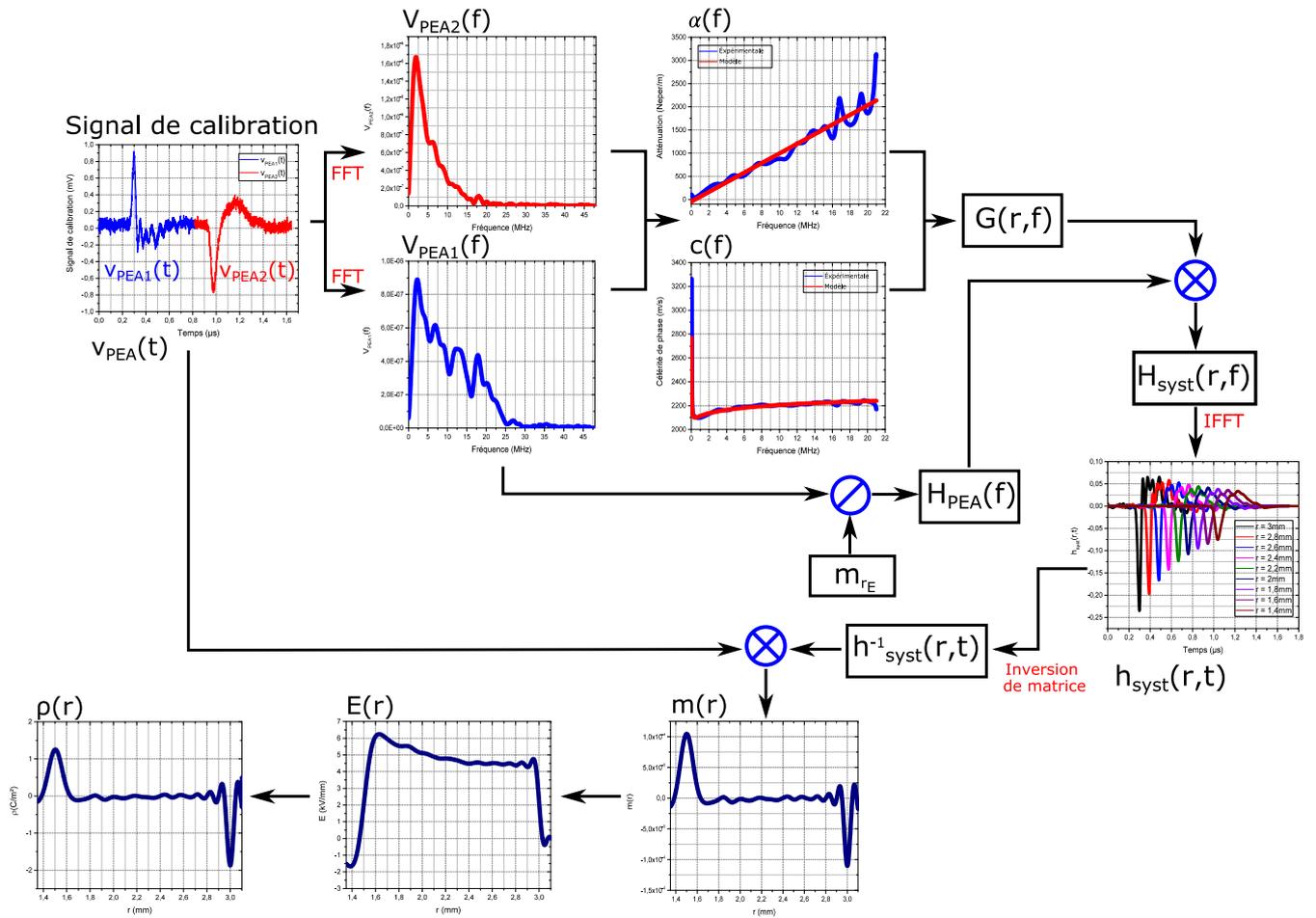


Figure 2.12 : Synoptique de la méthode de déconvolution PEA sur câble.

Dans le cadre cette thèse, un autre problème devra être pris en compte, à savoir la force due à la non homogénéité diélectrique due à l'utilisation d'un système d'isolation bicouche dans les câbles aéronautiques [Bod 2005].

IV) Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu dans un premier temps la constitution d'une cellule PEA. Elle est composée, d'une tête PEA, d'une électrode inférieure, d'un capteur piézoélectrique, d'un absorbeur et enfin d'un amplificateur. Le capteur piézoélectrique convertit l'onde de pression en un signal électrique. L'onde de pression générée dans la cellule PEA est due à la force électrostatique. Cette force peut être composée de différentes contributions, notamment la force coulombienne, la force d'électrostriction, la force due à la non homogénéité de la permittivité diélectrique, la force due aux dipôles permanent et la force due à l'effet piézoélectrique. Lors d'une mesure PEA, pour pouvoir remonter à l'information sur la densité de charge il est indispensable de faire une étape de déconvolution. En fonction des conditions initiales de mesure, certaines composantes de la force électrostatique peuvent être négligées. Avec une étape de calibration, consistant à créer une charge connue, on cherche à remonter à la fonction de transfert du système mais pour cela on énonce une hypothèse sur la densité de charge. Deux approches existent, la première la méthode dite de Maeno consiste à dire que l'hypothèse de charge présente à l'interface matériau/électrode est définie comme étant une charge surfacique. La seconde méthode dite de Arnaout considère une densité de charge de forme gaussienne. Une fois l'étape de calibration effectuée et la fonction de transfert définie, il est possible de remonter au profil de densité de charge et de champ électrique lors d'une mesure PEA.

Dans un second temps nous avons présenté la méthode PEA cylindrique. Apparue dans les années 90, le principe de mesure est équivalent à la méthode PEA plan à la différence que l'onde de pression est cylindrique et le champ appliqué est divergent. Par conséquent, lors de l'étape de déconvolution cet aspect devra être pris en compte. Le principe de déconvolution reste le même, consistant à établir une fonction de transfert pour remonter au profil de densité de charge et de champ électrique. Une étape de calibration est effectuée pour connaître la fonction de transfert de la cellule et établir une hypothèse non plus de charge ici mais de pression dans la méthode présentée. Pour remonter à l'information sur la densité de charge et de champ électrique il faut passer par une variable intermédiaire qui correspond à la contrainte électrique. Il existe deux méthodes pour remonter à la contrainte électrique. La première consiste à faire une division spectrale lors d'une inversion de la transformée de Fourier. La seconde utilise une méthode de régularisation linéaire dans le domaine temporel.

Dans le prochain chapitre nous allons nous intéresser aux matériaux diélectriques qui composent les câbles aéronautiques. Pour cela, des mesures PEA préliminaires ont été effectuées sur chaque épaisseur ainsi que sur une configuration bi-couche. Seules des mesures dites de calibration ont été effectuées (i.e. sans charge en volume) car le but est en premier lieu de définir les propriétés acoustiques des différents matériaux.

Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles

I) Introduction

Dans ce chapitre, il sera présenté dans un premier temps les différentes propriétés acoustiques et électriques connues des matériaux utilisés dans les systèmes d'isolation des câbles aéronautiques ainsi que les protocoles de réalisation des échantillons.

Dans un deuxième temps, les différentes spécificités des équipements utilisés, le générateur d'impulsion, le générateur de polarisation et le banc PEA dans le cadre d'une mesure PEA seront détaillées.

Enfin dans une dernière partie, les différentes mesures PEA réalisées sur les matériaux utilisés dans les câbles aéronautiques seront analysées. Il s'agit ici de mesures dites de calibration. Cela signifie qu'elles sont réalisées sous des contraintes modérées et sur un temps suffisamment court pour ne pas charger le matériau et ainsi déterminer les propriétés électriques et acoustiques des matériaux qui seront nécessaires pour le traitement du signal pour les mesures sur câbles.

II) Présentation des matériaux

II.A) Polytétrafluoroéthylène

Le PTFE est un fluoropolymère (Figure 3.1), dont les propriétés nécessaires pour le travail réalisé sont citées dans le Tableau 3.1. Il est utilisé dans les câbles aéronautiques pour ses bonnes propriétés ignifugeantes et sa résistance au phénomène de cheminement d'arc (*arc tracking*).

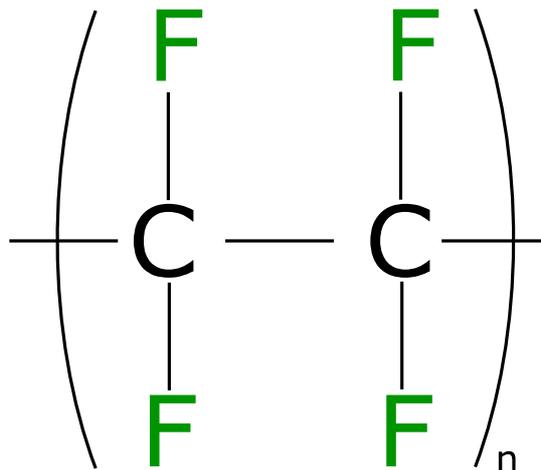


Figure 3.1 : Formule chimique du polytétrafluoroéthylène

- **Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles**

Matériau	Symbole	PTFE
Densité volumique	ρ_{DV} (kg/m ³)	2200
Température de fusion [data PTFE]	T_F (°C)	305
Célérité du son [Rae 2016]	C_{son} (m/s)	1310
Impédance acoustique	Z (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	2,90.10 ⁶
Permittivité relative [data PTFE]	ϵ_r	2,03
Résistivité [data PTFE]	ρ_R (Ω.cm)	1.10 ¹⁸
Champ de rupture [data PTFE]	$E_{rupture}$ (kV/mm)	80

Tableau 3.1 : Différentes propriétés électriques et acoustiques du PTFE.

Nous avons à notre disposition des échantillons de PTFE de 100 µm d'épaisseur. La couche de PTFE est disposée sur la couche extérieure du câble aéronautique. Pour des questions de marquage des câbles un colorant peut être ajouté dans la composition du PTFE. Dans ces conditions, on peut avoir des variations des paramètres présentés dans le Tableau 3.1. À titre d'exemple la célérité du son du PTFE avec un colorant jaune se situe autour de 1250 m/s et dans la littérature on peut trouver des vitesses allant jusqu'à 1500 m/s [Gim 2014].

II.B) Polyimide

Le PI est un polymère qui est largement utilisé dans le domaine aéronautique et spatial (Figure 3.2), dont il existe différentes sortes [Wil 1990]. Celui qui est utilisé dans les câbles aéronautiques est le Kapton® HN dont les différentes propriétés sont citées dans le Tableau 3.2.

- Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles

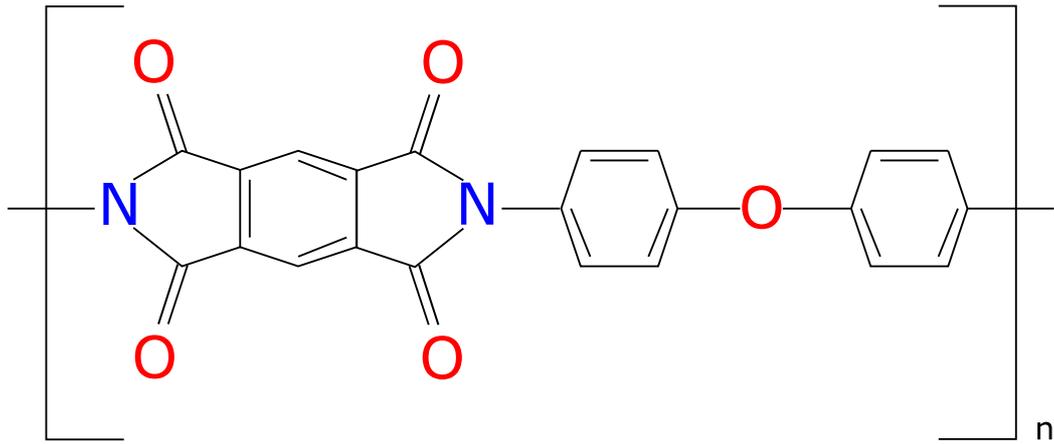


Figure 3.2 : Formule chimique du polyimide (Kapton® HN)

Matériau	Symbole	PI
Densité volumique	ρ_{DV} (kg/m ³)	1420
Température de fusion [data PI]	T_F (°C)	aucune
Célérité du son [Sch 1959]	C_{son} (m/s)	2200
Impédance acoustique	Z (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	3,124.10 ⁶
Permittivité relative [data PI]	ϵ_r	3,4
Résistivité [data PI]	ρ_R (Ω.cm)	1,5.10 ¹⁷
Champ de rupture [data PI]	$E_{rupture}$ (kV/mm)	240

Tableau 3.2 : Différentes propriétés électriques et acoustiques du PI (Kapton® HN).

Les échantillons mis à notre disposition sont des films de 60 µm d'épaisseur. Or, la société DuPont® ne commercialise pas de rubans de PI d'une épaisseur de 60 µm mais, seulement des rubans d'épaisseurs de 25, 50, 75 et 100 µm. Pour préciser la nature de ces échantillons, une image au microscope optique (Figure 3.3.a) ainsi qu'une image au microscope électronique à balayage avec analyse RX ont été réalisées (Figure 3.3.b).

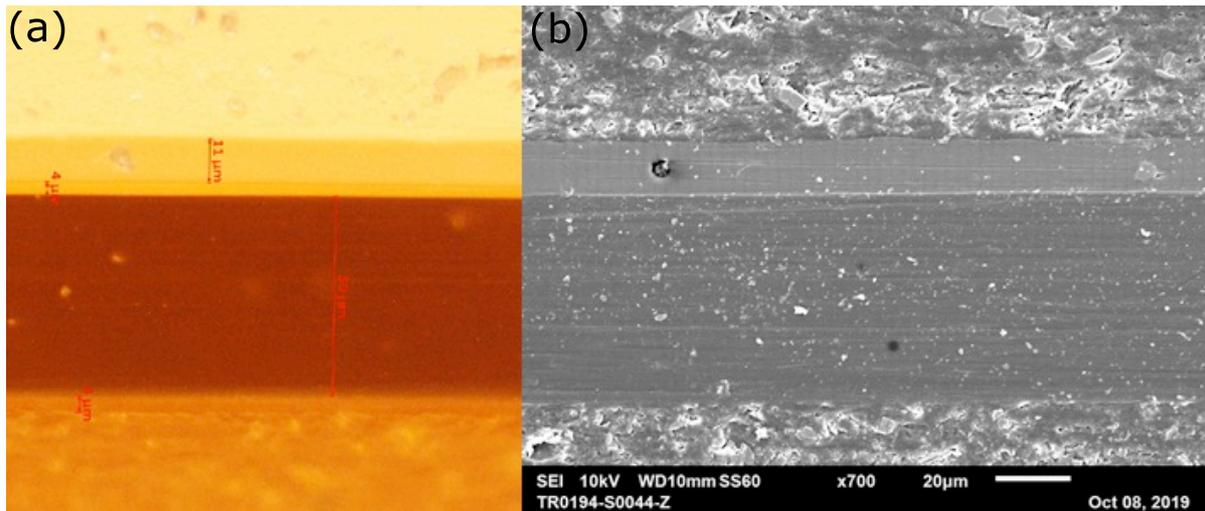


Figure 3.3 : Images au microscope optique (a) et au microscope électronique à balayage (MEB) avec analyse RX (b) d'une coupe d'échantillon de PI.

Sur la Figure 3.3.a on peut distinguer 2 épaisseurs, une de 50 μm et une autre de 11 μm . La première épaisseur de 50 μm est du PI et la seconde épaisseur de 11 μm semble être de l'Éthylène Propylène Fluoré (FEP). En effet, dans le processus d'enrubannage des câbles aéronautiques, une fine couche de FEP est ajoutée sur le ruban de PI pour mieux adhérer sur le PTFE.

L'analyse X effectuée associée à l'imagerie MEB de la Figure 3.3.b a permis d'affiner la composition de la couche. Le Tableau 3.3 représente les distributions en masse des atomes de fluor et de carbone présents. Le fluor est majoritaire, ce qui est cohérent avec l'identification de la couche d'épaisseur 11 μm à du FEP.

Atome	Masse (%)	Atome (%)
Carbone	21.41	30.11
Fluore	78.59	69.89
Total	100	100

Tableau 3.3 : Résultat obtenu avec le MEB à analyse RX.

La formule chimique du FEP est donnée à la Figure 3.4. Les différentes propriétés acoustiques et électriques sont présentées dans le Tableau 3.4.

- Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles

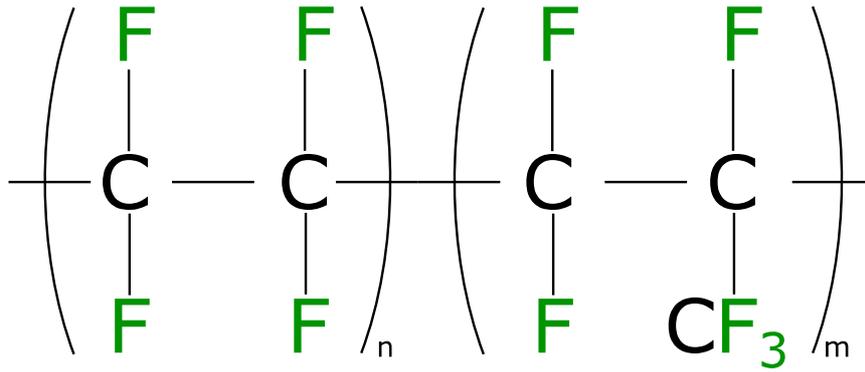


Figure 3.4 : Formule chimique du FEP (copolymère éthylène propylène fluoré).

Matériau	Symbole	FEP
Densité volumique	ρ_{DV} (kg/m ³)	2150
Température de fusion [data FEP]	T_F (°C)	260-280
Célérité du son [Ses 1992]	C_{son} (m/s)	1300
Impédance acoustique	Z (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	$2,80 \cdot 10^6$
Permittivité relative [data FEP]	ϵ_r	2
Résistivité [data FEP]	ρ_R (Ω.cm)	$1 \cdot 10^{18}$
Champ de rupture [data FEP]	$E_{rupture}$ (kV/mm)	70

Tableau 3.4 : Différentes propriétés électriques et acoustiques du FEP.

II.C) Formation d'échantillons bicouches

Les films décrits précédemment ont été conditionnés en utilisant des procédés représentatifs du procédé de fabrication des câbles aéronautiques. Il s'agit en particulier de fritter le PTFE (la notion de frittage correspond à compresser le matériau à une pression et une température donnée) et de réaliser des matériaux bicouches PI+FEP/PTFE.

La presse à chaud utilisée est une presse Carver 4386CE (Figure 3.5). Elle est composée de deux plateaux chauffants pouvant atteindre une température de 426°C et équipés d'un système de refroidissement à air comprimé. La presse est utilisée pour transformer des semi-produits thermoplastiques en produits finis à l'aide d'un cycle pression température préalablement défini.

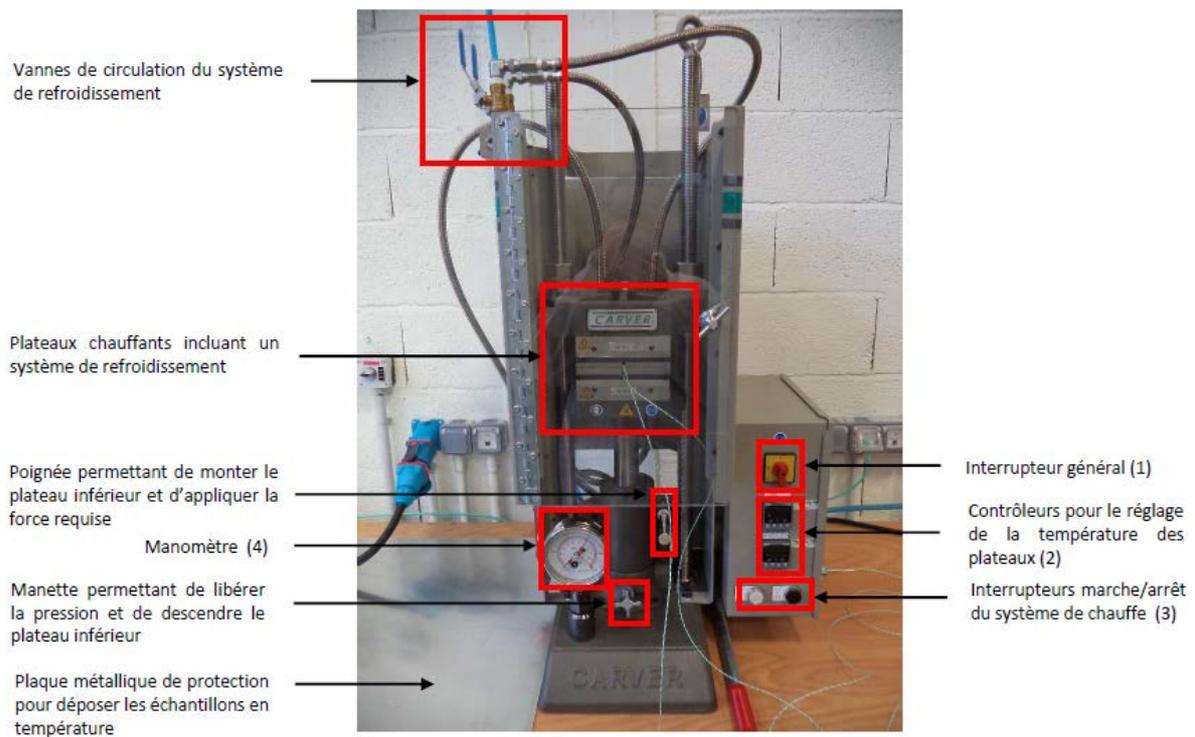


Figure 3.5 : Vue d'ensemble de la presse à chaud

- **Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles**

La plaque utilisée pour réaliser les différents échantillons a une surface de 100x100 mm². La Figure 3.6 montre le cycle temps/température/pression utilisé :

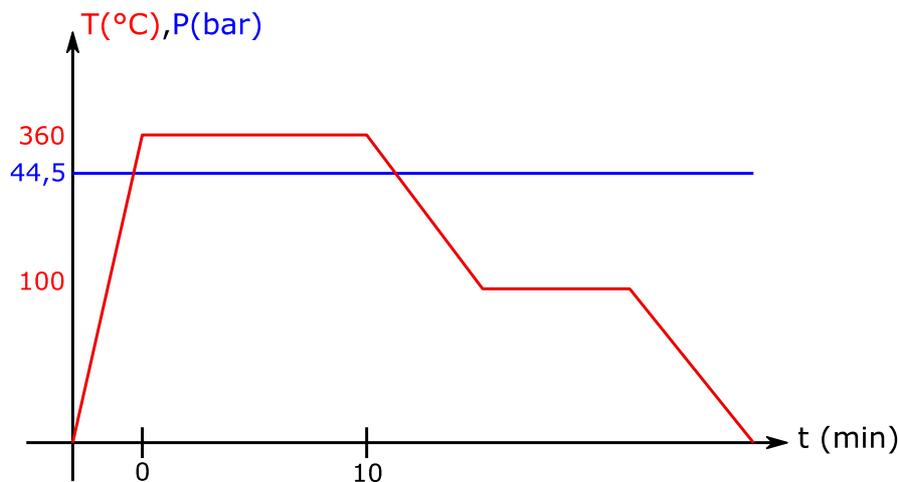


Figure 3.6 : Protocole température et pression pour la formation de PTFE fritté et bicouche PI/PTFE

III) Mesures préliminaires

III.A) Dispositif expérimental

Dans le cadre des mesures réalisés, deux cellules PEA ont été utilisées. La première d'entre elles est une cellule PEA commercialisée par la société TECHIMP, Italie. Sa résolution spatiale est de 9 μm et elle s'applique à des échantillons plans d'épaisseur au-delà de 80 μm , compatible avec les échantillons de PTFE et bicouche qui ont été réalisés.

La seconde cellule PEA, provenant de FiveLab, au Japon, offre de bonnes performances pour les échantillons minces. Elle a été utilisée pour caractériser les échantillons de PI+FEP.

III.B) Mesure PEA sur du PTFE

La Figure 3.7 montre un signal de calibration d'une mesure PEA pour un échantillon de PTFE fritté d'une épaisseur d'environ 75 μm . Une tension DC de 300 V et une tension en sortie du générateur d'impulsion de 500 V avec une fréquence de répétition de 5 kHz ont été appliquées à l'échantillon.

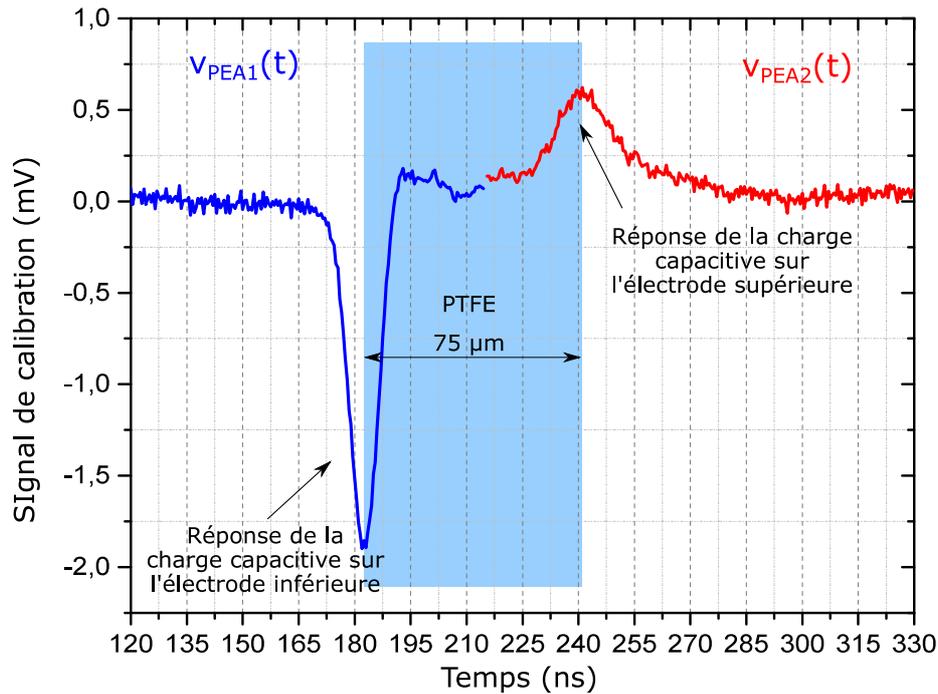


Figure 3.7 : Signal de calibration d'une mesure PEA pour un échantillon de PTFE fritté d'une épaisseur de 75 µm soumis à une tension de 300 V.

On observe un premier pic vers 180 ns qui est la réponse liée à la charge capacitive à l'interface entre l'échantillon et l'électrode inférieure. Le deuxième pic est visible à 240 ns; il correspond à la réponse de la charge capacitive à l'interface entre l'échantillon et l'électrode supérieure. On remarque aussi que le second pic est nettement atténué et étalé. Ces phénomènes devront être pris en compte dans l'algorithme de déconvolution pour pouvoir remonter à la quantité et à la distribution de charge réelle présente dans le matériau. De plus, nous avons la possibilité de calculer la célérité du son avec l'équation suivante :

$$c_{son} = \frac{e}{\Delta t} \quad (\text{Eq.3.1})$$

Où e est l'épaisseur du matériau et Δt est le temps séparant les deux réponses issues de charges capacitives.

Pour un échantillon de PTFE d'une épaisseur de 75 µm et un Δt d'environ 60 ns, la célérité mesurée est d'environ 1250 m/s. La célérité mesurée est quelque peu inférieure à la valeur présentée dans le Tableau 3.1.

La Figure 3.8 montre un signal de calibration d'une mesure PEA du même échantillon, mais où la polarité de la tension DC de calibration a été inversée.

- Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles

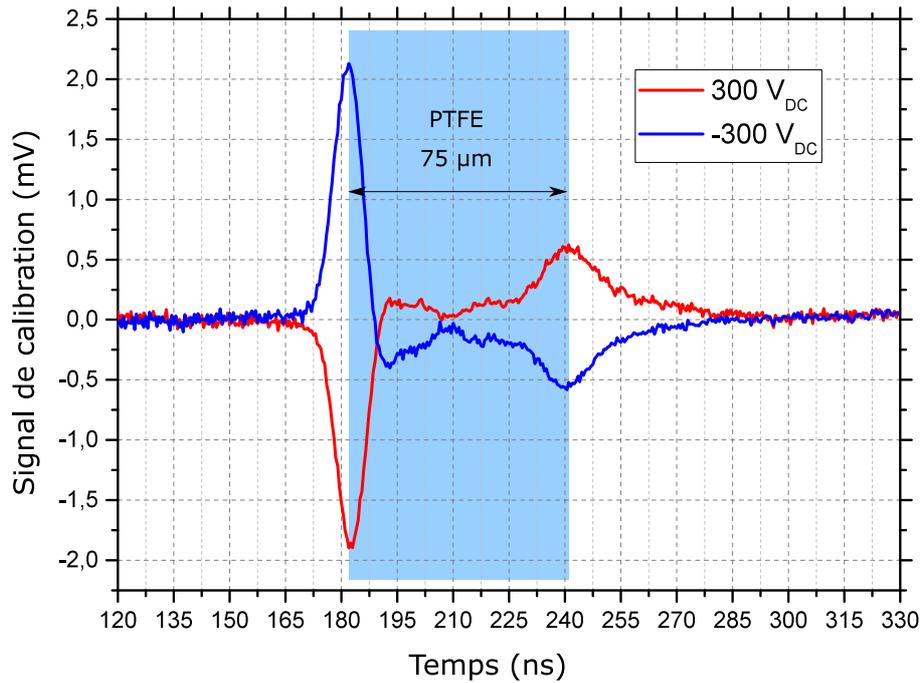


Figure 3.8 : Signal de calibration d'une mesure PEA pour un échantillon de PTFE fritté d'une épaisseur de 75 µm soumis à une tension de +300 V et -300V.

On observe toujours les 2 réponses liées aux charges capacitives à la surface de l'échantillon aux alentours de 180 ns et 240 ns. Il est constaté que le signal est inversé par rapport à la mesure précédente, ce qui est attendu compte tenu du fait que le signal acoustique est en principe proportionnel à la charge capacitive (en l'absence de charges internes) :

$$Q_+ = C.V \quad (\text{Eq.3.2})$$

$$Q_- = -C.V \quad (\text{Eq.3.3})$$

où C est la capacité de l'échantillon et V la tension.

Le résultat de mesure sous une tension qui a été doublée (+/-600V) est représenté sur la Figure 3.9. Le signal semble toujours symétrique et apparaît globalement proportionnel à la tension appliquée si l'on compare à la Figure 3.8.

- Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles

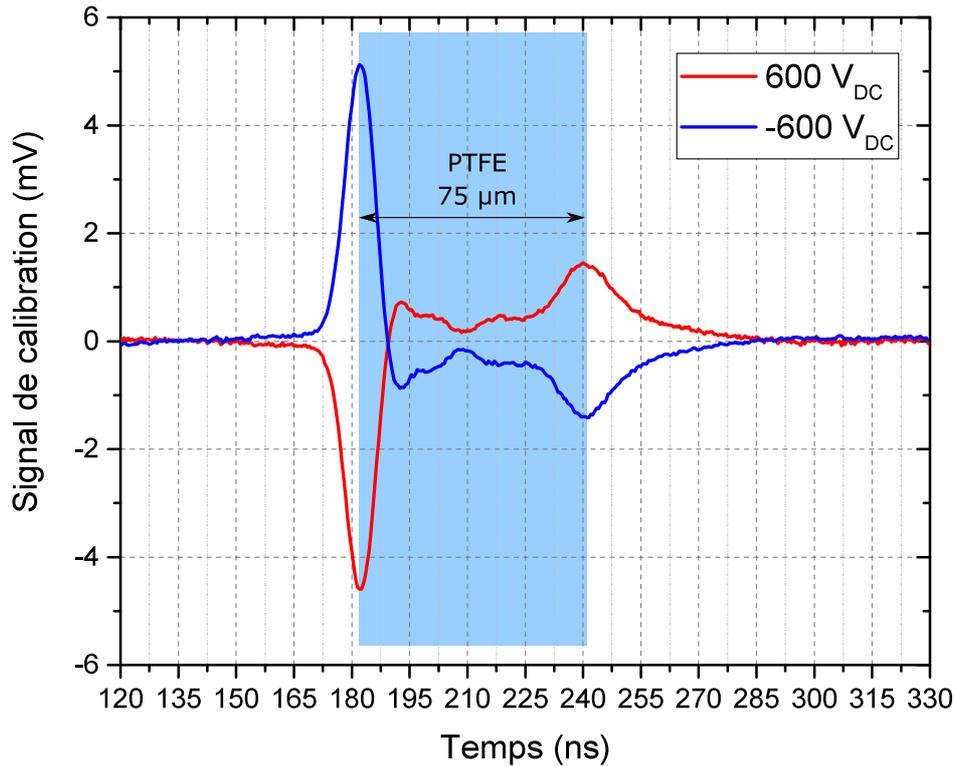


Figure 3.9 : Signal de calibration d'une mesure PEA pour un échantillon de PTFE fritté d'une épaisseur de 75 µm soumis à une tension de +600 V et -600 V.

Il est aussi possible de quantifier l'atténuation et la dispersion par le biais des équations présentées dans le chapitre précédent (Eq.2.24 et Eq.2.25).

La Figure 3.10 représente l'atténuation (Figure 3.10.a) et la célérité de phase sonore (Figure 3.10.b) en fonction de la fréquence dans la gamme 0 à 30 MHz.

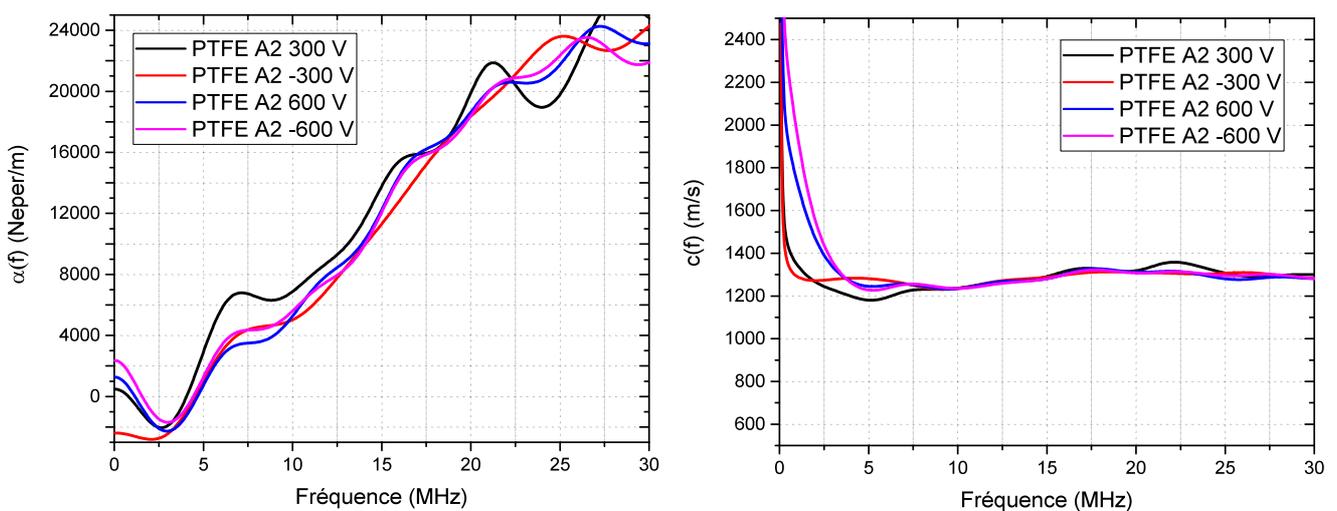


Figure 3.10 : Mesure d'atténuation $\alpha(f)$ (a) et de célérité de phase $c(f)$ (b) pour un échantillon de PTFE fritté d'une épaisseur de 75 µm

On constate qu'il y'a une faible variation des spectres de l'atténuation et de la célérité de phase dans la gamme de fréquence 0 à 30 MHz en fonction de la tension appliquée.

III.C) Mesure PEA sur du PI+FEP

Vu la structure complexe du ruban de PI/FEP des mesures recto-verso ont été effectuées. En effet, la présence d'une épaisseur de FEP pourrait amener une réponse à l'interface de celui-ci. La Figure 3.11 montre un signal de calibration recto-verso d'une mesure PEA pour un échantillon de PI/FEP d'une épaisseur totale d'environ 60 μm . Une tension DC de 180 V et une tension d'impulsion de 500 V avec une fréquence de répétition de 5 kHz ont été appliquées à l'échantillon.

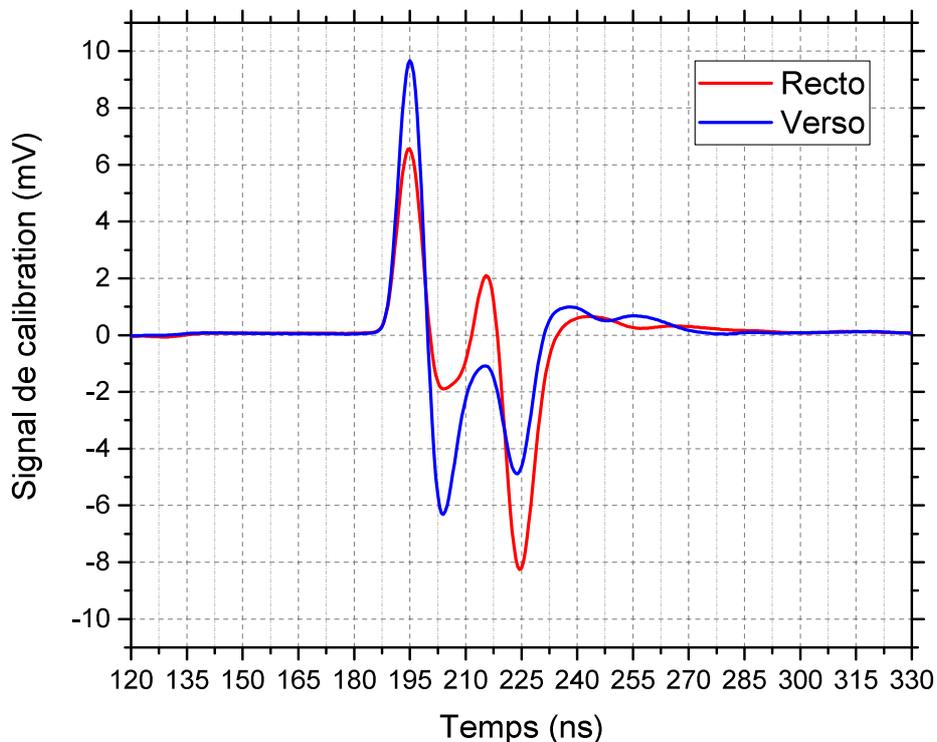


Figure 3.11 : Signal de calibration PEA recto- verso pour un échantillon PI/FEP d'une épaisseur de 60 μm soumis à une tension électrique de 180 V.

On observe un premier pic vers 195 ns qui est la réponse liée à la charge capacitive à l'interface entre l'échantillon et l'électrode inférieure. Le deuxième pic visible à 225 ns correspond à la réponse de la charge capacitive à l'interface entre l'échantillon et l'électrode supérieure. De plus, pour la mesure recto un pic supplémentaire est localisé vers 213 ns et 202 ns pour la mesure verso. La répétition de la procédure de détermination des spectres de propriétés acoustiques pour le matériau PI n'a pas été aussi simple que prévu. Si l'on examine les images obtenues au microscope électronique à balayage et au microscope optique, présentées à la Figure 3.3, il est évident que les films sont effectivement constitués d'une couche principale de PI d'environ 50 μm d'épaisseur et d'une couche de surface qui se révèle être du FEP, apparemment assemblée par une couche d'adhérence. Dans ces conditions, il

- **Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles**

n'a pas été possible d'obtenir de ces films PI un signal acoustique fiable à des fins d'étalonnage.

Afin d'étudier le comportement des signaux acoustiques dans le PI enveloppé, plusieurs couches du même matériau (avec une couche FEP sur une face) ont été empilées et testées par PEA. Les matériaux ont été assemblés sous presse à chaud de la même manière que précédemment. La Figure 3.12 montre le résultat obtenu avec l'inversion de l'échantillon dans la cellule.

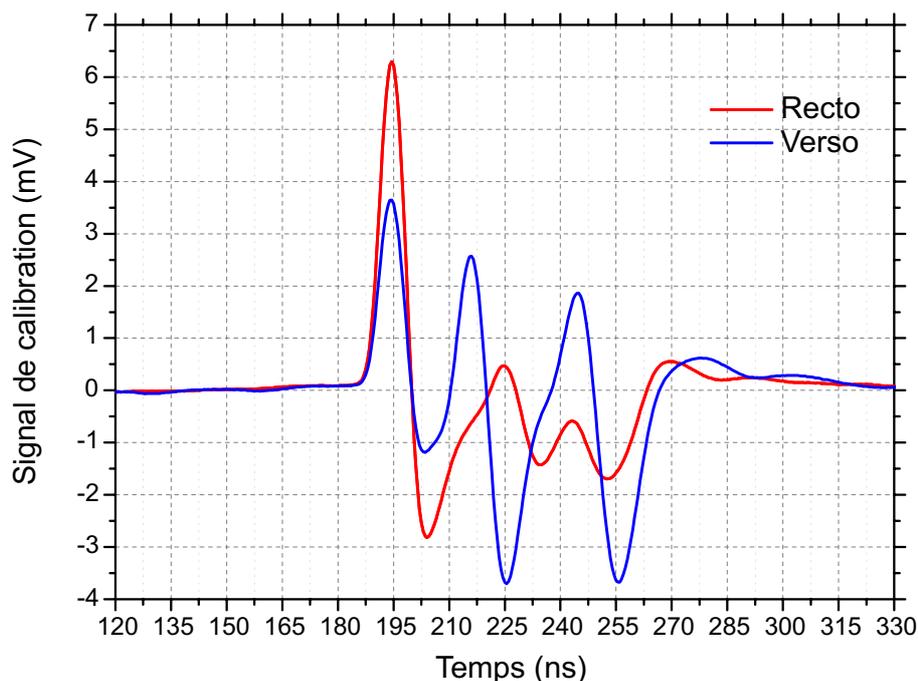


Figure 3.12 : Signal de calibration PEA recto-verso pour un échantillon de PI d'une épaisseur total de 120 μm soumis à une tension de 360 VDC.

De multiples pics se produisent dans l'épaisseur de l'échantillon en raison de la superposition de couches de divers matériaux. En outre, en plus de la génération d'ondes acoustiques due à la discontinuité de champ, il peut y avoir une réflexion des ondes qui rend la réponse encore plus complexe. Dans le PTFE multicouche, aucun signal n'a été détecté aux interfaces entre les couches. Il peut cependant y avoir plusieurs raisons pour la génération du signal, ou la perturbation de la propagation comme l'ont expliqué Mier et al [Mie 2018], comme l'épaisseur non uniforme de l'échantillon construit, ou la polarisation due à la pollution/oxydation de la surface.

Holé et al ont analysé l'impact de la charge de matériaux avec des particules de différentes tailles sur la signification du signal brut pour différentes méthodes [Hol 2006]. Avec des particules uniformément distribuées de taille inférieure à la résolution, la réponse du matériau peut être considérée comme homogène. Lorsqu'il s'agit d'isolants en papier imprégné ou de papier imprégné d'huile en alternance, des couches relativement épaisses, généralement de 70 μm , sont utilisées [Hao 2012]. Echigo et al ont fait état de charges d'espace dans des PCB stratifiés en 5 couches, faites de papier aramide et de résine époxy, avec une épaisseur d'environ 100 μm pour chaque couche [Ech 2007]. Dans ces cas, les signaux des électrodes

étaient suffisamment clairs pour permettre un étalonnage. Dans la situation de la Figure 3.12, le diélectrique est constitué de couches plus épaisses que la résolution, mais pas assez épaisses pour résoudre complètement le signal des interfaces. Dans ces conditions, il devient extrêmement difficile d'extraire les profils de charge dans la multicouche. Le fait de rendre la résolution extrêmement grossière pourrait masquer le problème, mais la signification serait remise en question.

III.D) Mesure PEA sur bicouche PI+FEP/PTFE

La Figure 3.13 montre un signal de calibration d'une mesure PEA pour un échantillon de PI+FEP/PTFE d'une épaisseur totale d'environ 130 μm . Une tension DC de 1112 V et une tension d'impulsion de 500 V avec un taux de répétition de 5 kHz sont appliquées à l'échantillon. Comme vu précédemment, une couche d'environ 11 μm de FEP est présente sur le PI. Pour rester représentatif des conditions de formation des câbles aéronautiques seuls les résultats où le collage a été effectué pour avoir une formation PI+FEP/PTFE seront présentés.

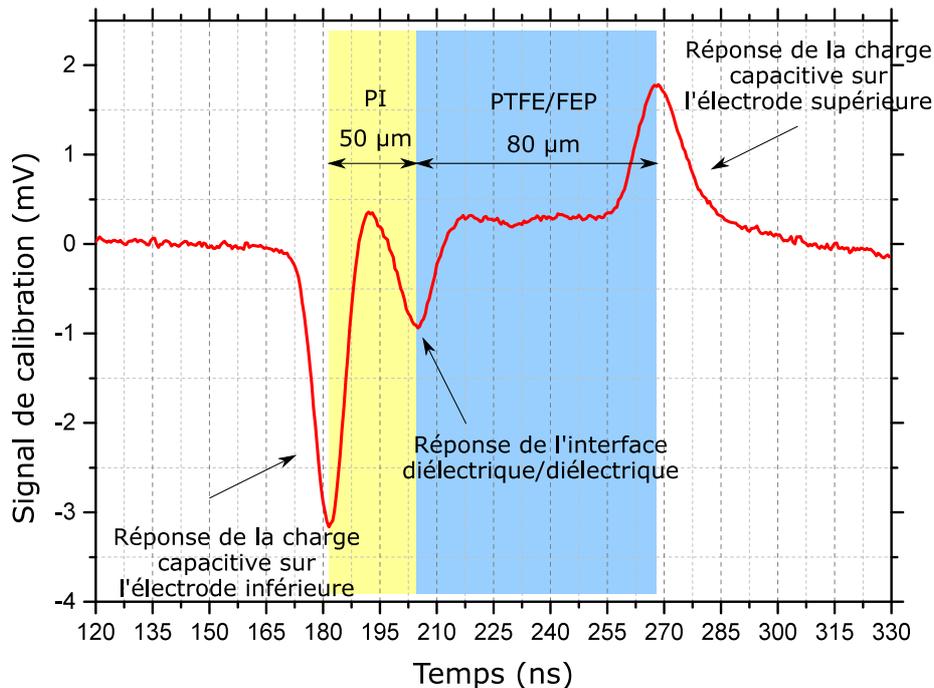


Figure 3.13 : Signal de calibration d'une mesure PEA pour un échantillon bicouche PI/PTFE d'une épaisseur de 130 μm soumis à une tension de 1112 VDC.

On observe un premier pic à 180 ns qui est une réponse liée à la charge capacitive à l'interface de l'échantillon et de l'électrode inférieure. Un deuxième pic est visible à 270 ns qui est une réponse liée à la charge capacitive à l'interface entre l'échantillon et l'électrode supérieure. On remarque aussi un troisième pic à 202 ns lié à la réponse à l'interface entre les deux diélectriques. La vitesse du son dans le PTFE est sensiblement inférieure (1310 m/s et 1250 m/s mesurés) à celle des autres matériaux isolants [Rae 2016], ce qui correspond à sa réponse mécanique relativement souple, par rapport à 2200 m/s pour le PI. Par conséquent, la

- **Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles**

distribution géométrique des couches ne se reflète pas dans la réponse acoustique dans le temps.

En comparant ce signal à la réponse de la couche PI+FEP unique (Figure 3.13), il semble que l'interface détectée sur la Figure 3.13 soit celle entre le PI et la couche de FEP. On peut raisonnablement supposer que la couche de FEP est collée au PTFE et que l'interface entre la couche de FEP et le PTFE ne produit pas de signal spécifique. Ceci est cohérent avec les résultats donnés dans les Tableau 3.1 et Tableau 3.2. En effet, les impédances acoustiques du PTFE et du FEP sont similaires ; la permittivité des deux matériaux est similaire, et par conséquent, avec un temps sous contrainte DC court, il n'y a aucune raison d'avoir une activité électro-acoustique à cette interface. La situation peut éventuellement changer avec le temps car les conductivités électriques de la couche fluorée et du PTFE ne sont probablement pas les mêmes (seules des valeurs approximatives pour le FEP issues des fiches techniques sont données dans le Tableau 3.4), de sorte que la charge d'interface peut être en jeu.

Le signe du signal acoustique à l'interface PI+FEP/PTFE est le même que celui à l'interface électrode / PI+FEP. En raisonnant sur la distribution du champ, c'est un comportement attendu car la permittivité du PTFE est inférieure à celle du PI, donc le champ devrait être déplacé vers le PTFE, et une charge assimilée à une homocharge vue de l'électrode du côté PI devrait apparaître. Cependant, le schéma n'est pas nécessairement aussi évident car la pression à l'interface est générée par la différence de permittivité et non par les charges.

Durant une étape de calibration, le matériau est considéré comme vierge de toute charge. Les temps de polarisation étant très courts, le champ électrique peut être considéré constant dans chacune des couches de l'échantillon. Par conséquent, les pressions transitoires $\tilde{p}_{0,e_{sup}-A}(t)$, $\tilde{p}_{0,B-e_{inf}}(t)$ et $\tilde{p}_{0,A-B}(t)$ s'expriment de la manière suivante [Bod 2006a] :

$$\tilde{p}_{0,e_{sup}-A}(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,A} \cdot \varepsilon_{r,B}^2}{(e_A \cdot \varepsilon_{r,B} + e_B \cdot \varepsilon_{r,A})^2} \cdot V_{DC} \cdot v_p(t) \quad (\text{Eq.3.4})$$

$$\tilde{p}_{0,B-e_{inf}}(t) = -\frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,B} \cdot \varepsilon_{r,A}^2}{(e_A \cdot \varepsilon_{r,B} + e_B \cdot \varepsilon_{r,A})^2} \cdot V_{DC} \cdot v_p(t) \quad (\text{Eq.3.5})$$

$$\tilde{p}_{0,A-B}(t) = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,A}^2 \cdot \varepsilon_{r,B}^2}{(e_A \cdot \varepsilon_{r,B} + e_B \cdot \varepsilon_{r,A})^2} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_{r,B}} - \frac{1}{\varepsilon_{r,A}} \right) V_{DC} \cdot v_p(t) \quad (\text{Eq.3.6})$$

où $\varepsilon_{r,A}$ et $\varepsilon_{r,B}$ sont respectivement la permittivité relative des matériaux A et B, e_A et e_B sont respectivement l'épaisseur des matériaux A et B, V_{DC} est la tension de polarisation et $v_p(t)$ la tension impulsionnelle.

• Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles

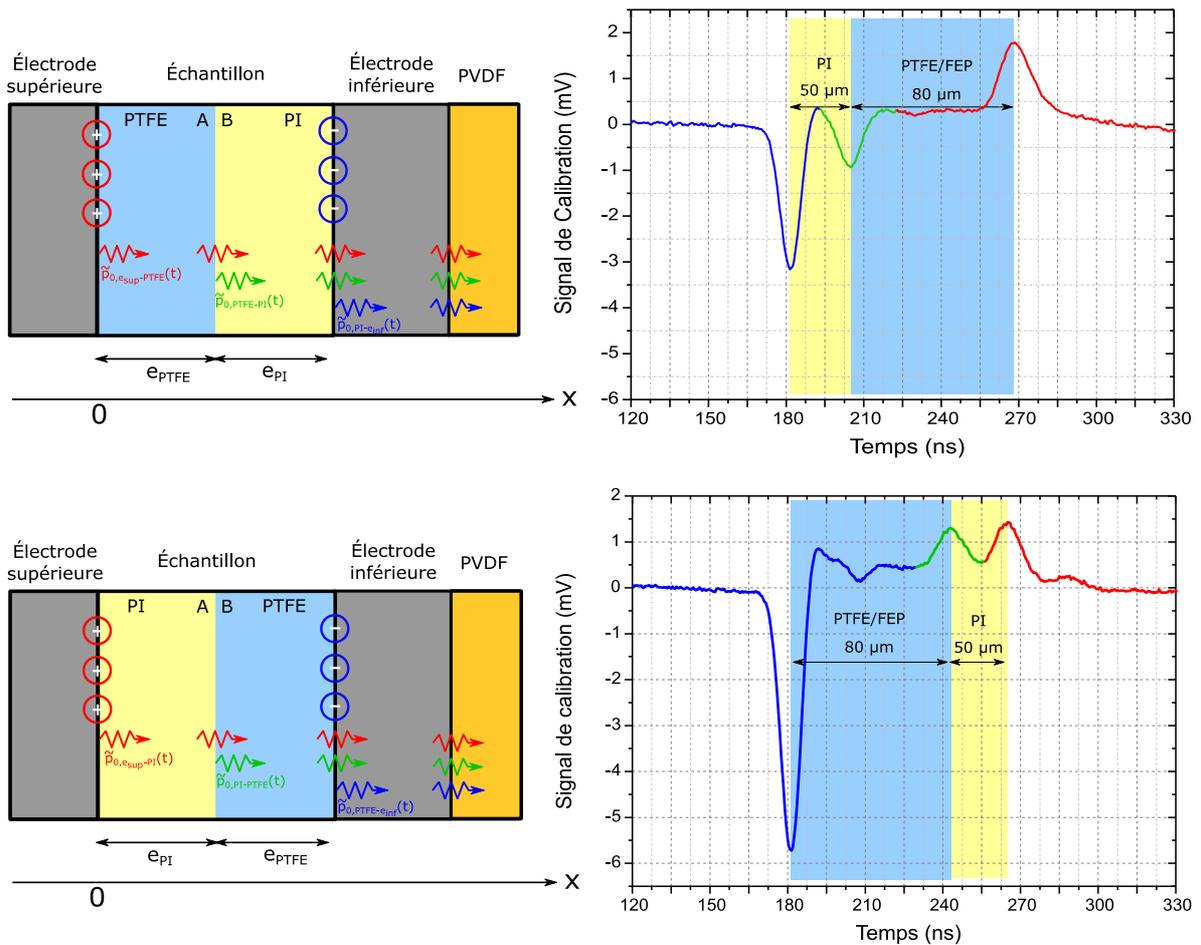


Figure 3.14 : Distribution de la pression transitoire dans un matériau bicouche PI+FEF/PTFE (recto) durant une étape de calibration (a) et signal de calibration d'une mesure PEA pour cet échantillon d'épaisseur 130 μm soumis à une tension de 1112 VDC. (c, d): Mêmes représentations pour une disposition verso du même échantillon dans la cellule de mesure.

La Figure 3.14.a montre les différentes pressions transitoires générées aux différentes interfaces dans le cas où le PI est en contact avec l'électrode inférieure. La Figure 3.14.b est le signal de sortie de la cellule PEA lorsque le PI d'un échantillon PI/PTFE est en contact avec l'électrode inférieure. On constate que le signe de la charge capacitive va avoir une influence sur la nature de l'onde de pression générée. En effet, lorsque la charge est positive une pression est générée (pour une tension d'impulsion positive) et lorsque la charge est négative une dépression est générée. Donc dans notre cas, le capteur piézoélectrique fournit un signal électrique positif pour une charge positive et il fournit un signal électrique négatif pour une charge négative. En l'absence de charge à l'interface PTFE/PI, le signe de l'onde de pression générée est déterminé par la différence des permittivités des deux matériaux. Effectivement, si nous considérons l'équation (Eq.3.6), une différence de permittivité intervient. Par conséquent, si la permittivité relative de l'échantillon B est supérieure à celle de l'échantillon A, alors une dépression sera générée à l'interface. Ce qui est notre cas ici, car la permittivité relative du PI est supérieure à la permittivité relative du PTFE (voir Tableau 3.1 et Tableau 3.2) et la réponse obtenue est un pic négatif à l'interface. Si nous prenons le cas où l'échantillon A est le PI et l'échantillon B est le PTFE (Figure 3.14.c) où nous appliquons la même tension de polarisation que dans le cas précédemment, on constate sur la Figure 3.14.d que le signe du pic à l'interface devient positif. En effet, étant donné que la permittivité relative de l'échantillon

- **Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles**

B est inférieure à la permittivité relative de l'échantillon A, une pression est générée à l'interface qui se traduit par un signal électrique positif au contact du capteur piézoélectrique.

On remarque également sur la Figure 3.14.b et la Figure 3.14.d une différence d'amplitude du signal à l'interface entre l'électrode inférieure et le matériau B. En effet, cela s'explique par l'expression de l'équation Eq.3.5 qui ne génère pas la même onde de pression à l'interface pour une même quantité de charge capacitive, selon que le PTFE ou le PI se positionne en échantillon A.

De plus, l'amplitude est affectée par les réflexions rencontrées à l'interface, car les impédances acoustiques sont différentes [Bod 2006b], mais aussi par l'atténuation.

Le Tableau 3.5 indique la pression à chaque interface, en tenant compte de la réflexion à l'interface interne et du coefficient d'atténuation de la couche de PTFE : il a été déduit comme étant de 75% à la fréquence de crête principale (19 MHz) en considérant l'atténuation $\alpha(f)$ de la Figure 3.10 et une épaisseur de 80 μm . L'atténuation dans le PI a été négligée. Les résultats sont globalement cohérents avec les signaux mesurés (Figure 3.15). La charge d'interface mesurée à l'interface PTFE/électrode est plus importante que du côté PI, et l'atténuation explique les changements lors de l'inversion de l'échantillon. Le signal acoustique mesuré à l'interface diélectrique/électrode est légèrement plus faible que prévu si l'on considère uniquement la contribution du champ.

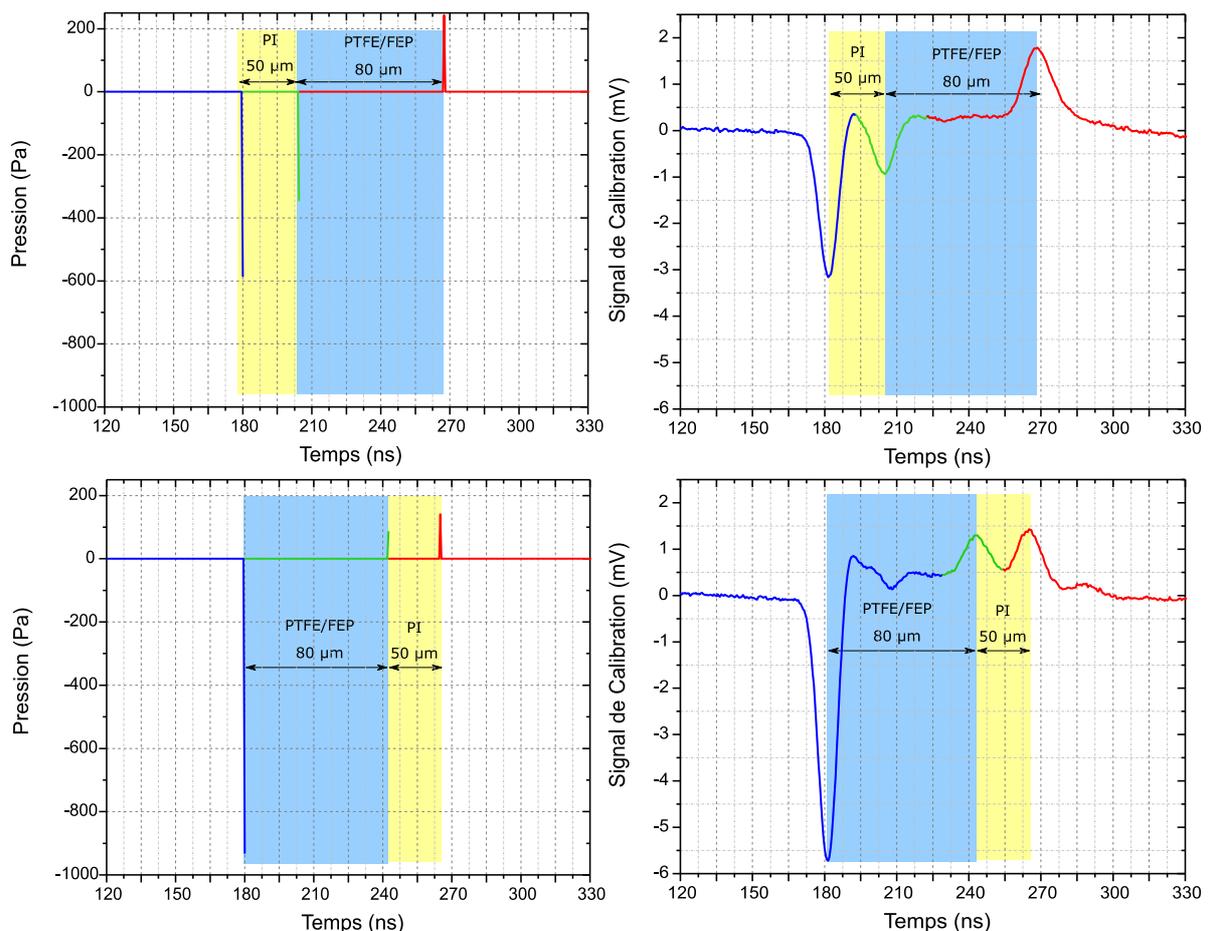


Figure 3.15 : Onde de pression au niveau du capteur piézoélectrique en fonction du temps pour un échantillon PI+FEP/PTFE (a, b), et PTFE/FEP+PI (c, d). (a, c): pressions calculées; (b, d): pressions mesurées. Echantillon bicouche d'une épaisseur de 130 μm soumis à une tension électrique de 1112 VDC

- Chapitre 3 : Étude préliminaire sur les matériaux isolants de câbles

Pressions (Pa)	Électrode inférieure	Interface	Électrode supérieure
Figure 3.14.a	-587	-347	243
Figure 3.14.c	-933	87	141

Tableau 3.5 : Onde de pression générée aux différentes interfaces

La Figure 3.16 montre une superposition de signaux de calibration d'une mesure PEA pour un échantillon de PI/PTFE d'une épaisseur totale d'environ 130 μm . Une tension DC de +/-1112 V et une tension d'impulsion de 500 V avec un taux de répétition de 5 kHz sont appliquées à l'échantillon.

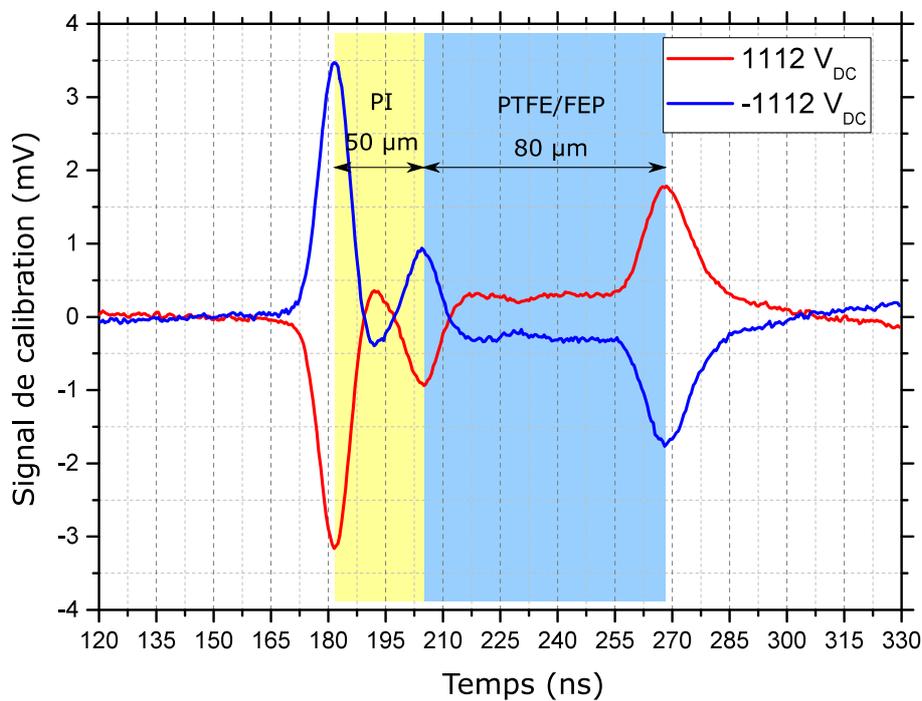


Figure 3.16 : Signal de calibration d'une mesure PEA pour un échantillon bicouche PI-PTFE d'une épaisseur de 130 μm soumis à une tension électrique de 1112 V et -1112V.

On observe 2 réponses liées aux charges capacitives à la surface de l'échantillon aux alentours de 180 ns et 270 ns. Il est constaté que les réponses des charges capacitives sont de signe inverse. De plus, il est constaté que le troisième pic à l'interface entre les deux diélectriques est lui aussi inversé.

IV) Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté dans un premier temps, les différentes propriétés acoustiques et électriques des différents matériaux utilisés dans les câbles pour l'aéronautique ainsi que le protocole qui nous a permis de réaliser les matériaux bicouches PI-PTFE ainsi que de fritter les échantillons de PTFE. Il a été aussi présenté les différents équipements utilisés lors de la réalisation des mesures PEA.

Dans un deuxième temps, nous avons présenté une mesure PEA de PTFE fritté et sans charge. Il a été vu que l'atténuation et la dispersion sont élevées dans le PTFE. Des mesures PEA sur des films de PI, sans charges, ont été réalisées. Lors des mesures PEA, il a été remarqué que les mesures recto-verso ne sont pas identiques. En effet, il a été découvert que le matériau de PI a une couche non négligeable de FEP, de sorte que le matériau est un bicouche avec des propriétés acoustiques et électriques différentes pour le PI et le FEP. En conséquence il devient très délicat de récupérer les informations d'atténuation et de dispersion pour le PI. Des mesures PEA sur des complexes PI+FEP/PTFE recto-verso et non chargé ont été réalisées. Durant la mesure PEA, on constate un pic d'interface et ce malgré l'absence de charge. Pour comprendre l'origine de l'onde de pression à l'interface PI+FEP/PTFE, les différentes équations des ondes de pression aux différentes interfaces ont été analysées. On a pu ainsi mettre en évidence que la différence de permittivité génère une onde de pression à l'interface PI/FEP+PTFE. En effet, le FEP a des propriétés diélectriques et acoustiques proches de celles du PTFE, de sorte que l'interface interne dans ces complexes provient de la différence de propriétés entre le PI et le FEP. Nous avons quantifié les différentes ondes de pression aux différentes interfaces et en appliquant l'atténuation et la dispersion calculée pour le matériau PTFE, on obtient une bonne corrélation entre les ratios des ondes de pression calculées et les ratios des pics mesurés.

Au vu de la complexité des films de PI, il n'a pas été possible de calculer les données d'atténuation et de dispersion. C'est pour cela, que dans le prochain chapitre où nous présenterons l'algorithme de déconvolution adapté aux câbles aéronautiques cette problématique sera prise en considération. Il sera aussi présenté les différents équipements qui composent le banc PEA dédié aux câbles aéronautiques.

Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques

I) Introduction

Dans ce chapitre, dans un premier temps, les équipements qui composent le banc PEA qui sont un générateur de polarisation, un générateur d'impulsions et un oscilloscope seront présentés.

Dans un second temps, nous présenterons la cellule PEA destinée aux câbles aéronautiques. Elle est composée d'un boîtier d'interconnexion, d'une électrode inférieure, d'un capteur piézoélectrique, d'un absorbeur et d'amplificateurs faible bruit.

Dans un troisième temps, des mesures PEA réalisées seront analysées afin de valider le bon fonctionnement du banc par le biais d'un câble en polyéthylène (PE) issu d'un câble coaxial RG58, puis sur un câble aéronautique bicouche.

Et enfin, la stratégie de déconvolution utilisée sera détaillée ainsi que sa validation. Ce traitement permettra de calculer et visualiser la distribution de champ électrique ainsi que de densité de charge dans les câbles aéronautiques.

II) Descriptif du Banc PEA

On peut voir sur la Figure 4.1 le banc PEA qui a été développé dans le cadre de la thèse pour la mesure de charge d'espace sur les câbles utilisés en aéronautique.

Il se compose principalement d'un oscilloscope, d'une cellule de mesure PEA et d'un boîtier d'interconnexion permettant de connecter le générateur d'impulsions et le générateur de polarisation au câble à caractériser.

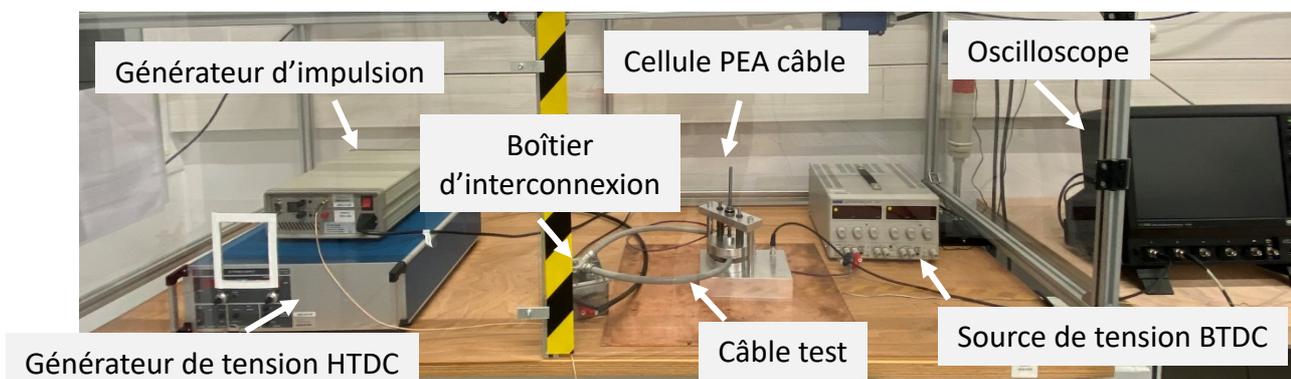


Figure 4.1 : Banc PEA destiné à la mesure de charges d'espace sur câbles aéronautiques

Un dispositif de sécurité a également été ajouté autour du banc de mesure, car des pièces métalliques nues sous tension sont accessibles. L'oscilloscope a été installé en dehors du dispositif de sécurité pour deux raisons : la première pour pouvoir le manipuler en fonctionnement et la seconde pour éviter que la chaleur dégagée par l'oscilloscope ne s'accumule dans la cage. Cela nous permet de mieux maîtriser la température lors des mesures. En effet, le banc PEA est placé dans une pièce climatisée dont la température est maintenue à une température constante de 20°C.

II.A) Générateur de polarisation

Le générateur de tension DC permet d'appliquer la contrainte principale appliquée à l'échantillon de câble testé, à même de générer la charge d'espace que l'on souhaite détecter. De sorte à être sur-dimensionnant par rapport aux tensions visées dans les réseaux aéronautiques, il doit pouvoir générer des tensions de l'ordre de la dizaine de kilovolts, de disposer d'une inversion de polarité et d'être pilotable à distance. Le choix du générateur de polarisation s'est porté sur le modèle HCP 35-35000 de la marque FUG Gbmh, car il permet d'appliquer à l'échantillon une tension pouvant aller de -35 kV à 35 kV avec un courant maximal de 10 mA. Il intègre un module d'inversion de polarité de base et il est possible de le piloter à distance (Figure 4.2).



Figure 4.2: Générateur de polarisation HCP 35-35000

II.B) Générateur d'impulsions

Le rôle du générateur d'impulsion est de faire déplacer les charges autour de leur position d'équilibre et de générer ainsi une onde acoustique dont l'amplitude sera proportionnelle à la quantité de charges présente dans le matériau.

Le choix générateur d'impulsions est fait par rapport à sa largeur d'impulsion à mi-hauteur. En effet, par le biais de l'Eq.4.1 il est possible de déterminer la largeur d'impulsion nécessaire en fonction de l'épaisseur du capteur piézoélectrique et de la vitesse du son dans l'échantillon.

$$\Delta t_{impulsion} = \frac{\text{épaisseur}_{piezo}}{c_{son}} \quad (\text{Eq.4.1})$$

Avec une épaisseur de capteur de 9 μm et une célérité du son pour le PI de 2200 m/s, de 1300 m/s pour le FEP et 1310 m/s pour le PTFE, nous devons avoir une largeur d'impulsion à mi-hauteur comprise entre 5 et 10 ns.

Le générateur d'impulsions choisi est un FPG 2-10NM6 de la marque FID (Figure 4.3).

- Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques



Figure 4.3 : Générateur d'impulsions FPG 2-10NM6

En effet, comme on peut le voir sur la Figure 4.4, il présente une largeur d'impulsion d'environ 8 ns à mi-hauteur avec un temps de montée compris entre 0,7 ns et 1 ns et un temps de descente comprise entre 0,9 ns et 1,1 ns.

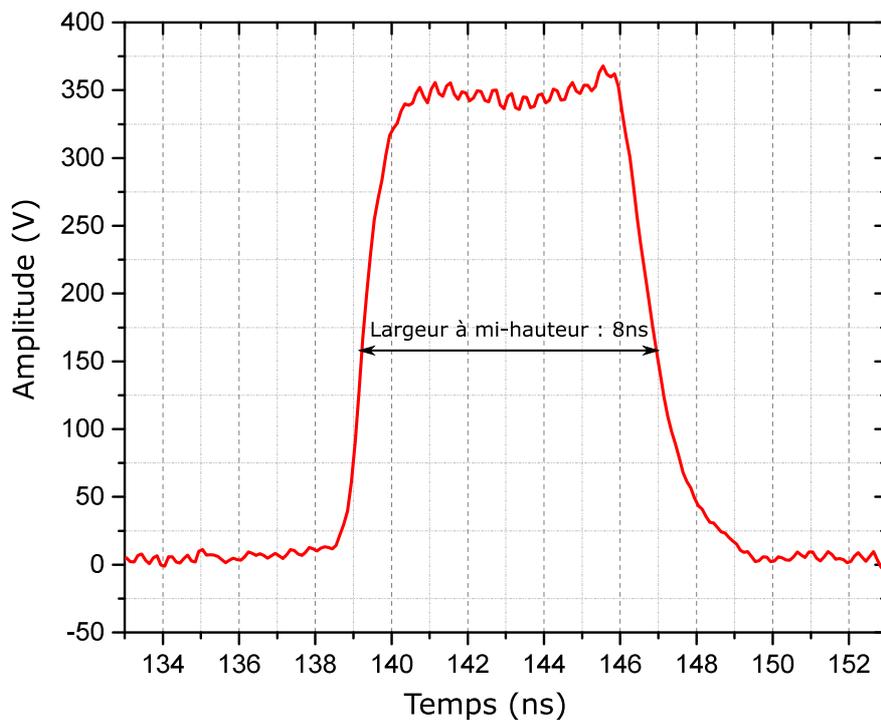


Figure 4.4 : Signal de sortie du générateur d'impulsion

Le générateur a été aussi sélectionné pour son absence d'artefacts ainsi qu'un retour à zéro et la fréquence de répétition maximale de 10 kHz qui permet d'obtenir un rapport signal sur bruit correct en moyennant le signal sur une durée raisonnable.

II.C) Oscilloscope

L'oscilloscope utilisé est issu de la série HDO9204 de la marque Teledyne Lecroy (Figure 4.5).



Figure 4.5 : Oscilloscope HDO9204

Il possède une bande passante de 2 GHz pour une entrée analogique et peut aller jusqu'à 4 GHz pour une entrée numérique. Il a un taux d'échantillonnage de 20 GS/s sur une utilisation 4 voies et 40 GS/s sur une utilisation 2 voies et une grande profondeur mémoire.

Cet oscilloscope a été choisi pour sa bande passante supérieure à la bande passante des amplificateurs de la cellule PEA (500MHz), mais aussi par rapport à sa grande profondeur de mémoire. En effet, 100 000 acquisitions sont réalisées dans un temps d'environ 70 secondes (possible notamment grâce aux 10 kHz du générateur d'impulsion) afin de moyenner l'ensemble de ces mesures et ainsi améliorer le rapport signal sur bruit.

III) Cellule PEA

III.A) Boîtier d'interconnexion

Alors que dans les dispositifs PEA pour échantillons plans la tête de la cellule permettant d'appliquer les tensions de polarisation et d'impulsion est placée au plus près du point de mesure, dans les dispositifs pour câbles, ce système est déporté. Le boîtier d'interconnexion réalisé pour les câbles étudiés est représenté Figure 4.6.

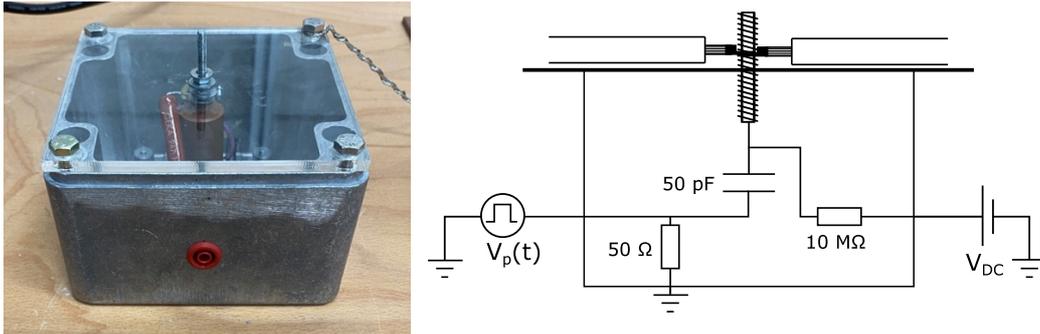


Figure 4.6 : Boîtier d'interconnexion faisant office de tête PEA dans les dispositifs PEA pour échantillons plans ainsi que son schéma électrique.

Le boîtier est composé d'une résistance 50Ω , d'un condensateur de 50 pF , d'une résistance de $10 \text{ M}\Omega$ et d'un axe permettant d'établir le contact électrique avec le câble aéronautique. Le rôle de la résistance de 50Ω est primordial, car elle permet de réaliser une adaptation d'impédance entre la tête PEA et le générateur d'impulsion. En effet, si cette adaptation n'est pas correctement faite, l'impulsion appliquée sera déformée. Le condensateur a pour fonction de découpler le générateur d'impulsions du générateur de polarisation. Si le découplage n'est pas effectué, le générateur de polarisation peut détériorer le générateur d'impulsion. La résistance de $10 \text{ M}\Omega$ est utilisée afin de limiter le courant de la source de polarisation en cas de claquage de l'échantillon.

III.B) Détection du signal acoustique

III.B.1) Électrode inférieure

L'électrode inférieure sur laquelle repose le câble testé est en aluminium d'une épaisseur de 19 mm . (Figure 4.7).



Figure 4.7 : Électrode inférieure

Un sillon a été réalisé sur l'électrode pour pouvoir y déposer le câble. En effet, comme le câble aéronautique est multibrin, il présente un risque d'écrasement sous pression. De plus, du point de vue du capteur piézoélectrique, que l'électrode soit avec ou sans sillon, la sensibilité de détection n'est pas modifiée [Fu 2001]. Un polissage (inférieur à $1\ \mu\text{m}$) a été effectué sur la face en contact avec le capteur piézoélectrique pour maximiser la transmission de l'onde acoustique de l'électrode au capteur.

III.B.2) Capteur piézoélectrique

La fonction du capteur piézoélectrique est de convertir le signal acoustique issu du câble et transmis à l'électrode inférieure en un signal électrique. Le matériau utilisé est du polyfluorure de vinylidène (PVDF). Il a une épaisseur de $9\ \mu\text{m}$ définissant ainsi la résolution de la cellule (en considérant que les vitesses de propagation du son dans le capteur PVDF et dans les isolants testés sont similaires) ainsi qu'une surface de $200\ \text{mm}^2$ en contact direct avec l'électrode inférieure. Le choix d'une résolution de $9\ \mu\text{m}$ est dû notamment à la gamme d'épaisseur totale d'isolation que proposent les câbles aéronautiques comprise entre 200 et $600\ \mu\text{m}$. Le capteur est placé entre l'électrode inférieure et un absorbeur adapté acoustiquement.

III.B.3) Absorbeur

L'absorbeur disposé en sous-face du capteur piézoélectrique est en PVDF afin de garantir une parfaite adaptation acoustique avec le capteur évitant ainsi les réflexions à l'interface entre le capteur piézoélectrique et l'absorbeur.

III.B.4) Amplificateur faible bruit

L'objectif de l'amplificateur faible bruit est d'amplifier les signaux en sortie du capteur piézoélectrique pour qu'ils soient transmissibles et détectables par l'oscilloscope. Nous avons besoin d'un amplificateur faible bruit avec une très large bande passante. Nous avons opté pour un amplificateur ZFL-500, qui présente un gain de 25 dB et une bande passante de 500 MHz lorsqu'il est alimenté avec une tension de 15 V (source de tension BTDC de la Fig. 4.1). Deux amplificateurs ont été installés en série pour avoir un gain suffisant en sortie de l'étage d'amplification.

III.C) Système de serrage

Pour assurer un serrage homogène et constant, nous avons opté pour un système de maintien fait par un mord supérieur plaqué sur le câble par deux ressorts permettant ainsi d'appliquer une force constante et répétable, ce qui est primordial dans la répétabilité des mesures (Figure 4.8).

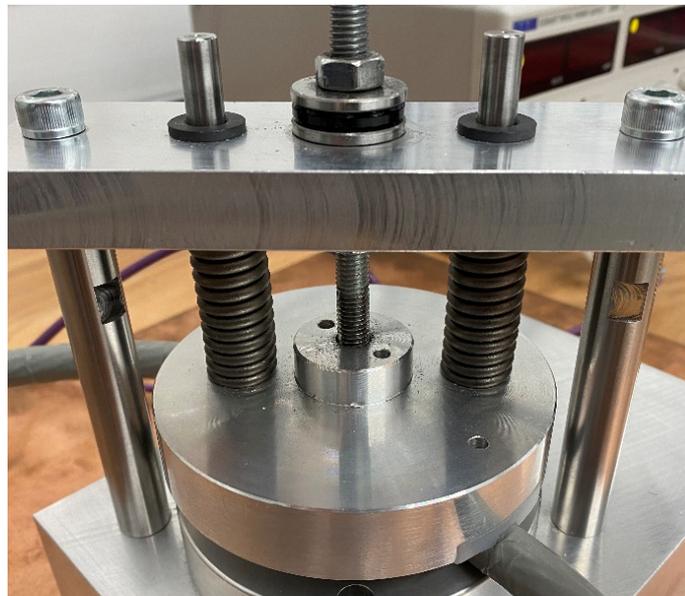


Figure 4.8 : Système de serrage de la cellule PEA.

IV) Mesures PEA préliminaires

IV.A) Mesure sur câble à isolation PE

Avant d'effectuer une mesure sur un câble aéronautique, nous avons vérifié le bon fonctionnement du banc par des mesures sur un câble ayant un système d'isolation moins complexe que les câbles aéronautiques, à savoir un échantillon à isolation polyéthylène (PE) issu d'un câble coaxial RG58 dont seuls l'âme et l'isolant ont été conservés. Nous avons choisi ce type de câble car de nombreuses mesures PEA ont été effectuées sur des matériaux de la famille du polyéthylène [Xin 1995, Mur 1996, Raj 2013, Fuk 2014, Li 2014]. Le câble est constitué d'un conducteur cuivre de diamètre 0,8 mm, d'une isolation d'épaisseur 1,6 mm, soit un diamètre externe de 4 mm. La Figure 4.9 représente le résultat d'une mesure de calibration obtenu sous une tension de polarisation de 9 kV et une impulsion de 500 V.

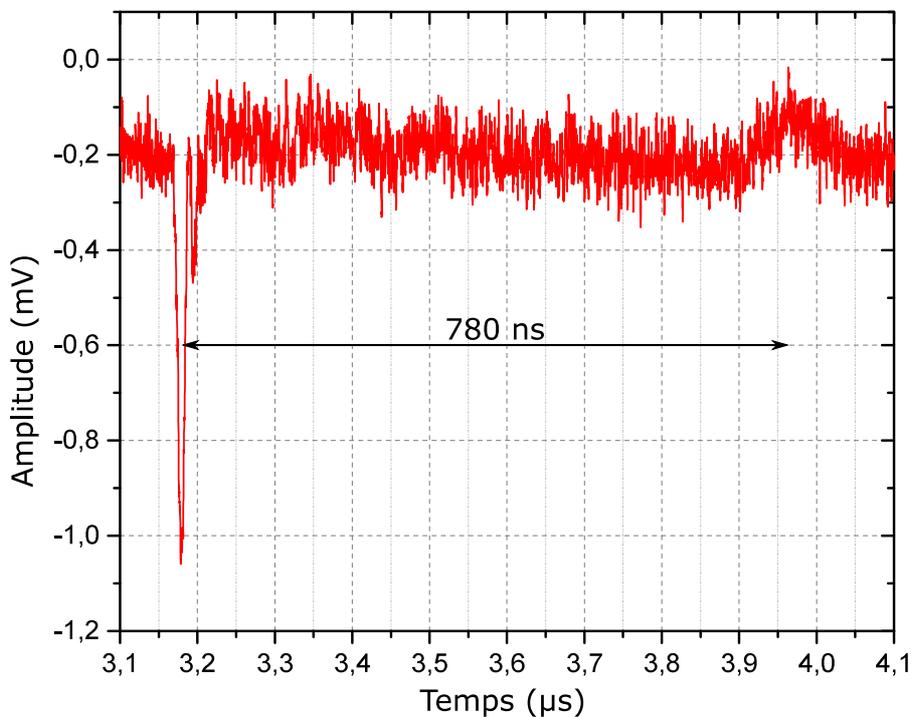


Figure 4.9 : Mesure de calibration sur un câble à isolation PE.

On observe un premier pic à 3,17 μs qui est la réponse due aux charges capacitives à l'interface entre la surface du câble et l'électrode inférieure. Le deuxième pic visible à 3,95 μs est la réponse des charges capacitives à l'interface entre l'isolation et l'âme du câble. Pour nous assurer que les positions des pics que nous visualisons sont bien la réponse des charges capacitives aux différentes interfaces, nous utilisons l'équation Eq.3.1 présentée dans le chapitre précédent. En effet, en connaissant l'épaisseur de l'échantillon et la vitesse de propagation du son dans le matériau, on remonte au temps qui sépare les deux réponses des charges capacitives. Dans notre cas, nous avons une épaisseur de 1,6 mm et une célérité du son généralement admise dans le PE de 2200 m/s [Sch 1959], ce qui nous donne un temps de 730 ns et nous mesurons un temps de 780 ns qui séparent nos deux pics. Avec une erreur

relative d'environ 7% entre le temps calculé et le temps mesuré, on peut ainsi affirmer que les deux pics relevés sont bien l'image des charges capacitives aux interfaces.

IV.B) Mesure sur câble aéronautique

Un câble aéronautique DR12, dont les caractéristiques sont présentées en Annexe, a été considéré pour ces essais. Des sections du câble sont illustrées sur les images de la Figure 4.10. L'épaisseur totale d'isolant est comprise entre 330 à 380 μm (Figure 4.10.b), répartie en une épaisseur de PTFE comprise entre 274 et 306 μm et une épaisseur de PI comprise entre 50 et 75 μm . On distingue une fine couche de FEP dans l'épaisseur de PI.

Une tension de polarisation de 9 kV et une tension impulsionnelle de 0,5 kV puis 1 kV ont été appliquées sur le câble, préalablement non chargé.

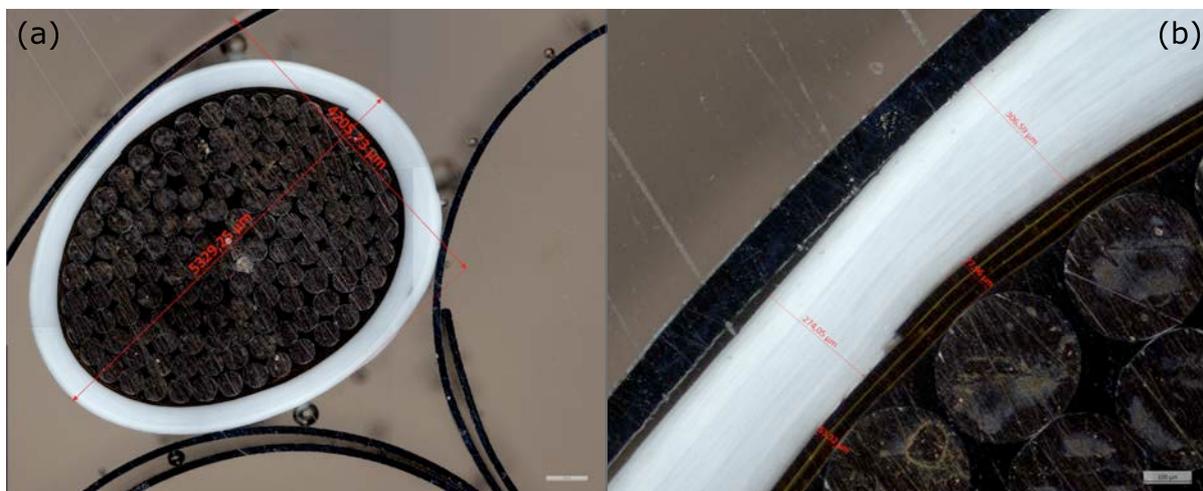


Figure 4.10 : Câble aéronautique DR12 avec une âme multibrin en cuivre (a) avec un focus sur le système isolation (b).

On observe sur les signaux acoustiques de la Figure 4.11 un premier pic à 3,18 μs qui serait lié à la réponse des charges capacitives à l'interface entre l'électrode inférieure et le câble. On observe aussi une multitude de pics laissant penser que l'origine d'une telle réponse est due à la présence de multiples interfaces comme cela a été illustré dans le chapitre précédent. Cependant, il est également possible que l'origine des multiples pics soit due à un problème d'adaptation d'impédance. En effet, jusqu'à présent dans une mesure PEA sur câble terrestre la capacité de découplage utilisée était la capacité du câble. Dans notre configuration une adaptation d'impédance à 50 Ω est difficile, car les câbles aéronautiques ne sont pas adaptés 50 Ω . Par conséquent, une quantité d'énergie d'impulsion serait réfléchi et oscillerait dans le câble coaxial BNC reliant le générateur d'impulsion et le boîtier d'interconnexion jusqu'à ce qu'elle soit amortie [Zhe 2015]. Pour pallier ce problème, il est possible d'augmenter la longueur de ce câble, permettant ainsi d'augmenter le temps de propagation et ainsi sortir les réflexions de la fenêtre de mesure [Zhe 2015].

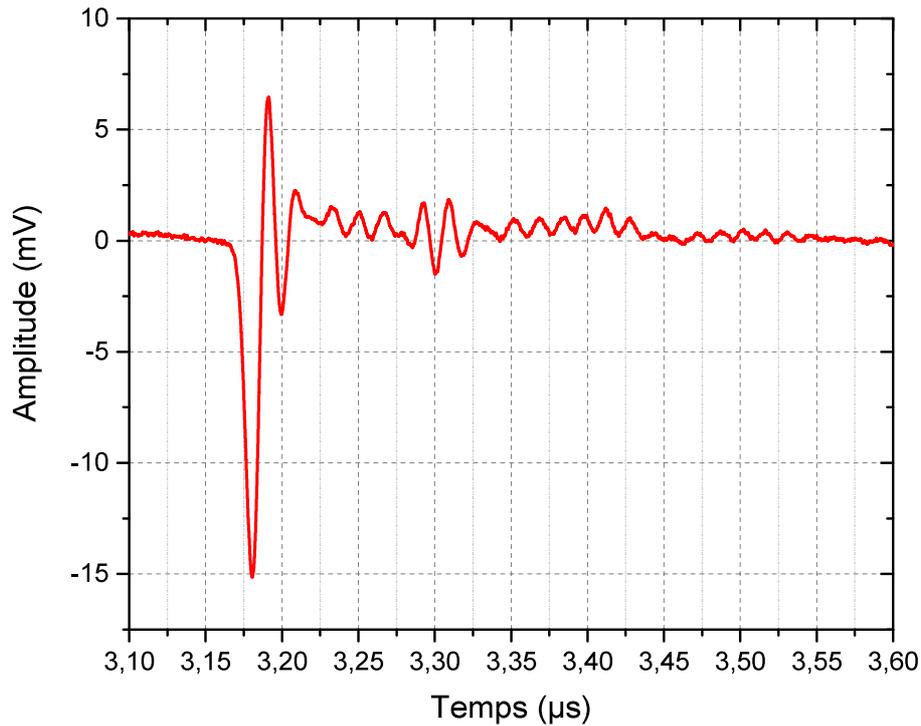


Figure 4.11 : Signal PEA sur un câble aéronautique DR12 avec une tension de polarisation appliquée de 9 kV et une tension d'impulsion appliquée de 0,5 kV avec un câble BNC de 10 m.

Sur la Figure 4.12 on peut voir qu'en utilisant un câble coaxial de 30 m de long pour appliquer l'impulsion, les différentes réflexions liées aux artefacts du générateur d'impulsion sont sorties de la fenêtre de mesure. Néanmoins, des réflexions sont toujours visibles aux abords du premiers pic à l'électrode inférieures qui sont liées au problème d'impédance 50Ω . Toutefois, c'est réflexion ne nous empêche pas d'exploiter les résultats et donc tolérés. On retrouve un pic à $3,28 \mu\text{s}$ correspondant à la réponse due aux charges d'interface entre l'électrode inférieure et l'isolation PTFE. Un deuxième pic est visible à $3,51 \mu\text{s}$ qui semble correspondre à la réponse des charges capacitives à l'interface entre l'isolant et l'âme du câble. On ne visualise pas spécifiquement le pic d'interface entre les couches de PI et de PTFE. En supposant que l'épaisseur de PTFE est de $300 \mu\text{m}$ et la vitesse de propagation du son de 1310 m/s dans le PTFE, le temps qui sépare le pic d'interface entre l'électrode inférieure et le PTFE du pic d'interface entre PI et PTFE est estimé à 230 ns . Dans le PI, avec une épaisseur supposée de $50 \mu\text{m}$ et une vitesse de propagation de 2200 m/s , le temps entre les pics d'interface PI/PTFE et PI/âme du câble est théoriquement de 23 ns . Au vu du très faible temps qui séparerait la réponse d'interface PI/PTFE avec la réponse d'interface entre le PI et l'âme du câble et en prenant en compte la forte atténuation et dispersion que subissent les deux réponses, il est très probable que les réponses des deux pics ont fusionné.

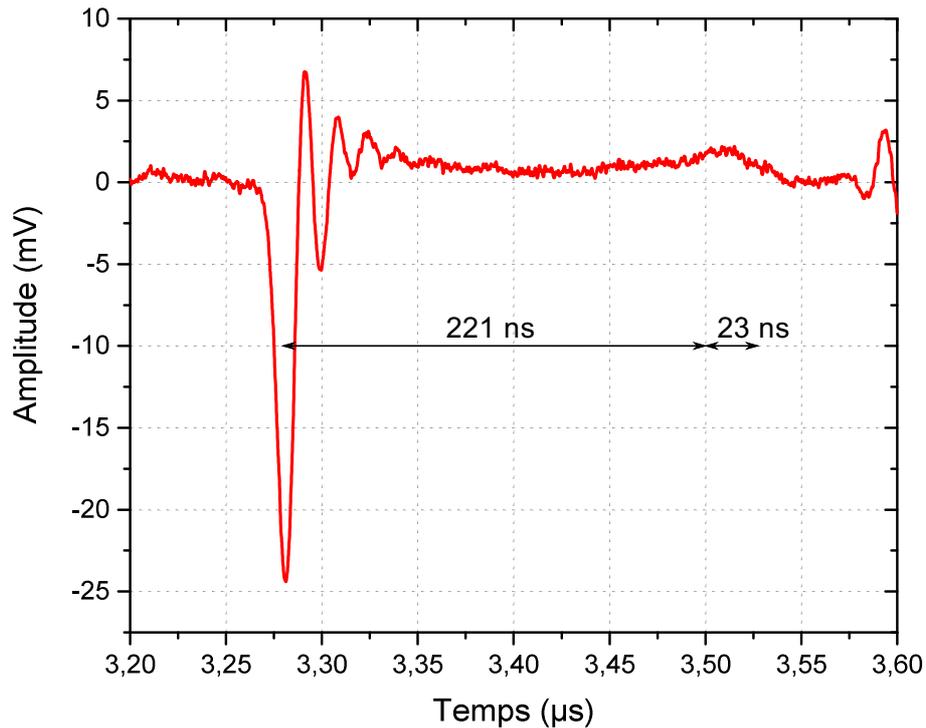


Figure 4.12 : Signal PEA sur un câble aéronautique DR12 avec une tension de polarisation appliquée de 9 kV et une tension d'impulsion appliquée de 1 kV avec un câble BNC de 30 m. Les flèches indiquent les positions des différentes interfaces compte tenu des vitesses du son dans le PTFE et le PI.

V) Processus de déconvolution sur câble aéronautique

V.A) Étape de calibration

Comme rappelé dans le chapitre 2, l'étape de calibration a pour objectif de déterminer la fonction de transfert du câble et de la cellule. Pour cela, une mesure PEA sur un câble non chargé doit être réalisée. Le câble aéronautique utilisé est un DR4 (Figure 4.13.a). L'épaisseur de PTFE, prise en différents points, est comprise entre 216 µm et 296 µm. L'isolation interne est constituée par 2 à 3 rubans superposés, chacun d'eux formé par un film de 25 µm de PI et environ 10 µm de FEP de part et d'autre du ruban de PI. On décèle également une couche de couleur jaunâtre comprise entre le PI et le FEP (ou constituant le FEP si celui-ci est déposé par des procédés différents). Étant donné sa faible épaisseur (inférieure à 5 µm) cette couche est négligée, car elle ne sera jamais visible compte tenu la résolution de la cellule PEA.

- Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques

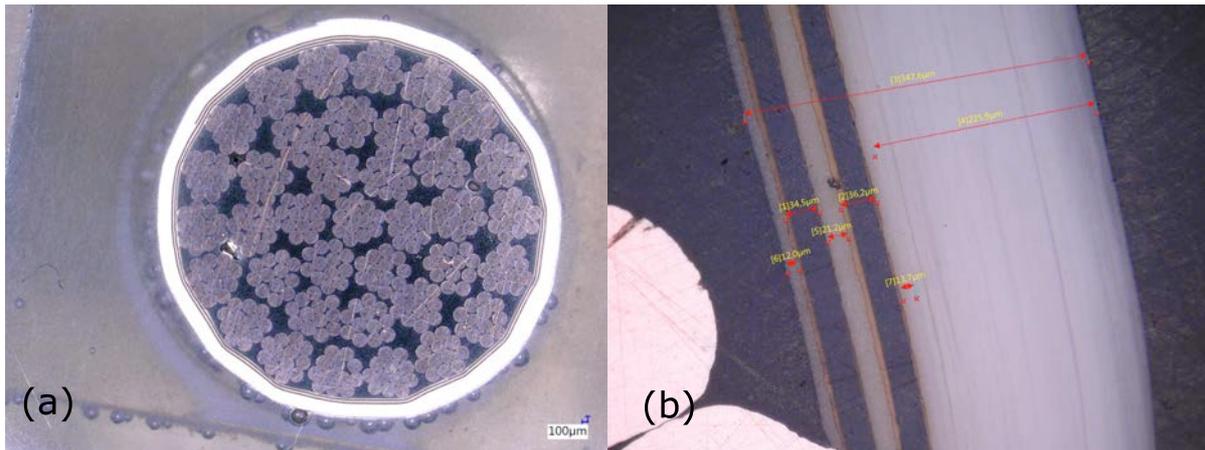


Figure 4.13 : Câble aéronautique DR4 avec une âme multibrin en cuivre (a) avec un focus sur le système isolation (b).

Compte tenu de la structure complexe de ces câbles, une épaisseur moyenne sera fixée pour chaque couche et nous prenons comme hypothèse que durant la mesure seuls deux rubans de PI sont présents. En effet, lors de la déconvolution nous avons besoin de connaître les rayons de chaque couche et au regard de la très forte fluctuation des différentes épaisseurs des hypothèses doivent être faites. Nous prenons pour hypothèse une épaisseur moyenne de PTFE de 220 µm, une épaisseur moyenne de 26 µm pour le premier ruban de PI, une épaisseur moyenne de 21 µm pour la première épaisseur de FEP, une épaisseur moyenne de 28 µm pour le second ruban de PI et une épaisseur moyenne d'environ 12 µm de la seconde épaisseur de FEP. L'épaisseur totale de l'isolation est ainsi de 327 µm, le rayon extérieur de 3,452 mm et le rayon intérieur de 3,125 mm.

Trois mesures PEA ont été effectuées d'une durée de 20 min chacune, une première à 0 V qui nous permet de connaître le niveau de bruit initial (Figure 4.14), une seconde mesure à 1 kV pour avoir le signal dit de calibration (Figure 4.15), et une dernière mesure à 0 V pour vérifier que le câble n'a pas été chargé pendant l'application de la tension de polarisation (Figure 4.16).

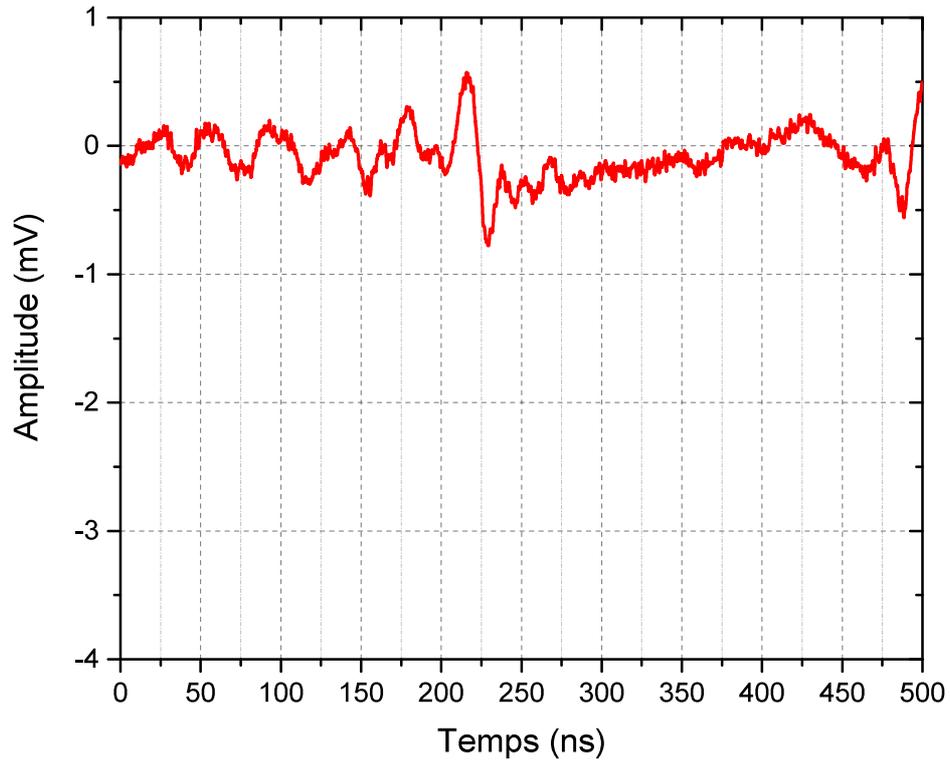


Figure 4.14 : Signal PEA sur un câble aéronautique DR4 avec une tension de polarisation de 0 kV.

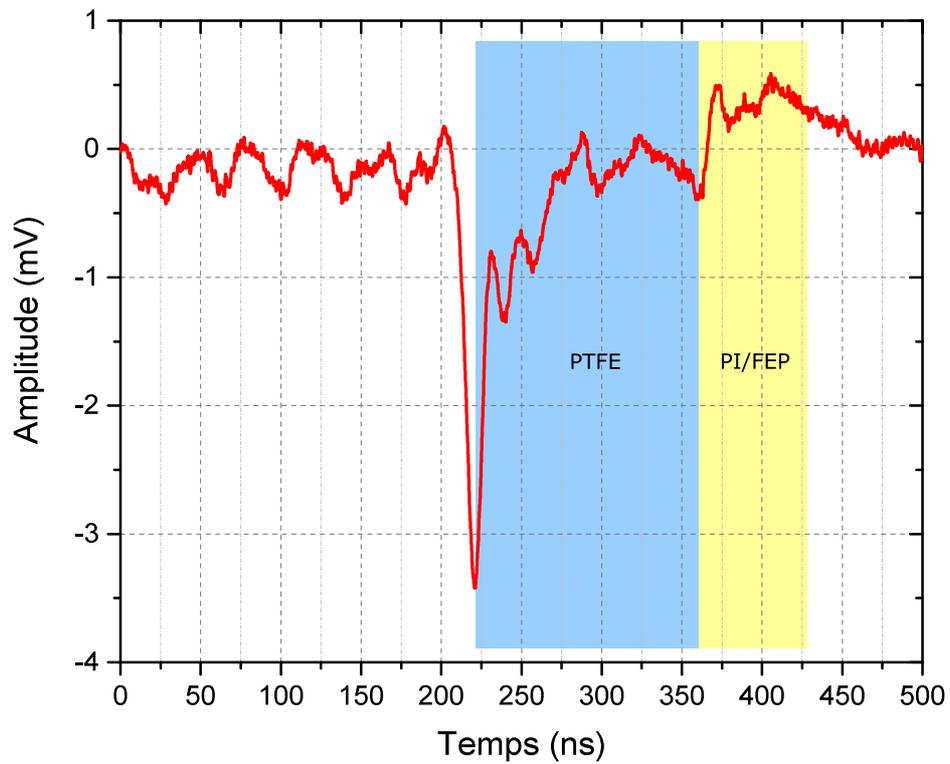


Figure 4.15 : Signal PEA sur un câble aéronautique DR4 avec une tension de polarisation de 1 kV.

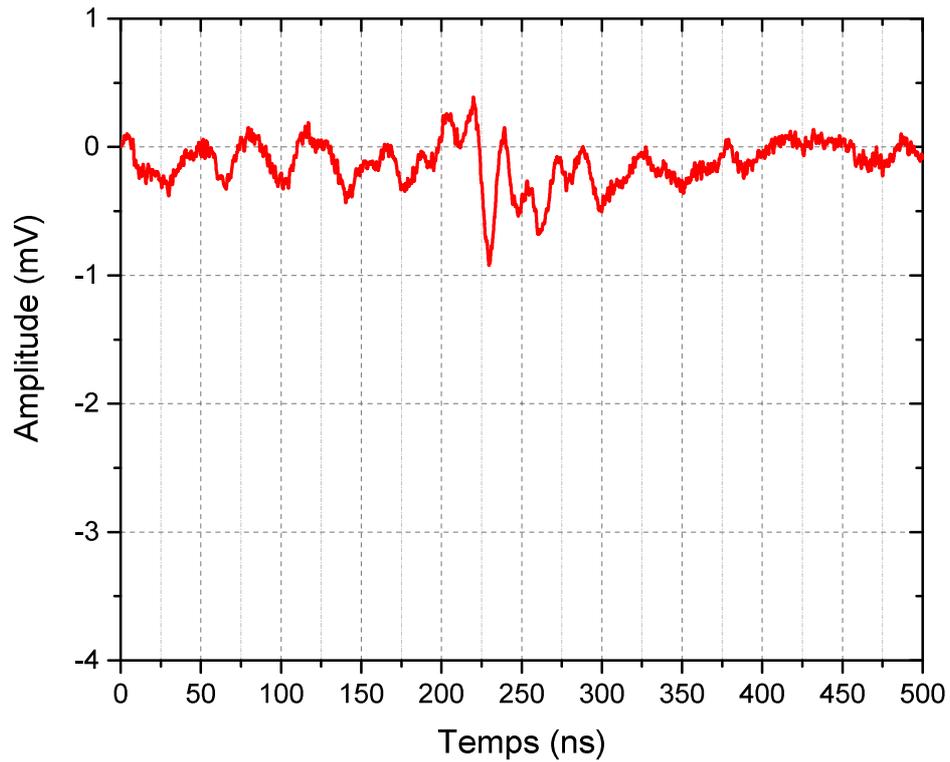


Figure 4.16 : Signal PEA sur un câble aéronautique DR4 avec une tension de polarisation de 0 kV après l'application de la tension de polarisation 1 kV.

On observe sur les Figure 4.14 et Figure 4.16 que l'allure du signal a changé et donc que le câble a pu très légèrement se charger pendant la mesure. Il faut donc revoir à la baisse le temps de polarisation en volt-on. Pour avoir une mesure rigoureuse, nous avons soustrait à toutes les mesures réalisées la mesure réalisée à 0 kV après l'application de la tension de calibration. Les Figure 4.17, Figure 4.18 et Figure 4.19 représentent les différentes mesures PEA de l'étape dite de calibration dont le bruit a été soustrait.

- Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques

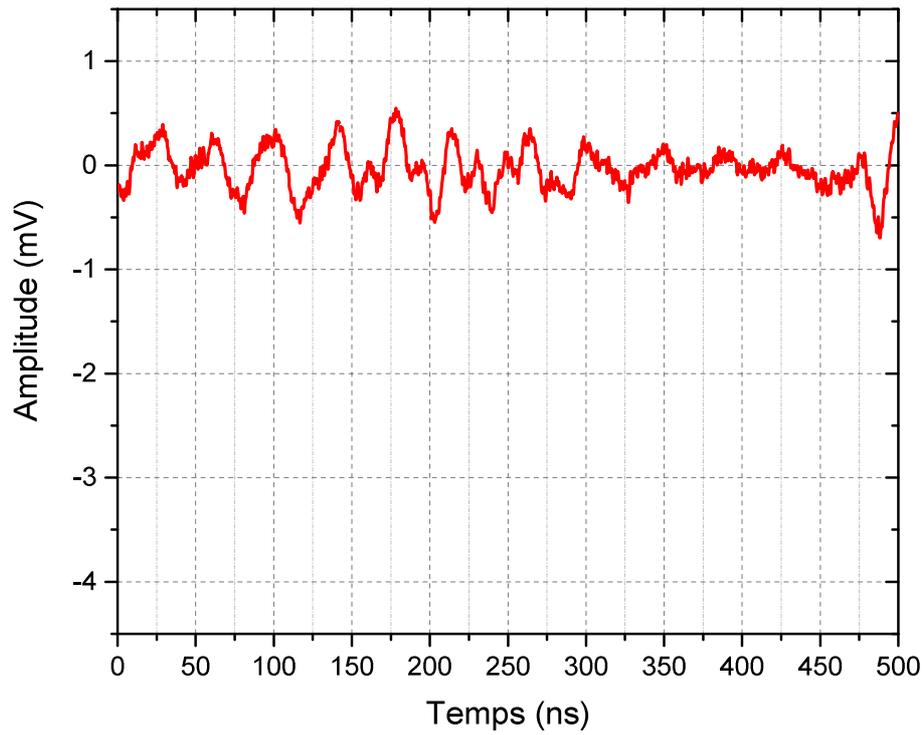


Figure 4.17 : Signal PEA sur un câble aéronautique DR4 avec une tension de polarisation de 0 kV dont le bruit a été soustrait.

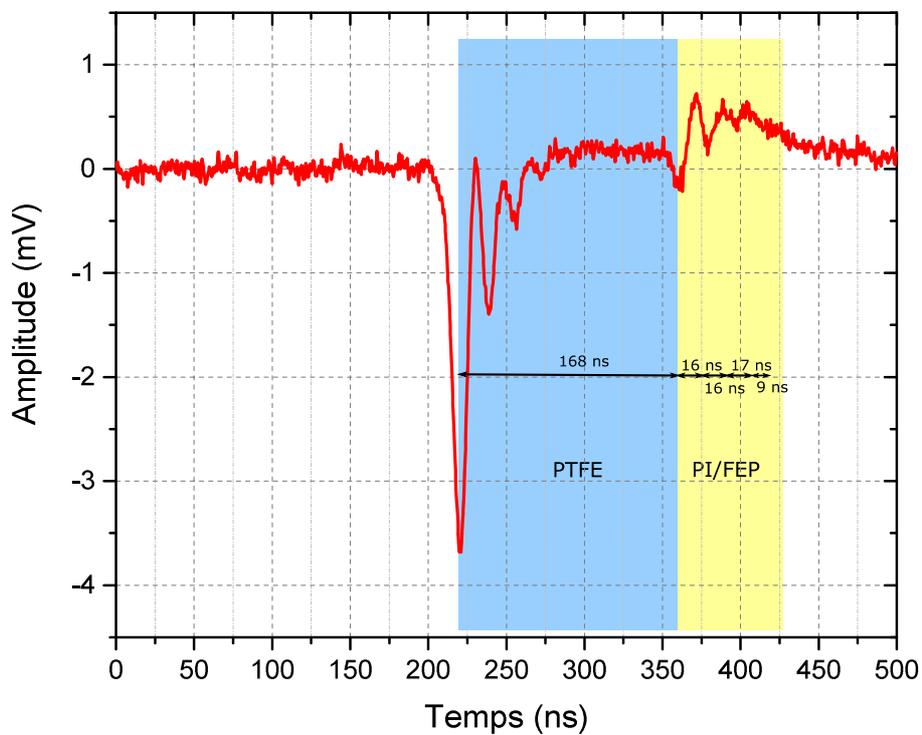


Figure 4.18 : Signal PEA sur un câble aéronautique DR4 avec une tension de polarisation de 1 kV dont le bruit a été soustrait.

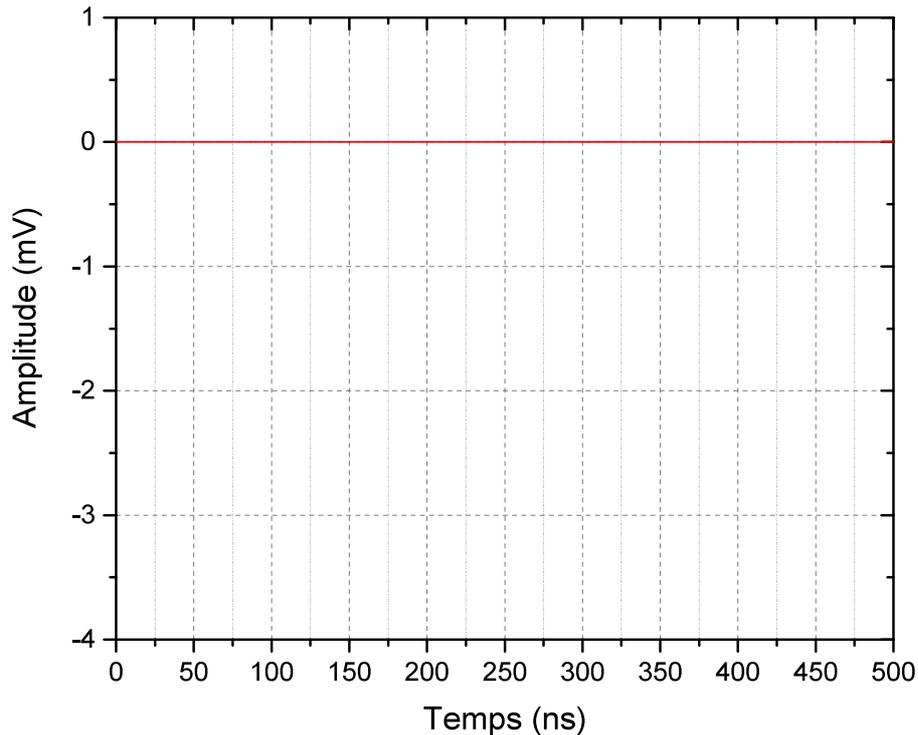


Figure 4.19 : Signal PEA sur un câble aéronautique DR4 avec une tension de polarisation de 0 kV après l'application de la tension de polarisation de 1 kV dont le bruit a été soustrait.

Sur la Figure 4.18, on remarque que la soustraction du bruit initial a permis de faire une correction d'offset. On observe toujours un premier pic à 220 ns, un dernier à 405 ns et à partir de 360 ns on observe la première interface entre le PTFE et le PI.

Une estimation par le calcul et par la mesure des différents temps qui séparent les différents pics est la suivante :

- Un temps d'environ 168 ns séparant le pic d'interface entre l'électrode inférieure et le PTFE du pic d'interface entre le PI et le PTFE. Nous mesurons un temps de 140 ns. Cela nous donne une erreur relative d'environ 16 % qui s'explique notamment par le fait qu'une épaisseur moyenne du PTFE est considérée. En effet, en fonction de l'orientation du câble sur la cellule, il n'y a pas la même épaisseur de PTFE d'une mesure à une autre pour un même câble à cause de la méthode d'enrubannage.
- Un troisième pic devrait apparaître correspondant à la première interface PI/FEP 16 ns après le pic d'interface PTFE/PI.
- Un quatrième pic devrait apparaître relatif à l'interface FEP/PI 16 ns après le premier pic d'interface PI/FEP.
- Un cinquième pic devrait apparaître à la seconde interface PI/FEP 17 ns après le pic d'interface FEP/PI.
- Et un dernier pic correspondant à la charge capacitive comprise entre le FEP et l'âme du câble devrait apparaître 9 ns plus tard après le pic de la seconde interface PI/FEP.

- **Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques**

Comme vu dans le chapitre précédent, les différents pics attendus sont dus à la différence de permittivité entre les couches de PI et de FEP, qui génère un signal à l'interface des deux matériaux [Bod 2006b]. En raison des faibles épaisseurs de PI et de FEP, de multiples réflexions sont captées par le capteur piézoélectrique [Hol 2000]. De plus, en considérant une dispersion évidente du signal, les différents signaux fusionnent et se chevauchent. En fin de compte, il n'est pas possible de distinguer les différents signaux nécessaires pour évaluer les facteurs d'atténuation et de dispersion pendant l'étape de déconvolution. En effet, comme présenté dans le chapitre 2, lors d'une mesure PEA sur des échantillons cylindriques, les spectres d'atténuation et de dispersion sont déterminés en considérant que le signal généré à l'interface entre l'âme du câble et l'isolant est l'image des charges capacitives dont la propagation dans le système d'isolation aurait été atténuée et dispersée. Or, dans le cas présent, la présence de multiples interfaces altère le signal et ne permet pas de distinguer l'origine des différents signaux.

Avant d'aborder la méthode de déconvolution, un calcul de champ électrique a été effectué qui sera par la suite comparé avec le résultat obtenu. Pour ce faire, on prend comme hypothèse que durant une mesure PEA avec un temps de polarisation très court on peut assimiler le système d'isolation à un condensateur. Dans notre configuration, nous aurions un condensateur pour chaque couche d'isolant (Figure 4.20).

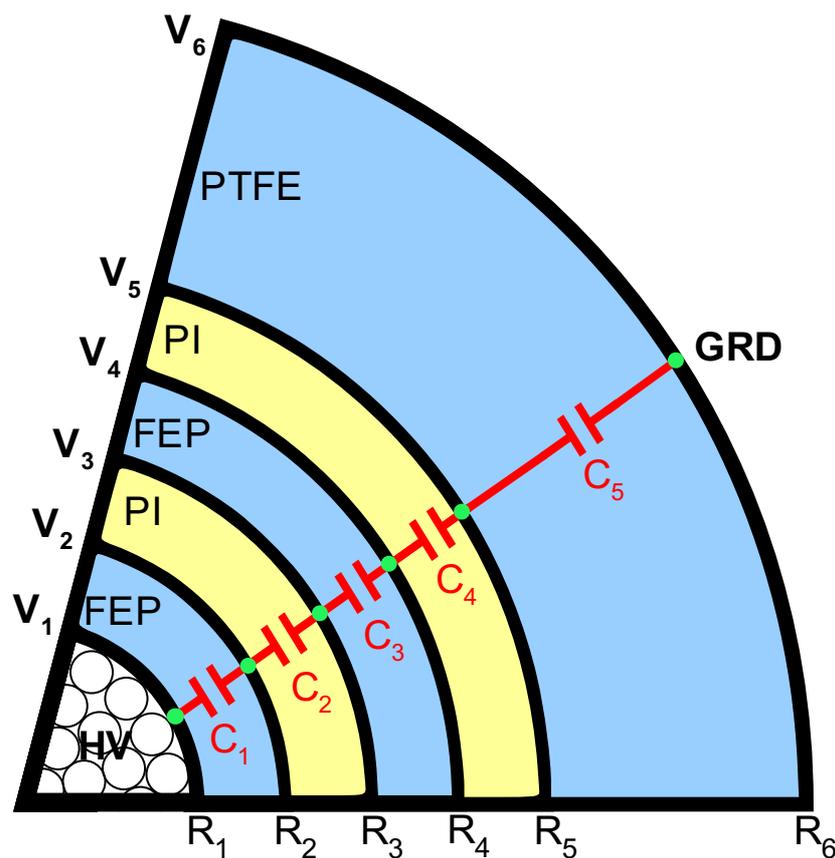


Figure 4.20 : Schéma équivalent électrique du système d'isolation dans un cas parfait

• **Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques**

En connaissant le rayon des différentes couches, il est possible de calculer la valeur des différentes capacités avec l'équation suivante :

$$C = \frac{2\pi\epsilon l}{\ln\left(\frac{r_E}{r_I}\right)} \quad (\text{Eq.4.2})$$

où l est la longueur du câble et r_E et r_I sont respectivement le rayon extérieur et intérieur de la couche.

En calculant les différentes capacités et en utilisant la méthode du diviseur de tension, on détermine la tension à chaque interface. Les différentes valeurs de tension sont indiquées dans la Figure 4.21.

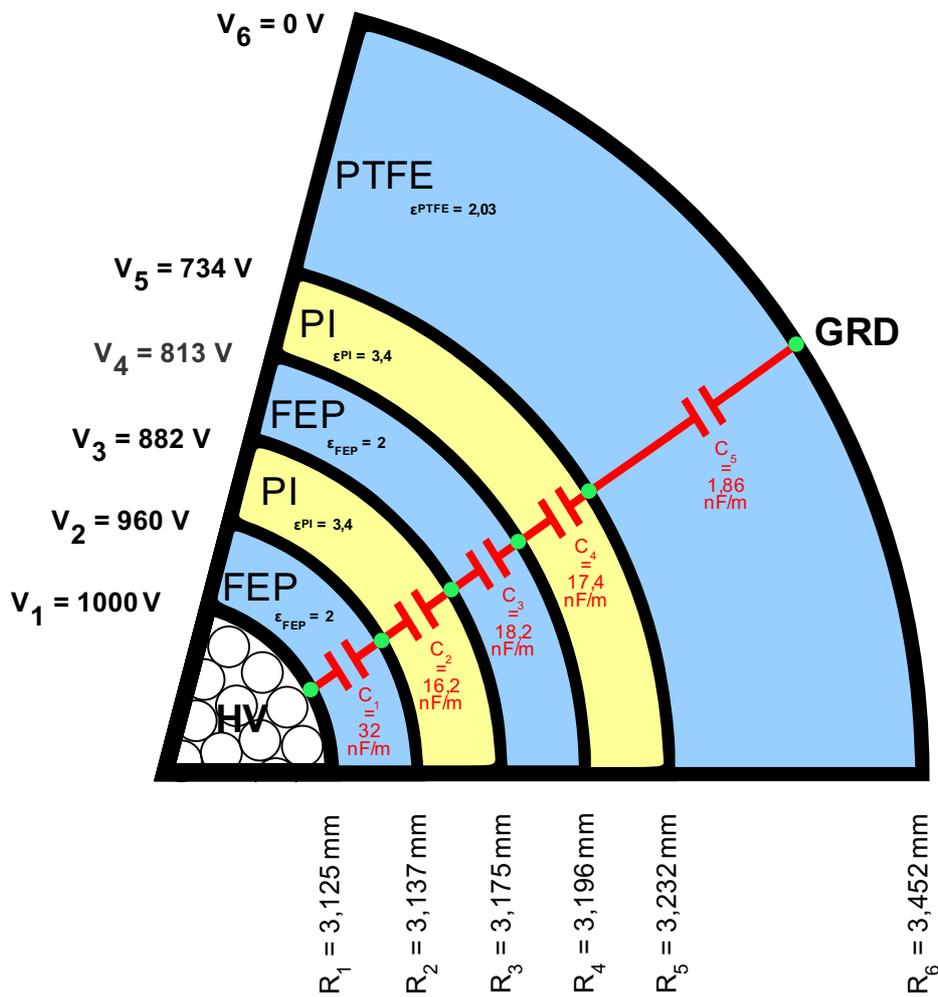


Figure 4.21 : Schéma équivalent électrique du système d'isolation présentant ses paramètres pour chaque épaisseur.

Maintenant que nous connaissons les différentes tensions, il est possible de remonter au champ électrique avec les équations suivantes :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V \quad (\text{Eq.4.3})$$

où V est la tension électrique dans l'isolation.

On peut voir sur la Figure 4.22 la représentation du champ électrique sur la totalité de l'épaisseur de l'isolant.

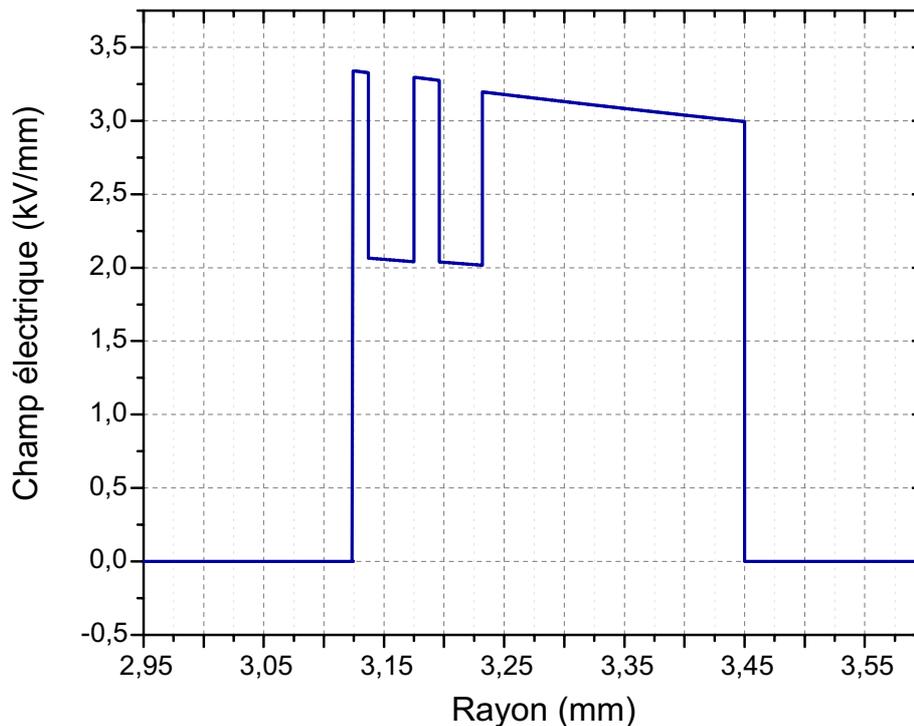


Figure 4.22 : Représentation du champ électrique calculé dans un câble aéronautique DR4 sous une tension de polarisation de 1 kV.

On constate sur la Figure 4.22 que nous avons un saut de champ aux différentes interfaces dû à une différence de permittivité. On constate que les valeurs de champ électrique les plus élevées sont supportées par les couches de PTFE (permittivité la plus faible), ainsi que par la couche de FEP.

V.B) Déconvolution

Du fait de la structure complexe des câbles aéronautiques, il est très compliqué de distinguer les différents signaux provenant des différentes interfaces. En effet, comme vu précédemment le ruban de PI n'est pas pur, car il est accompagné d'une couche supplémentaire de FEP pour assurer l'adhérence au PTFE. En l'état, il nous est impossible de définir la fonction de transfert du câble. Cependant, étant donné que nous avons une épaisseur de PTFE suffisamment élevée, nous avons choisi de déconvoluer le signal PEA pour obtenir des informations dans la couche extérieure du câble nous permettant ainsi de déceler d'éventuelles accumulations de charges et modifications du champ électrique sur cette couche. De plus, des hypothèses

- **Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques**

pourront être faites indirectement sur les phénomènes intervenant dans les autres couches. Pour ce faire, nous utilisons la stratégie définie par le synoptique suivant (Figure 4.23).

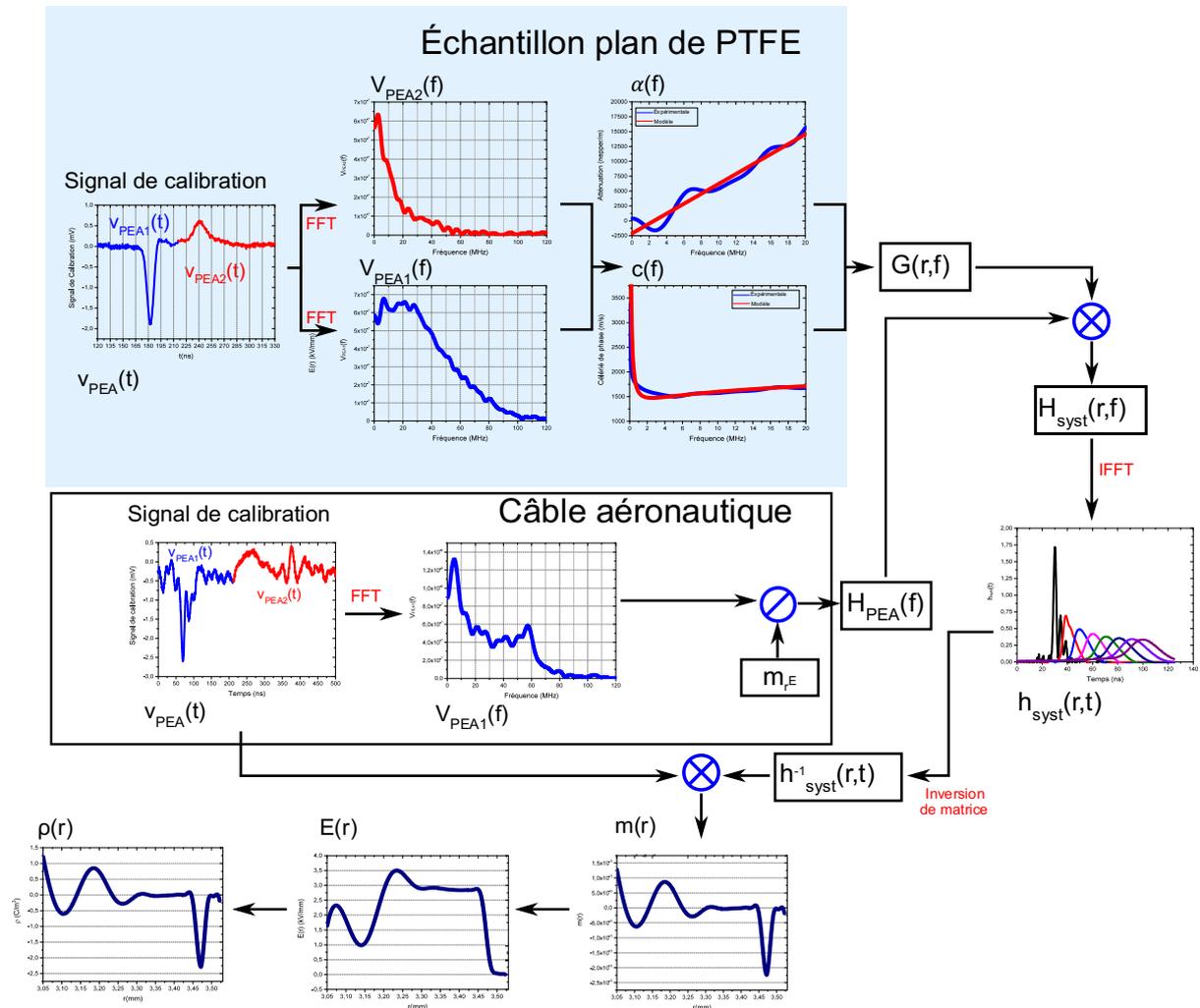


Figure 4.23 : Synoptique de déconvolution du signal PEA pour câble aéronautique.

Dans un premier temps, on cherche à connaître l'atténuation et la dispersion du signal acoustique dans le PTFE en réalisant une mesure sur un échantillon plan vierge. En effet, étant donné que l'atténuation et la dispersion sont des propriétés intrinsèques au matériau, il n'est pas impératif de réaliser la mesure sur le câble. Dans une seconde étape, nous réalisons la mesure de calibration sur le câble aéronautique, nous permettant ainsi de récupérer la fonction de transfert de la cellule PEA. Ainsi, en multipliant les informations sur l'atténuation et la dispersion par la fonction de transfert de la cellule, nous pouvons obtenir la fonction de transfert du système. En effectuant une déconvolution du signal PEA mesuré sur un câble aéronautique avec la fonction de transfert du système (Eq.2.54), on récupère l'image de la pression acoustique $m(r)$ générée dans la cellule PEA (Figure 4.24).

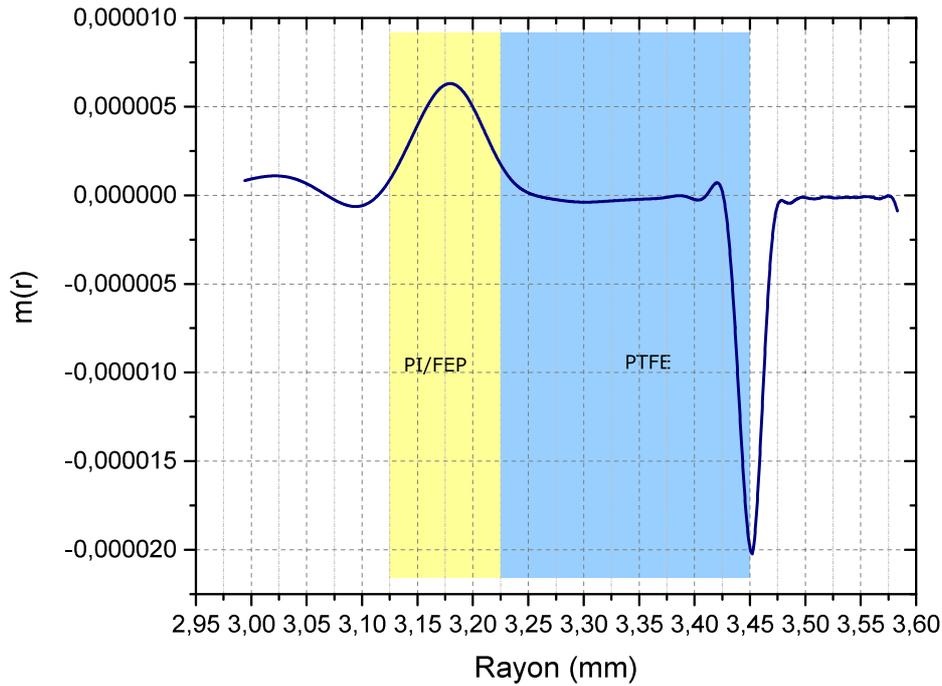


Figure 4.24 : Image de la pression $m(r)$ récupérée par déconvolution.

Après avoir récupéré l'image de la pression $m(r)$, il est possible de remonter au champ électrique par le biais de l'équation Eq.2.42 discrétisée entre le rayon extérieur r_E et le rayon intérieur r_I :

$$E(r_i) = \frac{1}{\varepsilon - a} \left[m(r_i) \cdot \sqrt{r_i} + \left(\frac{\varepsilon \cdot r_i}{r_i} - \frac{a \cdot r_i}{r_{i-1}} \right) \cdot E(r_{i-1}) \right] \quad (\text{Eq.4.4})$$

où a est le coefficient d'électrostriction, ε est la permittivité, $m(r_i)$ est l'image de la pression, r_i est le rayon du câble et $E(r_{i-1})$ est le champ électrique au point précédent.

Une fois le calcul du champ électrique établi, il est possible de remonter à la densité de charge en se basant sur l'équation Eq1.1 :

$$\rho(r_i) = \left(\frac{E(r_i) - E(r_{i-1})}{r_i - r_{i-1}} \right) \cdot \varepsilon \quad (\text{Eq.4.5})$$

L'utilisation de ces équations ne permet pas de prendre en compte la différence de permittivité. En effet, l'expression de la force liée au gradient de permittivité n'est pas intégrée dans l'équation Eq.4.4. De plus, il nous est impossible de détecter durant une mesure PEA les différentes couches de par leurs très faibles épaisseurs, car la résolution du banc PEA n'est pas adaptée. Nous savons par avance que le calcul utilisé n'est pas rigoureux en dehors de la première couche de PTFE. Mais, nous sommes en mesure de détecter la première interface et par conséquent nous pouvons tenter d'intégrer la différence de permittivité à cette interface. Dans un premier temps, sur la Figure 4.25 et Figure 4.26 on représente respectivement le champ électrique et la densité de charge qui sont issus de la déconvolution du signal de calibration sous 1 kV sans avoir pris en compte le changement de permittivité entre le PI et le PTFE. Dans un second temps, sur la Figure 4.27 et la Figure 4.28 on représente

- Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques

respectivement le champ électrique et la densité de charge issus de la déconvolution du signal en prenant en compte le changement de permittivité entre le PI et le PTFE.

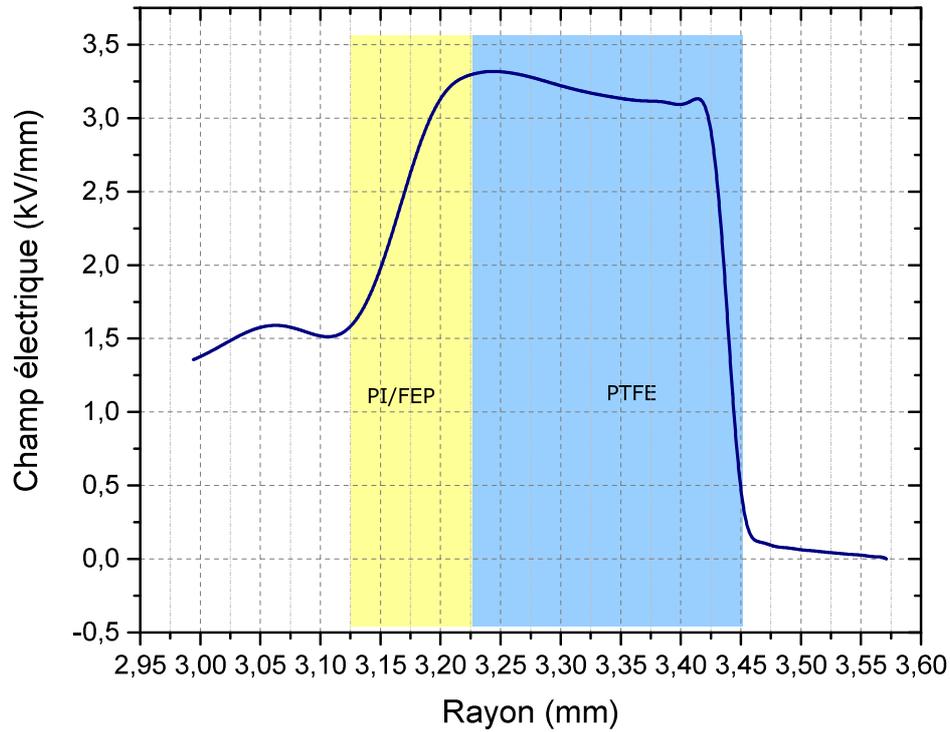


Figure 4.25 : Profil de champ électrique issu de la déconvolution du signal de calibration.

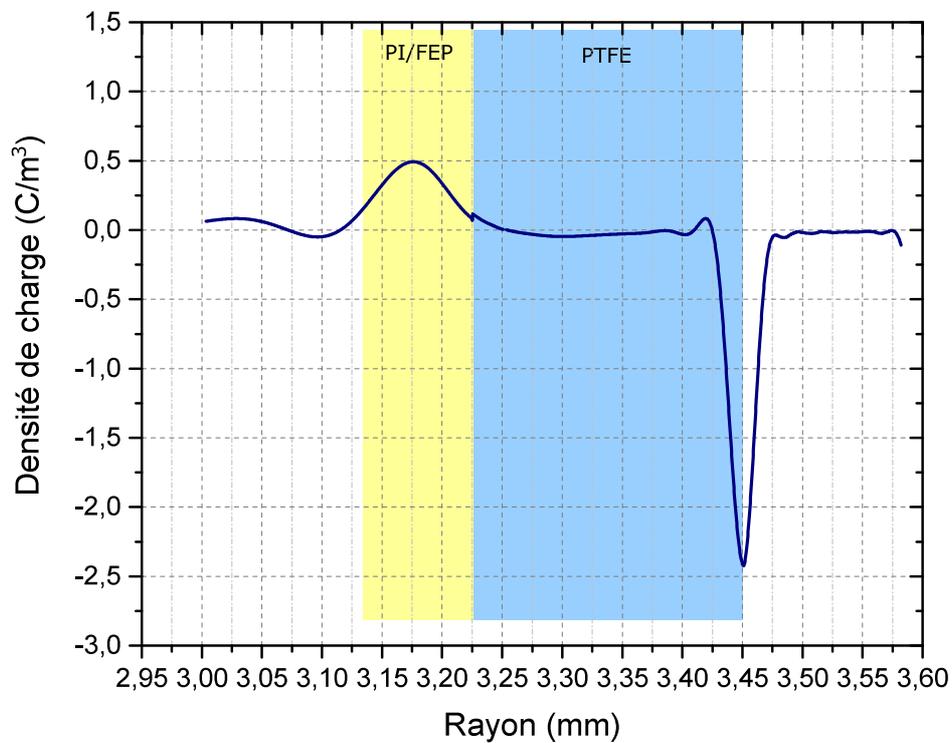


Figure 4.26 : Profil de densité de charge issu de la déconvolution du signal de calibration.

• Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques

Si on compare la valeur de champ électrique sur la couche extérieure de PTFE obtenue par la méthode de déconvolution (Figure 4.25), comprise entre 3,1 à 3,3 kV/mm, avec celle issue du calcul (Figure 4.22), comprise entre 2,98 à 3,2 kV/mm, on constate que nous avons une très bonne cohérence. Ceci renforce l'idée que dans la couche de PTFE nous sommes en mesure de déterminer l'évolution du champ électrique. Étant donné que le calcul est approximatif dans la couche de PI/FEP, on constate que le champ électrique ne retourne pas à 0 mais, se stabilise aux alentours de 1,5 kV/mm. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer cela :

- La première est liée à la construction de la fonction de transfert $h_{\text{sys}}(r, t)$ (Figure 4.23). En effet, lors de sa construction nous appliquons l'atténuation et la dispersion du PTFE sur la totalité de l'épaisseur de l'isolant du câble, alors que nous n'avons pas une épaisseur homogène due à la présence de PI et de FEP. Par conséquent, nous appliquons une atténuation et une dispersion surestimées dans l'épaisseur PI/FEP, de ce fait, nous récupérons une quantité de pression sous-estimée.
- La deuxième concerne la présence de multiples matériaux. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, à l'interface de deux matériaux qui ont des permittivités différentes, une onde acoustique est générée, et ce malgré l'absence de charge. Au vu de la structure complexe des câbles, d'une très forte atténuation et dispersion ainsi qu'une résolution de la cellule PEA limitée, il n'est pas possible de distinguer les différents signaux pour chaque interface.
- La troisième se rapporte à la non-maîtrise des épaisseurs d'isolation du câble. En effet, avec des systèmes d'isolation enrubannés, une fluctuation discrète de l'épaisseur du système d'isolation se produit en fonction de l'orientation du câble dans la cellule PEA. Or, pour déconvoluer nous avons besoin de connaître le rayon pour chaque couche. Devoir supposer une épaisseur moyenne pour définir chaque rayon peut amener une source d'erreur supplémentaire dans le calcul.
- La quatrième possibilité est liée à la non-prise en compte du gradient de permittivité dans l'équation Eq.4.4. En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 que lorsque la force électrostatique est générée, elle est composée de quatre composantes, la force coulombienne, la force d'électrostriction, la force de non-homogénéité de la permittivité diélectrique et la force due à la présence des dipôles permanents. Jusqu'à présent, seules les forces coulombienne et d'électrostriction ont été prises en compte. Dans notre configuration, il aurait fallu prendre en compte cette troisième force mais, comme expliqué dans les points précédents la non-maîtrise des différentes épaisseurs d'isolants ainsi que notre impossibilité de discerner les différents signaux pour chaque interface rendraient cette prise en compte très incertaine.
- Enfin, la dernière hypothèse s'appuie sur les conditions de génération de l'onde acoustique au niveau de l'âme. En effet, comme on peut le voir dans la Figure 4.13.b l'isolant n'a pas un contact régulier avec l'âme du câble ce qui ne permet pas de maîtriser la réflexion des ondes entre l'isolation, le câble et un éventuel gap d'air. Si l'onde acoustique est réfléchiée sur un gap d'air son amplitude sera doublée alors que si elle est réfléchiée sur l'âme du câble son amplitude sera très faible, car l'onde réfléchiée va interférer avec l'onde incidente [Puj 2020].

- **Chapitre 4 : Banc PEA pour câbles aéronautiques**

Considérons le profil de densité de charge de la Figure 4.26. Un premier pic est visible à l'interface entre l'électrode inférieure et le PTFE. Aux alentours de 3,23 mm on remarque une légère discontinuité qui est liée à une erreur numérique lors de la prise en compte du changement de vitesse de propagation de l'onde acoustique dans les deux matériaux. Un second pic est visible aux alentours de 3,16 mm, il s'agit de la réponse en densité de charge, qui semble être une fusion de tous les pics des multiples interfaces. Pour les raisons citées précédemment, l'impossibilité de gérer tous les différents phénomènes liés aux multiples interfaces ne nous permet pas de remonter à la distribution réelle de charges d'espace dans l'épaisseur de PI/FEP.

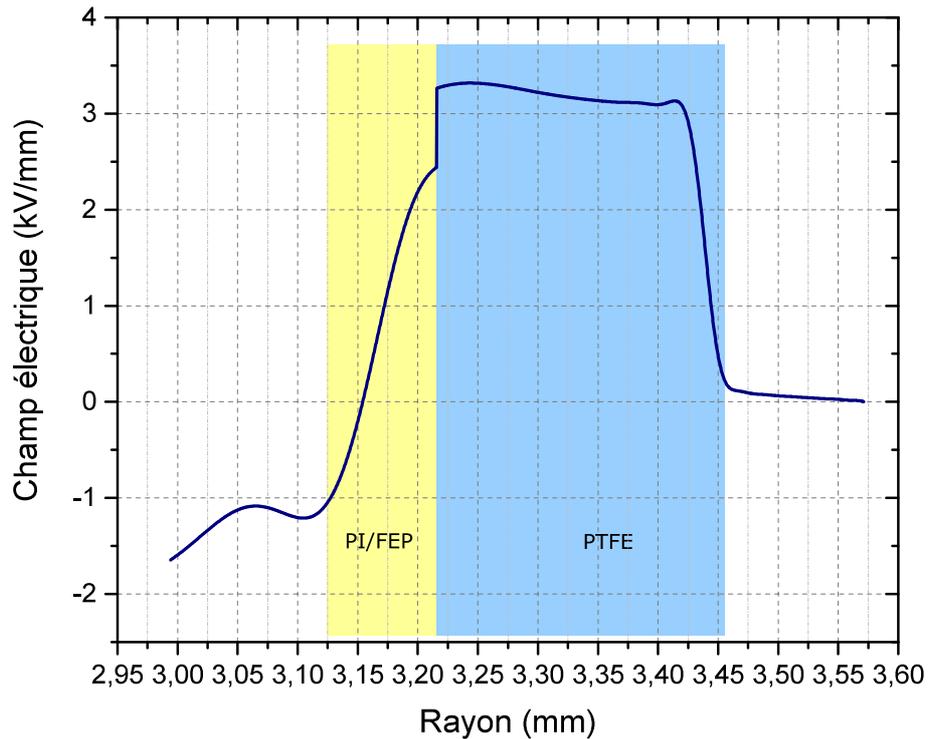


Figure 4.27 : Distribution de champ électrique issue de la déconvolution du signal de calibration avec correction de permittivité

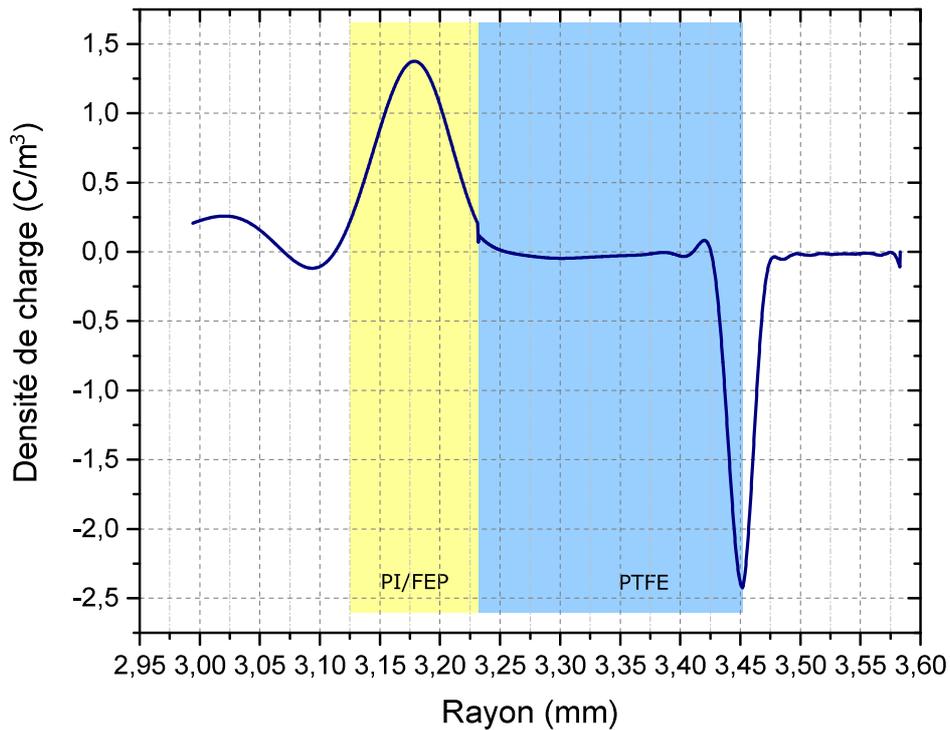


Figure 4.28 : Distribution de densité de charge issue de la déconvolution du signal de calibration avec correction de permittivité.

Sur la Figure 4.27 est représentée la distribution de champ électrique avec prise en compte du changement de permittivité. Étant donné que les différentes interfaces entre le PI et le FEP ne sont pas discernables, la valeur de permittivité utilisée est une moyenne des permittivités respectives (2 et 3,5) pondérée par leur contribution en volume de PI/FEP. On peut voir que dans la couche de PTFE, le profil de champ reste similaire à celui présenté dans la Figure 4.25. Au niveau de l'interface, on visualise le saut de champ présent dans la Figure 4.22, où le champ électrique passe de 3,2 kV/mm à 2,4 kV/mm. Le champ électrique est en revanche légèrement plus élevé que dans la Figure 4.22 (2 kV/mm), ce qui s'explique notamment par la valeur de permittivité choisie qui est proportionnée à la quantité de FEP et PI. Dans l'épaisseur PI/FEP on remarque qu'un retour à zéro du champ ne s'effectue toujours pas, et qu'il devient négatif. En effet, malgré la prise en compte de la différence de permittivité à la première interface, les autres hypothèses citées précédemment ne sont pas traitées et donc ne règlent pas le problème.

Sur la Figure 4.28 est représenté le profil de densité de charge construit à partir du profil de champ électrique où le changement de permittivité a été pris en compte. On peut voir que dans la couche de PTFE le résultat reste similaire à la mesure présentée dans la Figure 4.26. Au niveau de l'interface, on constate encore la présence d'une discontinuité due à l'erreur numérique. Dans la couche PI/FEP, on remarque que l'amplitude du pic a augmenté par rapport à celle montrée dans la Figure 4.26. Cela s'explique par la permittivité plus grande ce qui augmente en conséquence la densité de charge.

VI) Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit dans un premier temps les différents équipements qui composent le banc PEA réalisé. La distinction principale par rapport à d'autres dispositifs sur câble est l'adaptation à des technologies sans semi-conducteur externe, et le développement d'un dispositif de serrage à pression constante.

Dans un deuxième temps nous avons testé le banc PEA avec un câble à isolation polyéthylène qui est moins complexe que le câble aéronautique pour nous garantir de son bon fonctionnement. Par la suite, un test similaire a été réalisé sur câble aéronautique. Un problème d'adaptation d'impédance entre le condensateur utilisé et la capacité linéique du câble de mesure a été révélé. On a pu voir qu'en utilisant un câble coaxial porteur de l'impulsion de tension de 30 m de long, les multiples réflexions peuvent être sorties de la fenêtre de mesure utile. La mesure PEA extraite a ainsi permis de valider le bon fonctionnement du banc PEA.

Dans la partie principale, nous avons présenté la stratégie de déconvolution pour les câbles aéronautiques. Pour ce faire nous avons réalisé une mesure de calibration sur câble aéronautique DR4 vierge. L'étape de calibration se compose de trois mesures, une mesure en volt-off qui permet de vérifier le niveau de bruit, une mesure en volt-on pour avoir une mesure PEA et avoir nos deux réponses aux interfaces et enfin une dernière mesure en volt-off qui permet de vérifier si le câble s'est chargé pendant l'étape de calibration. On a pu voir qu'il était impossible de distinguer les différentes réponses aux différentes interfaces entre le FEP et PI. En effet, étant donné que l'atténuation et la dispersion sont élevées dans le PTFE les différents signaux fusionnent. En support à la mesure, nous avons simulé la distribution de champ électrique et de potentiel dans ce système multicouche. Étant donnée la complexité des câbles aéronautiques, il a été décidé de nous intéresser principalement à l'extraction d'informations dans la couche extérieure de l'isolation (PTFE). En effet, par le biais d'un échantillon plan de PTFE, il est possible de déterminer les spectres d'atténuation et de dispersion acoustique du PTFE qui sont des données intrinsèques au matériau. Dans l'épaisseur de PI/FEP beaucoup de processus rentrent en jeu et viennent altérer l'onde de pression initiale. Cela rend le calcul des distributions de densité de charge et de champ erronées dans cette région. Malgré une tentative de correction de permittivité, on constate que la présence des multiples interfaces et les incertitudes sur la géométrie n'aident pas à améliorer la pertinence du calcul. Par conséquent, le choix d'utiliser d'une permittivité constante dans le traitement du signal sera conservé.

Malgré les nombreuses difficultés rencontrées avec ces câbles de technologie multicouche rubanée, nous avons développé un outil nous permettant de sonder la couche extérieure du câble aéronautique et de voir l'évolution de la charge d'espace. Ainsi, dans le prochain chapitre, les résultats issus de différentes campagnes de mesure sur les câbles aéronautiques sont présentés, nous permettant de proposer une première interprétation.

**Chapitre 5 : Résultats de mesures
sur câbles aéronautiques**

I) Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter plusieurs résultats obtenus avec le banc PEA destiné aux câbles aéronautiques. Les câbles testés sont tous issus d'un câble aéronautique DR4 présenté dans le chapitre précédent que nous avons supposé initialement vierge de charges.

Dans un premier temps, nous présenterons des signaux PEA dont le bruit a été soustrait, ce qui sera utilisé pour discuter de la répétabilité des mesures avec ce banc PEA.

Dans un second temps, nous aborderons une première série d'essais sous polarisation de courte durée (1 heure) en phase de polarisation avec des tensions appliquées de 1,5 kV, 3 kV et 6 kV, ainsi qu'en phase de relaxation. Seront également présentés les signaux déconvolués qui sont composés d'une cartographie de champ électrique et de densité de charge en fonction du temps, ainsi que de profils à différents temps. Cela nous permettra de visualiser l'apparition des charges.

Dans un troisième temps, nous nous intéresserons à des polarisations de longue durée (12 heures) sous des tensions appliquées de 3 kV, 6 kV et 9 kV, ainsi qu'en phase de décharge effectuée sur trois échantillons différents. Il sera présenté aussi les signaux déconvolués comme cité précédemment. Cela permettra de visualiser la dynamique d'apparition et de relaxation des charges.

Enfin, nous discuterons des résultats obtenus lors des essais sous polarisation de courte durée où l'apparition des charges images est rapide sans pour autant distinguer des charges dans le volume. Enfin, des essais sous polarisation de courte durée permettront de visualiser la dynamique d'apparition des charges d'images ainsi que l'origine des charges d'influence.

II) Répétabilité des mesures

Avant d'effectuer des mesures de manière systématique, la question de la répétabilité doit se poser. Pour cela, nous allons comparer les différentes mesures de calibration des différents échantillons. Nous présentons ici les résultats issus de 4 échantillons de câble DR4 mesurant 1,3 m de long avec une épaisseur d'isolant totale moyenne d'environ 330 μm provenant du même lot de fabrication. Nous avons appliqué une tension de polarisation de 1 kV. Le signal correspondant au bruit a été soustrait. Ces mesures sont présentées Figure 5.1.

On constate que les quatre mesures issues des différents échantillons se superposent parfaitement. Aux alentours de 220 ns, ce qui correspond à l'interface PTFE/électrode inférieure, on remarque que les amplitudes et les allures des signaux pour les différentes mesures sont quasiment identiques pour 3 échantillons, seule une différence d'amplitude d'environ 0,5 mV est visible pour l'échantillon 2.

On peut donc en conclure que la procédure de mise en œuvre de l'échantillon au sein de la cellule de mesure et le protocole de mesure permettent d'obtenir une certaine reproductibilité. Cela nous permettra de comparer les amplitudes des signaux de mesure enregistrés sur différents échantillons, mais, dans tous les cas, une calibration sera effectuée pour chaque mesure.

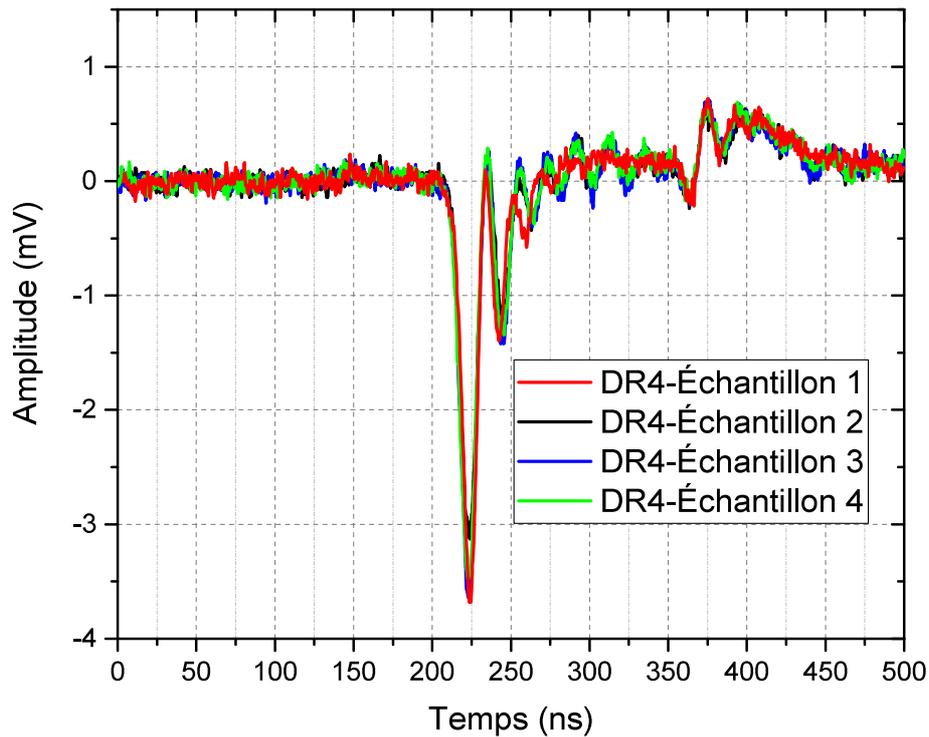


Figure 5.1 : Signaux PEA sur plusieurs échantillons de câble aéronautique DR4 avec une tension de polarisation de 1 kV.

III) Essais sous polarisation de courte durée

Sur le premier échantillon de câble aéronautique DR4, nous avons appliqué un protocole tel que représenté sur la Figure 5.2. Il est constitué d'une phase de calibration sous 0 V, 1 kV et 0 V pour une durée de 20 min chacune. Puis, un protocole de test a été appliqué avec une polarisation sous 1,5 kV, 3 kV et 6 kV pour une durée de 60 min chacune avec une phase de relaxation de même durée après chaque phase de polarisation. Le signal PEA est enregistré toutes les 2 minutes et chaque signal correspond à une moyenne effectuée pendant environ 70 s.

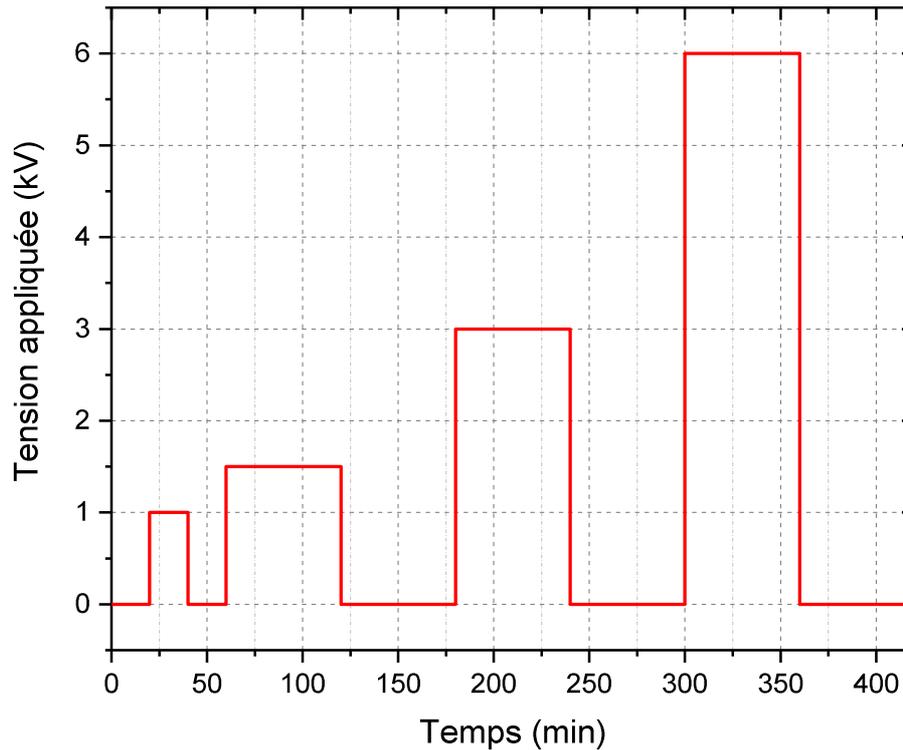


Figure 5.2 : Protocole de mesure sur un échantillon de câble aéronautique DR4.

La Figure 5.3 présente les signaux PEA, dont le bruit a été soustrait, lors de l'application des tensions de 1,5 kV, 3 kV et 6 kV. On observe un premier pic à 220 ns, à partir de 405 ns on voit un mélange qui semble être une juxtaposition de plusieurs pics d'interface et à partir de 360 ns on observe la première interface entre le PTFE et le PI. On constate qu'à l'interface PTFE/PI on ne visualise pas l'apparition de pic de signal acoustique bien distinct comme vu dans le chapitre 3. Ici aussi, le résultat est très probablement dû à la dispersion qui est suffisamment forte pour fusionner les signaux entre eux. On remarque aussi que l'amplitude du signal est globalement doublée et quadruplée au niveau du premier pic en fonction de la tension de polarisation appliquée.

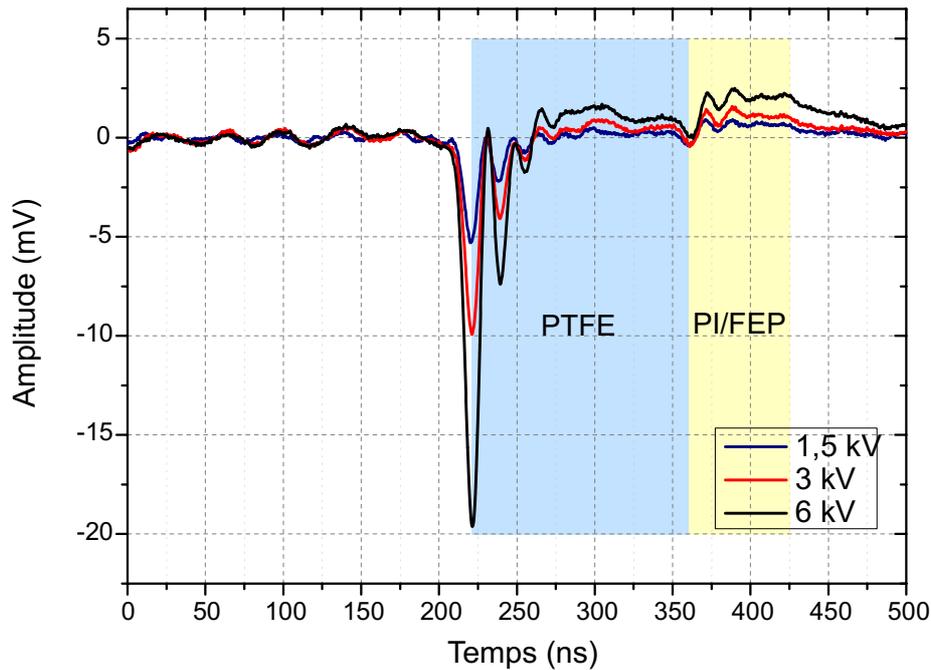


Figure 5.3 : Signal PEA dont le bruit a été soustrait sur le câble aéronautique DR4 avec une tension de polarisation de 1,5 kV, 3 kV et 6 kV.

La Figure 5.4 présente les signaux PEA, dont le bruit a été corrigé, lors des phases de relaxation. Les signaux sont pris deux minutes après chaque palier de tension appliquée. On observe toujours un premier pic à 220 ns, à partir de 405 ns on voit un mélange qui semble correspondre à plusieurs pics d'interface et à partir de 360 ns la première interface entre le PTFE et le PI. On remarque que les pics sont de signes opposés par rapport aux signaux présentés à la Figure 5.3. En l'absence de tension de polarisation, l'onde de pression à 220 ns correspond aux charges images [Rou 2000] présentes dans le matériau. La présence de ce signal permet donc de révéler la présence de charge dans le volume suite aux phases de polarisation. À l'interface PTFE/PI, on ne distingue pas de pic bien défini de charges résiduelles, mais un signal relativement étalé, ce qui est probablement due à la dispersion importante faisant fusionner les signaux entre eux.

On constate également que plus la tension de polarisation est élevée plus la quantité de charges images est importante.

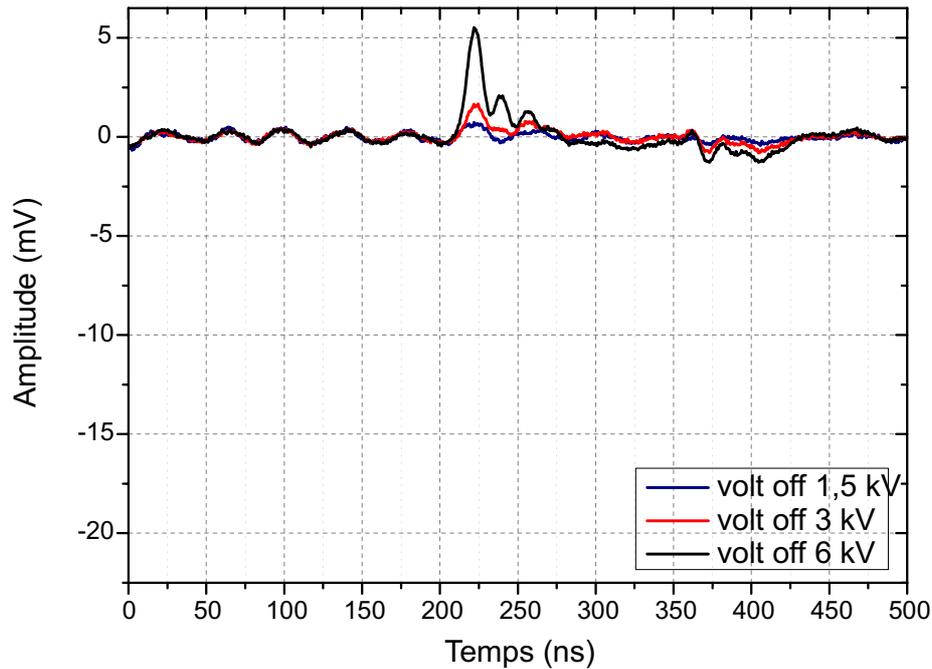


Figure 5.4 : Mesure PEA corrigée sur le premier échantillon de câble aéronautique DR4 avec une tension de polarisation de 0 kV après avoir appliqué différents niveaux de tension.

La Figure 5.5 représente une cartographie du champ électrique sur la durée totale du protocole utilisé. Cette cartographie a été obtenue en appliquant le processus de déconvolution détaillé au chapitre 4 qui permet de remonter au champ électrique et à la tension uniquement dans la couche externe de PTFE. On peut y observer, sur l'épaisseur de la couche externe de PTFE et en fonction du temps, l'évolution du champ électrique, pendant les différentes phases de polarisation et de relaxation.

Globalement, lors des phases de polarisation le champ électrique diminue légèrement au cours du temps, mais pas de façon homogène, c'est-à-dire que la diminution du champ électrique est plus importante dans certaines zones. Lors de la phase de relaxation, un champ électrique de signe opposé est présent dès l'arrêt de l'application de la tension, puis diminue rapidement. Pour la tension de polarisation de 6 kV, la diminution du champ électrique est plus marquée. Lors de la phase de relaxation qui suit, on peut voir qu'un champ électrique négatif est bien présent sur toute la durée de la relaxation. Les figures suivantes permettront de quantifier ces observations.

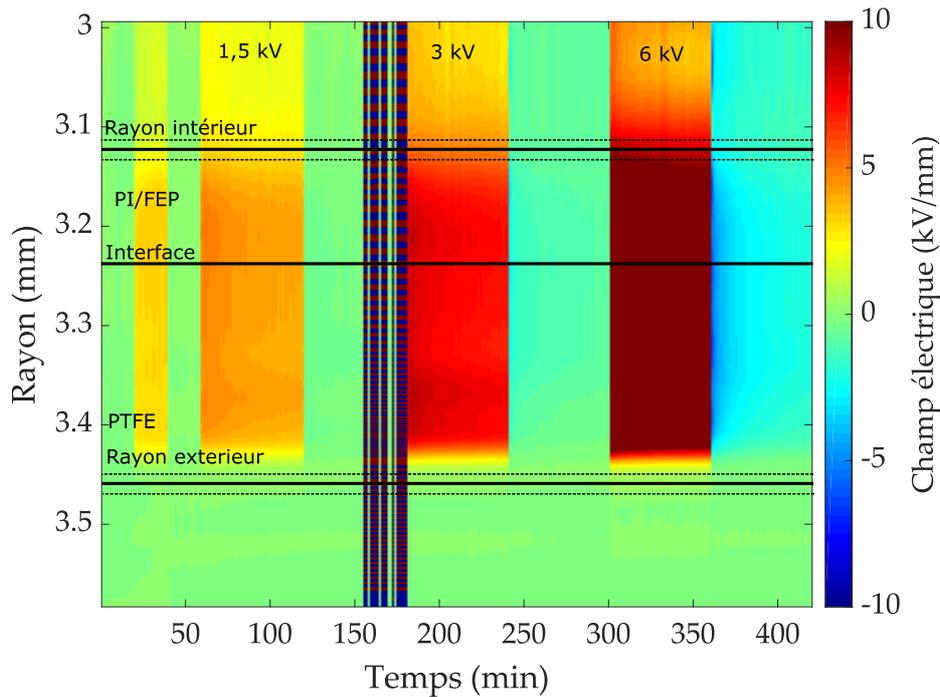


Figure 5.5 : Cartographie de champ électrique sur le premier échantillon de câble aéronautique DR4. La barre de couleur représente les valeurs de champ électrique.

La Figure 5.6 donne les profils de champ électrique pour les tensions de polarisation de 1,5 kV, 3 kV et 6 kV à différents temps de polarisation. Lorsque nous appliquons une tension de 1,5 kV nous avons un champ électrique de 4 kV/mm au niveau du rayon extérieur augmentant jusqu'à 4,75 kV/mm au niveau de l'interface entre le PTFE et le PI. À la fin de la phase de polarisation sous 1,5 kV, on constate que le champ électrique diminue d'environ 5 % au niveau du rayon extérieur ainsi qu'à l'interface par rapport au début de la polarisation. Lorsqu'on applique une tension de polarisation de 3 kV, nous avons un champ électrique d'environ 8,5 kV/mm au rayon extérieur et un champ électrique d'environ 8,25 kV/mm sur la première interface. À la fin de la polarisation sous 3 kV, on constate que le champ électrique diminue d'environ 12 % au niveau du rayon extérieur ainsi qu'à l'interface par rapport au début de la polarisation. Lorsqu'on applique une tension de polarisation de 6 kV, nous avons un champ électrique d'environ 16,25 kV/mm au rayon extérieur et un champ électrique d'environ 15 kV/mm sur la première interface. À la fin de la polarisation de 6 kV, on constate que le champ électrique diminue d'environ 18 % par rapport au début de la polarisation. On remarque que le profil de champ électrique se modifie au fur à mesure que la polarisation augmente pour être plus importante au niveau du rayon extérieur.

Sur la Figure 5.7 sont présentés les profils de champ électrique durant la phase de relaxation. On y voit un champ résiduel de signe opposé au champ appliqué dû à la présence des charges dans le volume. En effet, l'accumulation des charges dans le matériau crée un champ résiduel qui va s'ajouter au champ électrique en volt-on et donc influencer le champ total.

Dans le cas le plus contraignant, soit l'application d'une tension de 6kV, qui donne un champ électrique de l'ordre 16 kV/mm, un champ résiduel de 6 kV/mm est produit au début de la relaxation et de 2 kV/mm à la fin de la dépolarisation.

Au cours du temps le champ résiduel se réduit en même temps que la charge s'évacue.

• Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques

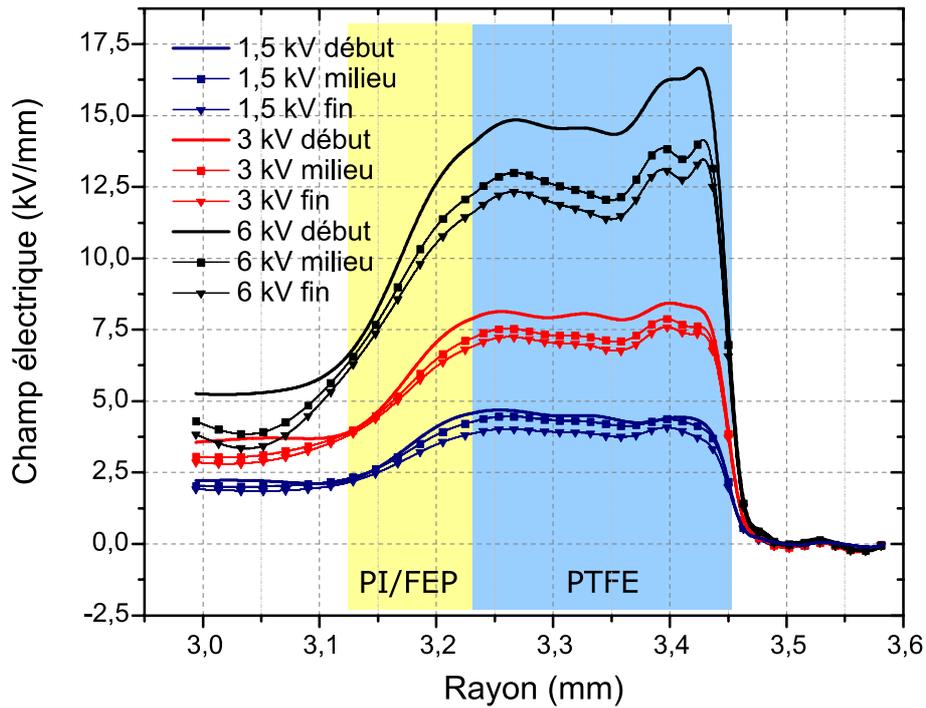


Figure 5.6 : Profil de champ électrique sous différentes tensions de polarisation : 1,5 kV, 3 kV et 6 kV sur un échantillon de câble aéronautique DR4. Les profils pris en début, au milieu et en fin de palier sont représentés.

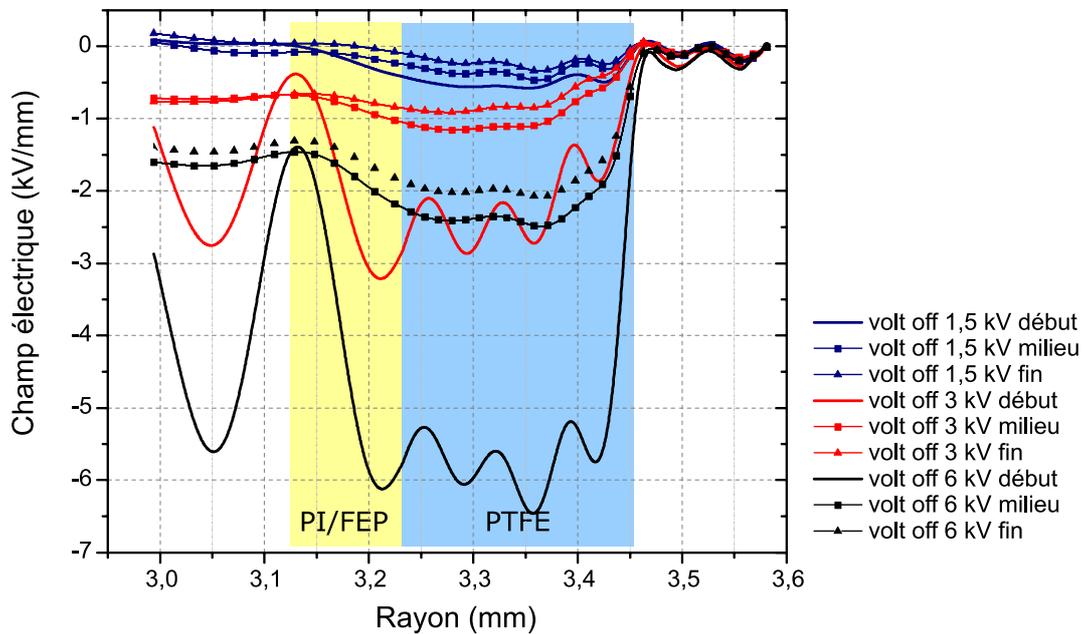


Figure 5.7 : Profils de champ électrique durant les phases de relaxation après chaque étape de polarisation sous 1,5 kV, 3 kV et 6 kV sur un échantillon de câble aéronautique DR4.

On peut voir sur la Figure 5.8 une cartographie de la densité de charge sur la durée totale du protocole utilisé et sur la Figure 5.9 des profils de densité de charge pour les tensions de polarisation de 1,5 kV, 3 kV et 6 kV à différent temps de polarisation. Lorsqu'une tension de

- **Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques**

polarisation de 1,5 kV est appliquée, des charges d'influence négatives apparaissent aux abords de l'électrode inférieure dont la quantité diminue durant le temps de polarisation. Durant la phase de relaxation, des charges images positives sont présentes à l'interface entre le câble et la cellule de mesure. Lorsqu'on applique la tension de polarisation de 3 kV et de 6 kV/mm, on peut voir des charges d'espace s'accumuler dans l'épaisseur de PTFE. La quantité de charges d'espace augmente en fonction du temps et reste relativement proche de l'électrode inférieure. Pendant la phase de relaxation, on voit apparaître une forte quantité de charges images positives qui diminue au cours du temps pour se rapprocher de zéro ce qui est cohérent avec le champ résiduel négatif au sein de l'échantillon.

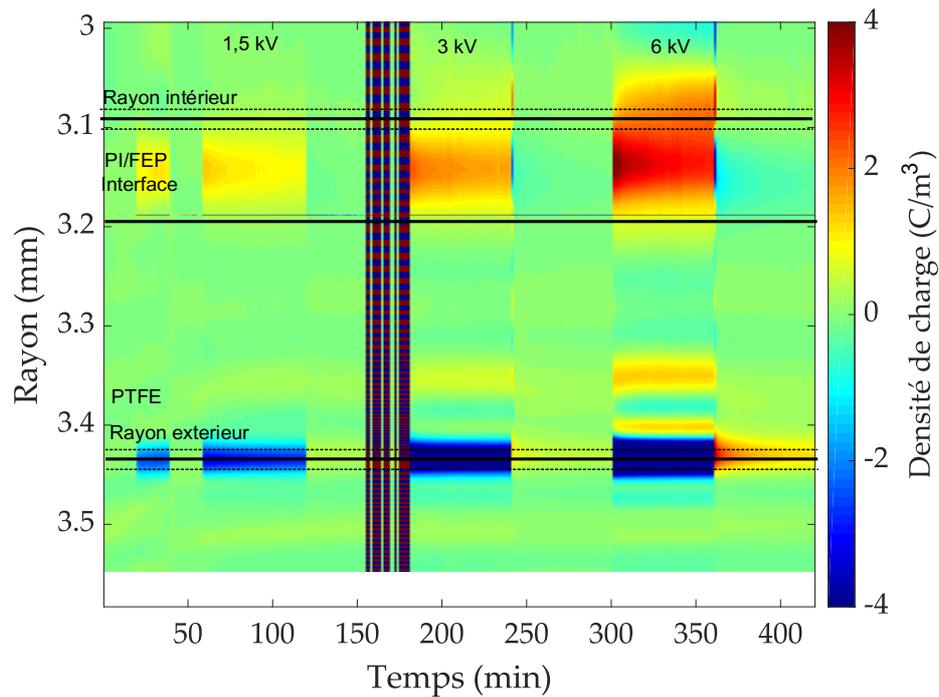


Figure 5.8 : Cartographie de mesure de densité de charge sur un échantillon de câble aéronautique DR4. La barre de couleur représente les valeurs de densité de charge.

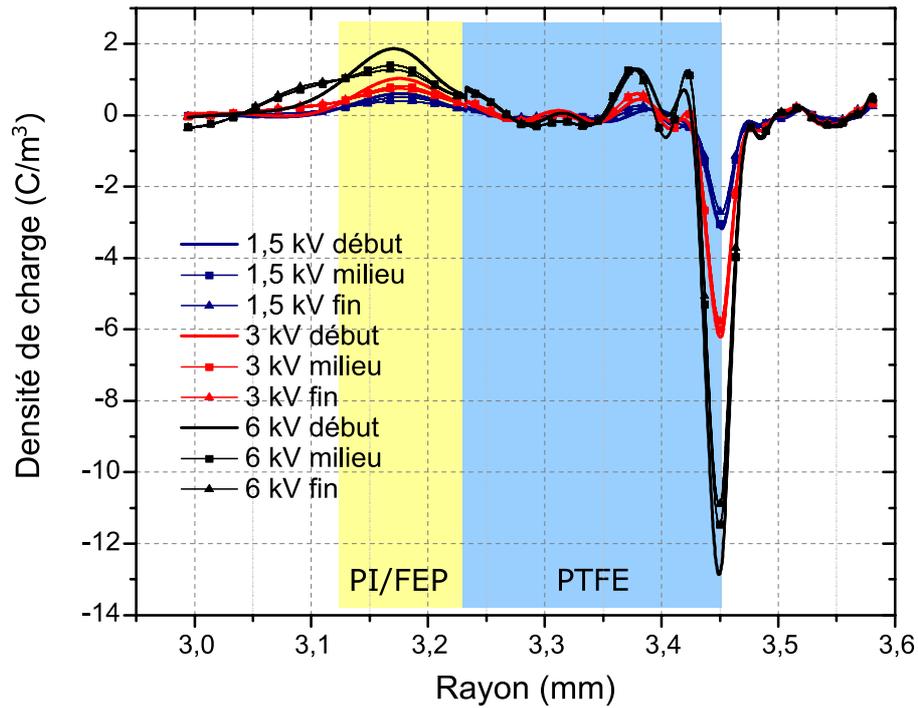


Figure 5.9 : Profils de densité de charge sous différentes tensions de polarisation : 1,5 kV, 3 kV et 6 kV sur un échantillon de câble aéronautique DR4.

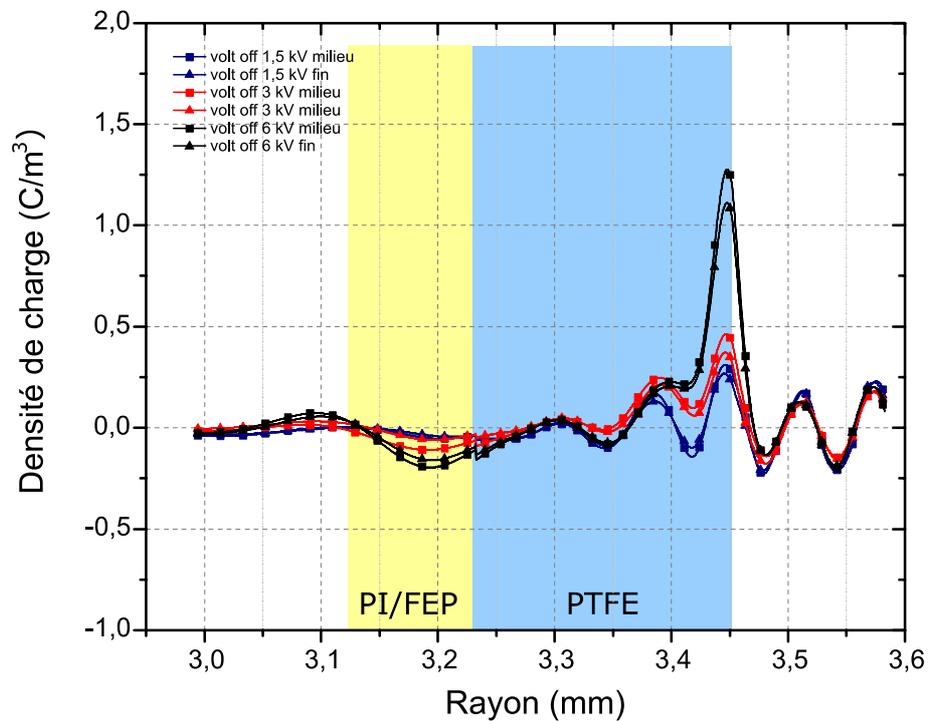


Figure 5.10 : Profil de densité de charge durant les phases de relaxation après polarisation sous 1,5 kV, 3 kV et 6 kV sur un échantillon de câble aéronautique DR4.

- **Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques**

Sur la Figure 5.10 est présentée la densité de charge durant la phase de relaxation pour chaque tension de polarisation appliquée. Au cours du temps, les charges images diminuent ainsi que les charges d'espace qui sont apparues dans l'épaisseur de PTFE. Ces charges sont relativement stables puisqu'elles subsistent après une heure en court-circuit.

On a pu voir dans cette partie l'évolution des charges images. Cela traduit l'apparition de charges dans le volume de l'isolation. Cependant, on peut voir que dans l'épaisseur de PTFE aucune charge ne semble apparaître dans les premières phases de polarisation. Aussi, est-il possible que les charges images apparaissent en réponse à l'apparition de la charge d'interface. Dans la partie suivante, on va s'attacher à prolonger la contrainte électrique pour visualiser la dynamique des charges.

IV) Essais sous contrainte prolongée

Dans ce qui suit, nous considérons 3 échantillons différents de câbles aéronautiques DR4 n'ayant subi aucune contrainte préalable. Nous avons appliqué dans un premier temps un protocole de calibration de 0 V, 1 kV et 0 V pour une durée de 10 min chacune puis un protocole de test avec une polarisation de 3, 6 et 9 kV pour une durée de 12 heures et une phase de relaxation de même durée (Figure 5.11). Comme précédemment, le moyennage des signaux dure environ 70 secondes et les relevés sont effectués toutes les deux minutes.

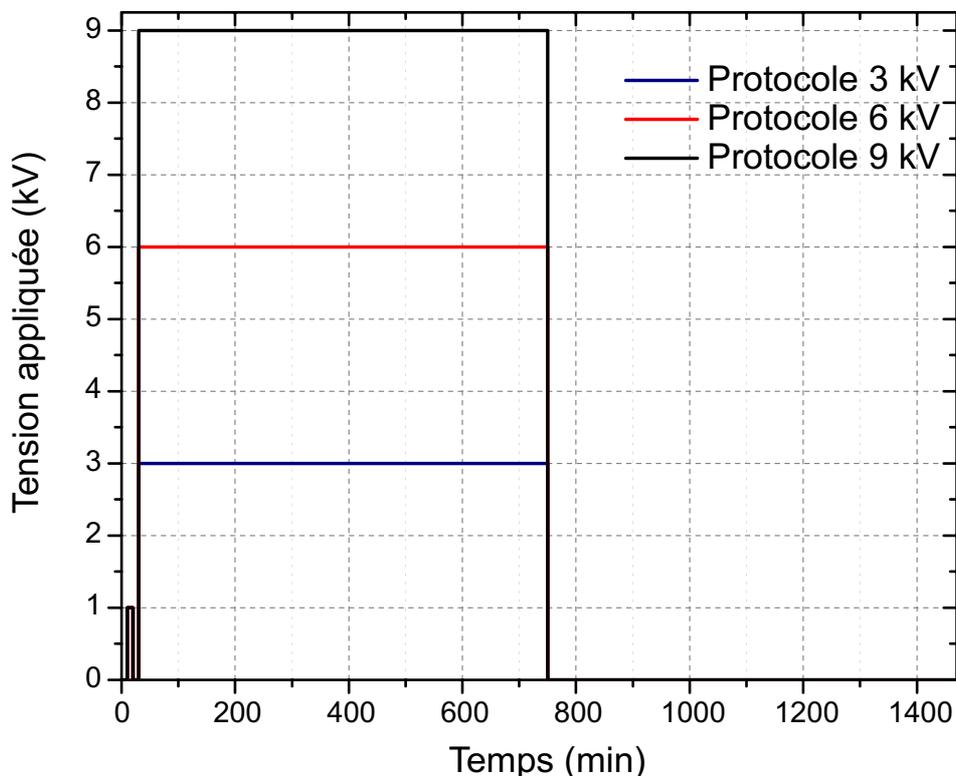


Figure 5.11 : Protocole de mesure sur des échantillons de câble aéronautiques DR4.

- **Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques**

La Figure 5.12 présente les signaux PEA dont le bruit a été corrigé lors de l'application des tensions de 3, 6 et 9 kV. On observe un premier pic à 220 ns, à partir de 405 ns un mélange de plusieurs pics d'interface et à partir de 360 ns on observe la première interface entre le PTFE et le PI comme pour toutes les mesures présentées précédemment pour ce type de câble. On remarque de nombreuses ondulations dans l'intervalle de temps compris entre 250 ns et 350 ns qui sont probablement dues à une perturbation induite par le générateur d'impulsion.

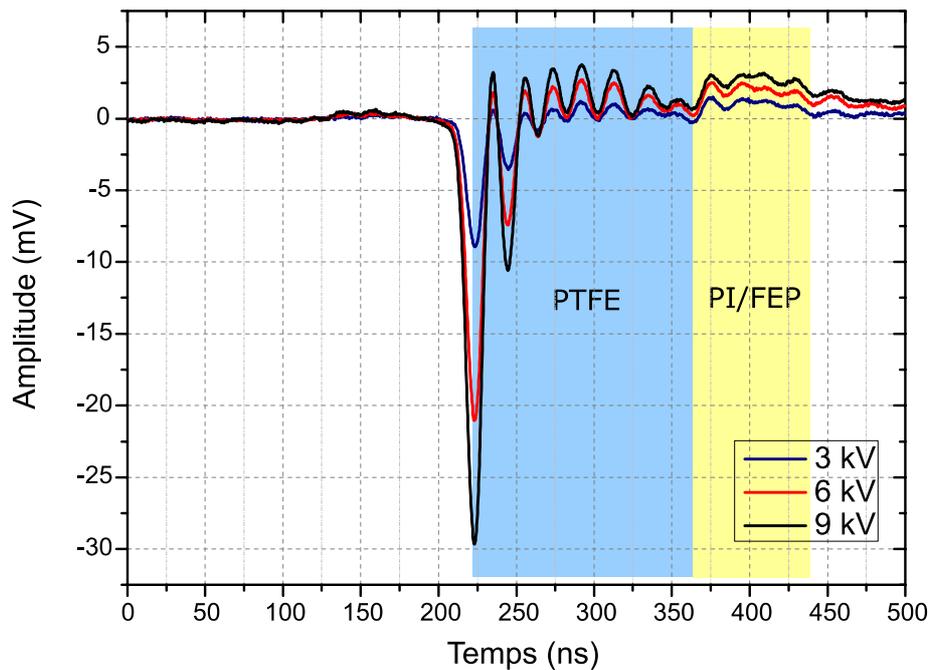


Figure 5.12 : Signaux PEA dont le bruit a été soustrait sur le câble aéronautique DR4. Trois échantillons différents ont été soumis à des tensions de polarisation de 3, 6 et 9 kV.

La Figure 5.13 représente des signaux PEA lors des phases de relaxation après polarisation sous 3 kV, 6 kV et 9 kV. On observe dans le signal des pics de signes opposés par rapport aux signaux présentés à la Figure 5.12. On mesure un temps de 140 ns qui sépare le premier pic du pic d'interface. Étant donné que les ondes de pression sont l'image des charges présentes dans le matériau et qu'elles se positionnent aux différentes interfaces, on peut affirmer la présence de charge dans le volume malgré l'absence de polarisation. On remarque aussi que le signal de relaxation après polarisation sous 9 kV a une amplitude plus faible que celle après polarisation sous 6 kV, avec cependant des allures comparables.

- Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques

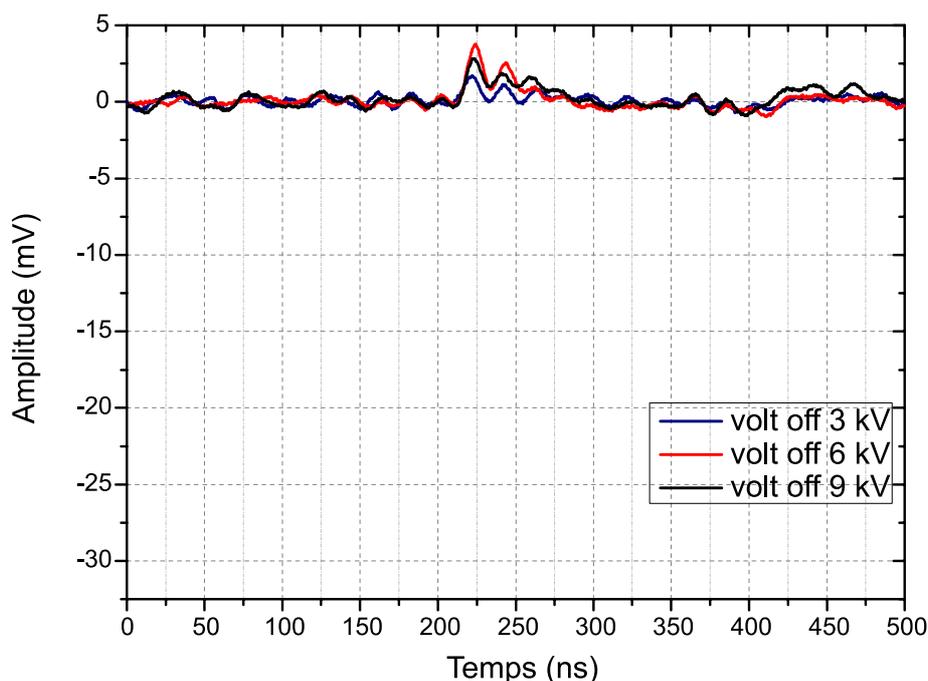


Figure 5.13 : Signaux PEA dont le bruit a été soustrait sur le câble aéronautique DR4 après avoir appliqué une tension de polarisation de 3, 6 et 9 kV.

Sur la Figure 5.14.a, Figure 5.14.c et Figure 5.14.e, le champ électrique est tracé pour les tensions de polarisation de 3 kV, 6 kV et 9 kV à différents temps de polarisation. Dans le Tableau 5.1 on présente les différents champs électriques aux différents rayons et différents temps de polarisation.

Tension de polarisation	Début de la polarisation		Fin de la polarisation		Évolution du champ électrique	
	Rayon extérieur	Interface PTFE/PI	Rayon extérieur	Interface PTFE/PI	Rayon extérieur	Interface PTFE/PI
3 kV	9 kV/mm	8,75 kV/mm	7,5 kV/mm	6,5 kV/mm	-17%	-26%
6 kV	18 kV/mm	14 kV/mm	14 kV/mm	11 kV/mm	-22%	-21%
9 kV	26,5 kV/mm	21 kV/mm	27,5 kV/mm	21 kV/mm	+6%	0%

Tableau 5.1 : Champ électrique aux différents rayons extérieurs et intérieurs en début et fin de polarisation pour chaque tension d'application.

Lorsque nous appliquons une tension de 3 kV, on constate que le champ électrique diminue d'environ 17 % au niveau du rayon extérieur et de 26 % à l'interface par rapport au début de la polarisation. Pour une tension de 6 kV, la diminution est d'environ 22 % au niveau du rayon extérieur et de 21 % à l'interface par rapport au début de la polarisation. Sous 9 kV, on constate que le champ électrique augmente d'environ 6 % au niveau du rayon extérieur et aucune variation à l'interface par rapport au début de la polarisation. On remarque que le profil de champ électrique se modifie au cours de la polarisation, il diminue plus fortement à l'interface entre le PTFE et le PI et finit par être plus élevé au niveau du rayon extérieur.

- **Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques**

Les Figure 5.14.b, Figure 5.14.d, et Figure 5.14.f, donnent la distribution du champ électrique durant la phase de relaxation. On y voit un champ résiduel dû à la présence des charges dans le volume. On y voit clairement un champ électrique résiduel négatif dans le volume du PTFE qui décroît rapidement avec le temps. Au cours du temps, le champ résiduel se réduit en même temps que la charge s'évacue.

Sur les Figure.5.15.a, Figure.5.15.c, et Figure.5.15.e, est présentée la densité de charge pour les tensions de polarisation de 3 kV, 6 kV et 9 kV à différent temps de polarisation. Pour les tensions de 3 kV et 6 kV, on constate que les charges diminuent à l'abord de l'électrode inférieure. En effet, au cours de la polarisation des charges images de signe positif apparaissent à l'électrode inférieure. Pour la tension de 9 kV, on constate que les charges augmentent légèrement dû à la présence de charges images de signe négatif en réponse des charges dans le volume de signe positif. Ces charges renforcent le champ électrique à proximité du rayon extérieur mais modifient aussi le profil du champ électrique.

Sur les Figure.5.15.b, Figure.5.15.d et Figure.5.15.f, est présentée la densité de charge durant la phase de relaxation après l'application de la tension de polarisation de 3 kV, 6 kV et 9 kV. Au cours du temps, les charges images diminuent pour les tensions de polarisation de 3 kV et 6 kV. Durant la phase de relaxation après la tension de polarisation de 9 kV, on peut voir que les charges images augmentent au cours du temps. En l'état, il est difficile d'expliquer un tel phénomène, car nous ne visualisons pas le comportement des charges au-delà de la première interface, ni d'ailleurs dans les autres couches PI/FEP.

• Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques

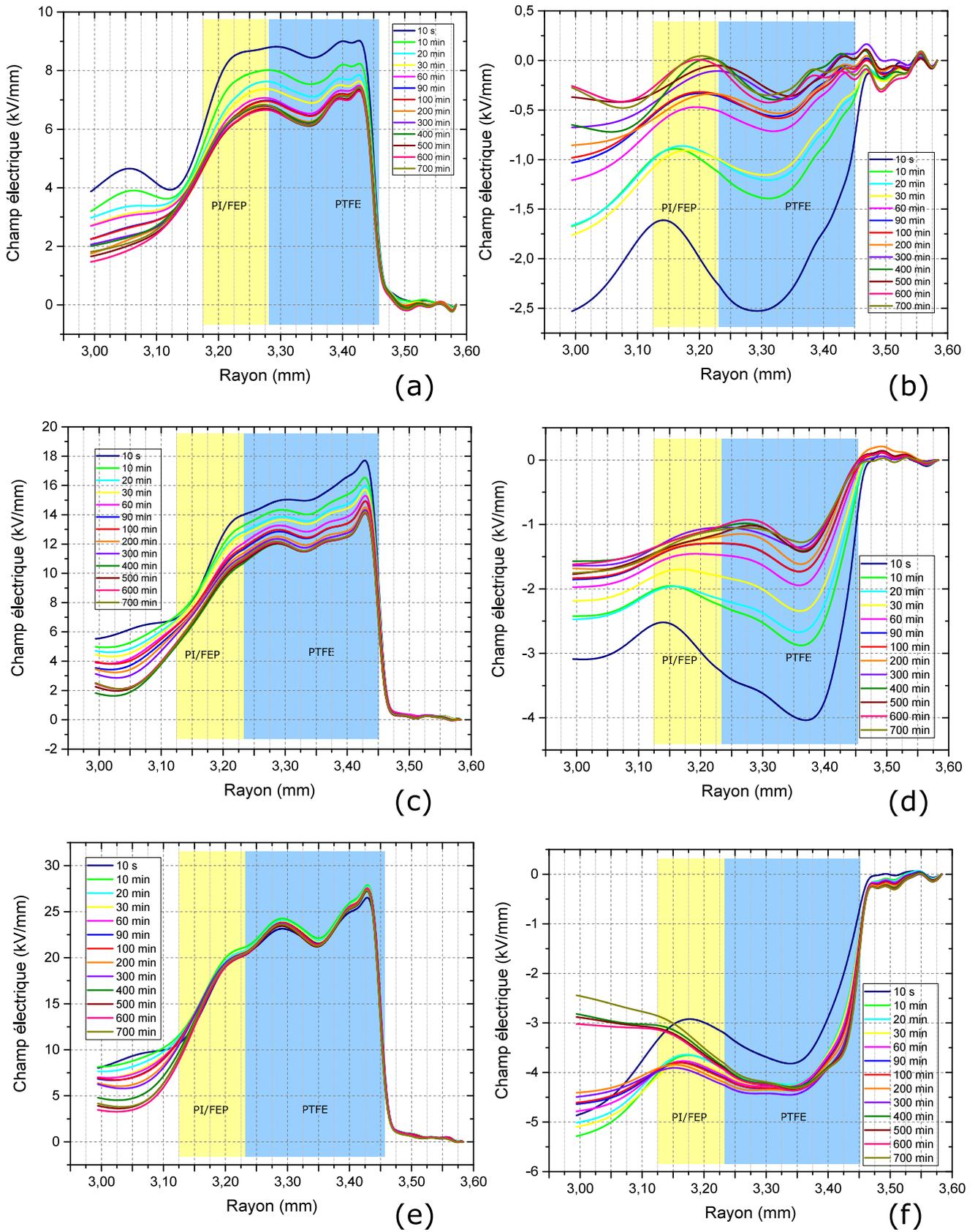


Figure 5.14 : Profils de champ électrique sous différentes tensions de polarisation 3 kV (a), 6 kV (c) et 9 kV (e), ainsi que lors des phases de relaxation respectives (b), (d) et (f).

• Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques

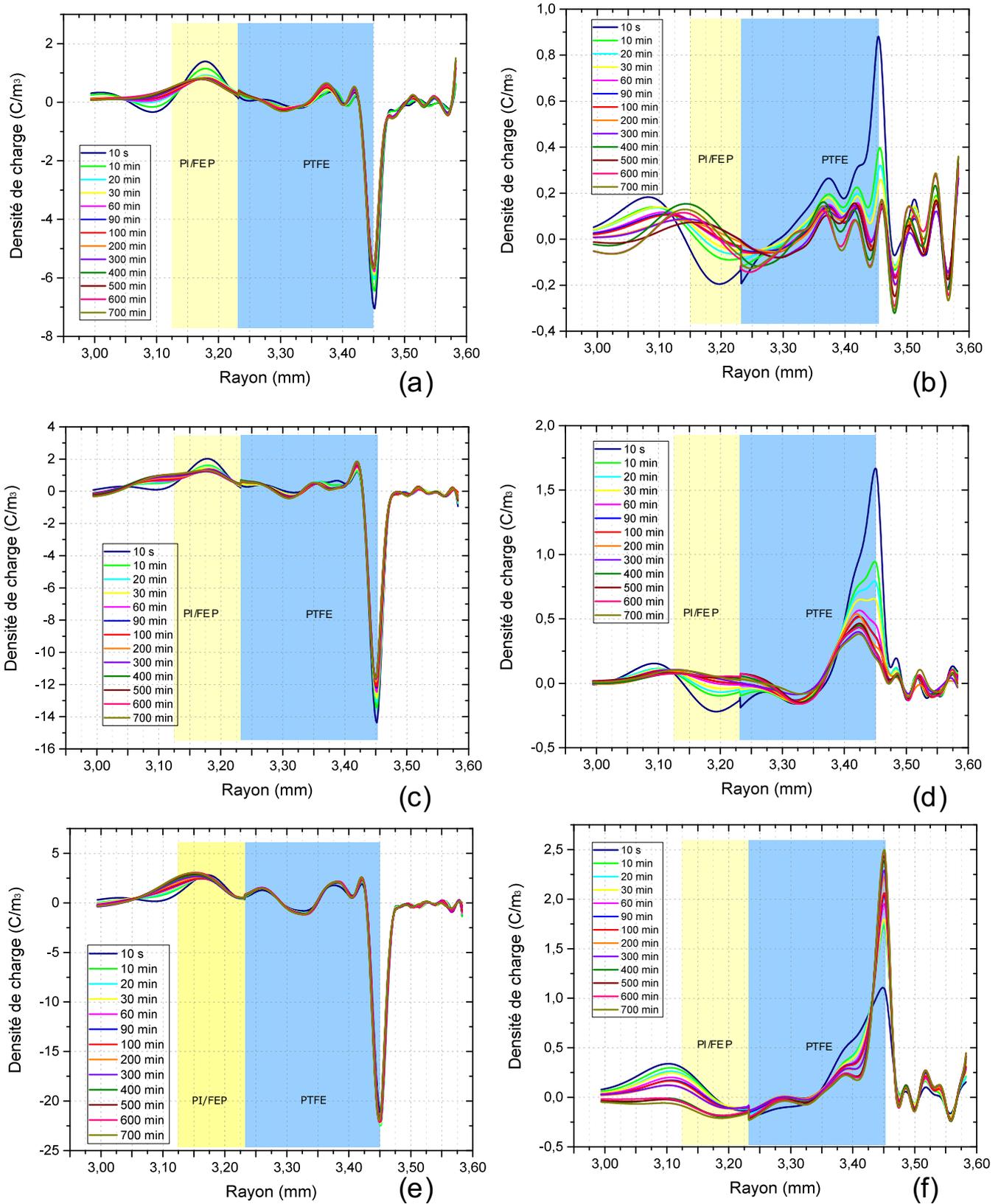


Figure.5.15 : Profils de densité de charge sous différentes tensions de polarisation 3 kV (a), 6 kV (c) et 9 kV (e), ainsi que durant les phases de relaxation respectives (b), (d) et (f).

V) Discussion

Dans ce chapitre, différents phénomènes ont été observés. Lorsque nous appliquons des polarisations de courte durée, nous décelons une évolution des charges images au niveau de l'électrode inférieure. Cette évolution peut être due à l'apparition ou au déplacement de charge d'espace dans le volume de l'échantillon ou l'apparition de charge d'interface entre les différentes couches constituant le câble. Comme on a pu le voir dans la Figure 5.9 une très faible évolution de la charge s'effectue dans l'épaisseur de PTFE. Si on suppose qu'il y a une injection d'homocharges sur la couche extérieure, elles sont très proches de l'électrode injectante, le champ électrique ne devrait donc pas trop varier. Tout laisse à penser alors que des charges d'interface internes au diélectrique sont la cause des changements observés.

Comme les charges à l'interface diélectrique/diélectrique ne peuvent être sondées directement, on s'en tient à analyser l'évolution des charges images, qui est un reflet de l'évolution des charges d'interface diélectrique/diélectrique si celles-ci sont dominantes dans les effets observés. Considérons l'évolution dans le temps des signaux PEA à l'électrode inférieure (Figure 5.16.a) dont l'évolution est l'image de celle du champ électrique au niveau de l'électrode inférieure comme on peut le voir en comparant avec la Figure 5.16.b. La dynamique d'évolution du signal PEA, comme celle du champ à l'interface, est relativement symétrique en charge et décharge. Ceci va dans le sens d'un phénomène de polarisation à l'origine des effets transitoires, dont la source peut-être la formation d'une charge d'interface entre les différentes couches de l'isolation du câble.

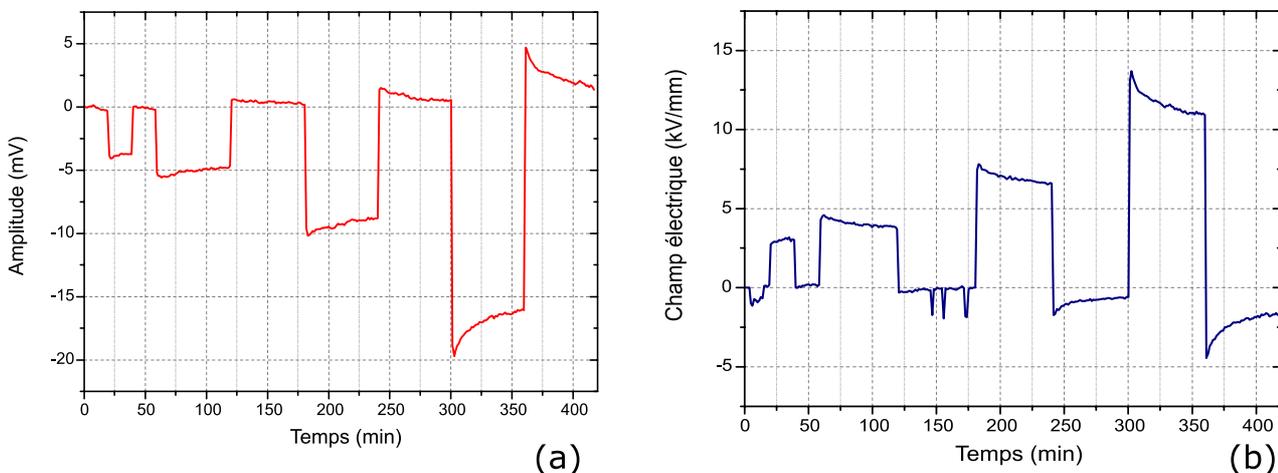


Figure 5.16 : Dépendance temporelle du signal PEA (a) et du champ électrique (b) à l'abord de l'électrode inférieure sous tension de polarisation 1,5 kV, 3 kV et 6 kV ainsi qu'au cours des phases de relaxation.

Les résultats ci-dessus montrent que la polarisation n'est pas saturée après 1 heure sous tension. Aussi, nous avons représenté à la Figure 5.17 les transitoires relatifs aux mêmes grandeurs que précédemment, pour une tension de 6kV et pour des échelons de durée 12 heures. On voit ici que le signal PEA diminue au cours du temps sous tension, et donc de même pour la charge image et le champ, sans déceler de grandes quantités de charges dans le volume de PTFE (Figure.5.15.c). Ceci laisse à penser que les charges d'interface en seraient responsables. On remarque aussi qu'au bout de 4 heures une asymptote semble s'installer. Durant la phase de relaxation, la décroissance des charges images dure environ le

• Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques

même temps sans totale relaxation comme on peut le voir sur la Fig. 5.17b. D'après la Figure.5.15.d, des charges positives sont présentes en volume près de l'interface externe du câble. Leur charge image est de signe négatif, et ces charges (hétérocharges) devraient contribuer à une augmentation du champ sur l'électrode en phase de polarisation et non à une diminution. Une autre source de charges est donc nécessaire pour expliquer les évolutions.

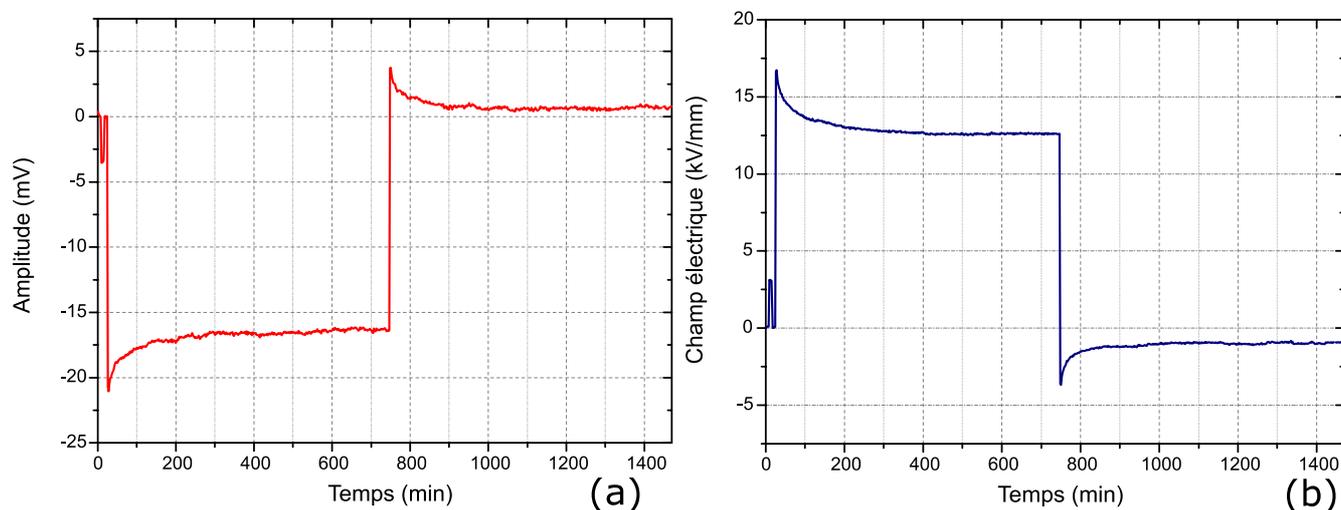


Figure 5.17 : Profil d'amplitude du signal PEA (a) et de champ électrique (b) à l'abord de l'électrode inférieure pour la tension de polarisation 6 kV ainsi que sa phase de relaxation.

Dans le premier chapitre nous avons détaillé les différents mécanismes de génération de charge dans les diélectriques et toutes les observations nous laissent croire à l'apparition d'une charge d'interface par l'effet Maxwell-Wagner dont la quantité $\Sigma_s(t)$, le signe, la dynamique τ_{MW} de mise en place et l'effet sur le champ électrique peuvent être estimés par les équations 5.1 à 5.4 en utilisant la convention de la Figure 3.14 [Mor 2007, Nga 2017] :

$$\Sigma_s(t) = - \frac{\varepsilon_{PI} \cdot \sigma_{PTFE} - \varepsilon_{PTFE} \cdot \sigma_{PI}}{\sigma_{PI} \cdot \varepsilon_{PTFE} + \sigma_{PTFE} \cdot \varepsilon_{PI}} \cdot V_{DC} \cdot \left(1 - e^{\frac{-t}{\tau_{MW}}} \right) \quad (\text{Eq.5.1})$$

avec

$$\tau_{MW} = \frac{\varepsilon_{PI} \cdot \varepsilon_{PTFE} + \varepsilon_{PTFE} \cdot \varepsilon_{PI}}{\sigma_{PI} \cdot \varepsilon_{PTFE} + \sigma_{PTFE} \cdot \varepsilon_{PI}} \quad (\text{Eq.5.2})$$

$$E_{PI}(t) = \frac{\varepsilon_{PTFE} \cdot V_{DC} - \Sigma_s(t) \cdot \varepsilon_{PTFE}}{\varepsilon_{PTFE} \cdot \varepsilon_{PI} + \varepsilon_{PI} \cdot \varepsilon_{PTFE}} \quad (\text{Eq.5.3})$$

$$E_{PTFE}(t) = \frac{\varepsilon_{PI} \cdot V_{DC} + \Sigma_s(t) \cdot \varepsilon_{PI}}{\varepsilon_{PTFE} \cdot \varepsilon_{PI} + \varepsilon_{PI} \cdot \varepsilon_{PTFE}} \quad (\text{Eq.5.4})$$

- **Chapitre 5 : Résultats de mesures sur câbles aéronautiques**

où e_{PTFE} et e_{PI} sont respectivement les épaisseurs de PTFE et de PI, σ_{PI} et σ_{PTFE} sont respectivement les conductivités du PI et du PTFE, ε_{PI} et ε_{PTFE} sont respectivement la permittivité du PI et du PTFE, τ_{MW} est la constante de temps de l'effet de Maxwell-Wagner et V_{DC} est la tension appliquée. Notons que ces équations s'appliquent à une géométrie plane.

En nous basant sur les mesures de conductivité électrique à température ambiante avec un champ électrique de 20 kV/mm réalisées par Ndongo Diaw et al [Ndo 2020] sur des matériaux de PI et PTFE utilisés dans les câbles aéronautiques, nous avons déterminé les caractéristiques de cette charge d'interface.

Avec une densité de courant de $4 \cdot 10^{-8} A/m^2$ pour le PI et une densité de courant de $5 \cdot 10^{-8} A/m^2$ pour le PTFE [Ndo 2020], on obtient les conductivités respectives grâce à la loi d'ohm généralisée, qui nous donne une conductivité de $2 \cdot 10^{-17} S/cm$ pour le PI et $2,5 \cdot 10^{-17} S/cm$ pour le PTFE. Notons que la conductivité du PTFE calculée avec les travaux de Ndongo Diaw et al et les données constructeur présentées dans le chapitre 3 diffèrent d'une décade.

Les équations 5.1 à 5.3 ont été appliquées en considérant les paramètres donnés au Tableau 5.2 et une tension appliquée de 6kV. Les valeurs de constante de temps de charge d'interface et de champ y sont indiquées.

D'après ces données, la constante de temps τ_{MW} est de l'ordre de 3h30, la charge d'interface est négative et cette charge entraîne une diminution du champ électrique dans le PTFE de l'ordre de 20%.

Matériau	PTFE	PI/FEP
Permittivité relative	2,03	2,9
Conductivité σ (S/m)	$2,5 \times 10^{-15}$	2×10^{-15}
Épaisseur (μm)	220	107
τ_{MW} (s)	10700	
$\Sigma_s(\infty)$, (C/m²)	$-2,39 \times 10^{-4}$	
E (t=0), (kV/mm)	20	12,6
E (t=∞), (kV/mm)	16,8	18,6

Tableau 5.2 : Valeurs de constante de temps, de charge interfaciale et de champ dans un système bicouche ayant les caractéristiques ci-dessus sous 6kV DC.

On peut voir sur la Figure 5.17.b une diminution pendant 3h du champ électrique de l'ordre de 5kV/mm jusqu'à un état stable. Ces données sont parfaitement compatibles avec celles calculées sachant que le modèle utilisé n'est valide que pour un système double couche plan.

Lors de la polarisation de longue durée à 9 kV, on a pu voir que les charge images sont de signe négatives et augmentant localement le champ électrique. Les charges d'influences sont donc des hétérocharges pour respecter la neutralité électrique. On a ici un changement de signe des charges d'influences par rapport à 6 kV. C'est probablement dû à une application d'un champ électrique important pouvant ainsi modifier les valeurs des conductivités des matériaux.

VI) Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté plusieurs mesures réalisées sur un câble aéronautique DR4. Cela nous a permis dans un premier temps de tester la répétabilité des mesures avec le banc PEA. Dans d'un second temps, sous différents protocoles de mesure nous avons observé différents profils de champ et de charge dans la couche extérieure de PTFE.

Lors des essais de polarisation de courte durée, on a pu voir le profil du champ électrique se renforcer au niveau du rayon extérieur tout en diminuant au cours du temps. Cela peut s'expliquer par l'apparition de charges d'espace positives dans le matériau de PTFE qui s'accumulent proche du rayon extérieur et forment des hétérocharges. Durant la phase de relaxation, on voit apparaître un champ résiduel de signe opposé au champ appliqué, qui ne peut s'expliquer par la présence des hétérocharges.

Lors des essais de polarisation de longue durée (12h), les mêmes types d'observations sont faits avec un protocole de 3 kV et 6 kV. Le champ électrique diminue dans l'épaisseur de PTFE avec l'apparition de charge d'espace proche de l'électrode externe. Une situation stationnaire est obtenue au bout de quelques heures. Le champ résiduel est de signe opposé au champ appliqué. Tout laisse à penser que les charges responsables de l'apparition des charges images majoritaires et du champ résiduel sont dues à l'effet de Maxwell-Wagner à l'interface entre PTFE et isolant interne. Un calcul sur la base de données expérimentales de conductivité sur le PI et le PTFE confirme que le champ électrique diminue dans le temps dans le PTFE et augmente dans le PI. La cinétique et l'amplitude du phénomène sont très cohérentes avec nos mesures. En raison de la dégradation du signal acoustique dans cette région, ces charges interfaciales ne peuvent être détectées directement. A priori, on a donc des hétérocharges qui s'accumulent dans le PTFE près du rayon externe et qui s'évacuent très lentement, et des charges d'interface de signe opposé. Ces dernières relaxent plus rapidement que les hétérocharges.

Avec un protocole de 9 kV, appliqué pendant 12 heures, cette formation d'hétérocharge apparaît plus nettement. La tendance quant à la variation de champ s'en trouve modifiée. En effet, le champ électrique tend à augmenter au cours du temps de polarisation. Il est donc possible que dans ce cas les effets d'hétérocharges contrebalancent et surpassent les effets liés à la polarisation interfaciale.

Malgré notre impossibilité de connaître précisément le champ électrique ainsi que la quantité de charges dans les couches PI/FEP, on peut affirmer avec la loi de Gauss que toute évolution du champ électrique dans la couche de PTFE impactera le champ électrique présent dans la couche de PI/FEP. De plus, on a pu voir avec différentes tensions notamment celle envisagée par la technologie AEA (All Electrical Aircraft) que le champ électrique n'est pas constant et est directement influencée par l'apparition de charge d'espace à température ambiante. De plus, on peut imaginer qu'avec des mesures de charges d'espace réalisées sous gradient de température entre l'âme du câble et la couche extérieure d'isolant on aurait un impact différent des charges d'espace sur le profil du champ électrique dans les câbles aéronautiques.

Conclusion Générale

- **Conclusion Générale**

Au travers du premier chapitre, nous avons présenté le contexte aéronautique ainsi que les premières avancées dans l'électrification des organes pneumatiques et/ou hydrauliques des avions. Pour rendre l'avion plus électrique (voire tout électrique), il est impératif d'augmenter la puissance électrique embarquée et cela indépendamment du type de réseau embarqué. Nous avons choisi comme axe de recherche l'hypothèse d'une distribution DC. En effet, une distribution DC permettrait de réduire les étages de conversion et amènerait une compaction de l'électronique de puissance, allant dans le sens d'une minimisation de volume et de masse de ces équipements. Cependant, une question reste en suspens, à savoir la capacité des câbles aéronautiques de tenir la montée en tension. Une première analyse a consisté à présenter les différents câbles aéronautiques présents dans les différents avions de chez Airbus principalement et de les comparer avec les câbles terrestres. La montée en tension nous laisse imaginer que l'on va rencontrer une accumulation de charges d'espace dans les câbles aéronautiques. Nous avons décrit les différents mécanismes d'apparition des charges d'espace et leur conséquence sur la distribution de champ électrique. Enfin, différents principes de mesure des distributions de charges ont été présentés. Les raisons pour lesquelles notre choix s'est porté sur la méthode PEA (*Pulsed Electro Acoustic*) ont été données.

Dans le second chapitre, nous avons abordé plus en détail le principe de fonctionnement de la méthode PEA. Cette méthode existe en plusieurs déclinaisons mais, nous en avons détaillé deux en particulier. La première, qui est le banc PEA plan, permet de réaliser des mesures de charge d'espace sur des échantillons plan de 100 μ m à 1mm d'épaisseur. Nous avons énuméré les différents éléments qui composent la cellule PEA et développé son principe de fonctionnement et notamment la génération de l'onde acoustique. En effet, lors d'une mesure PEA une force électrostatique est à l'origine d'une onde acoustique qui est par la suite convertie en signal électrique par le biais d'un capteur piézoélectrique. Pour traiter le signal acoustique détecté, il est nécessaire d'utiliser un algorithme de déconvolution pour récupérer l'information sur la densité de charge. En fonction de l'impact des différentes forces et des hypothèses de départ nous avons présenté un algorithme de déconvolution pour un échantillon plan. Par la suite, nous avons présenté le principe de fonctionnement du banc PEA pour des échantillons cylindriques. Son principe de fonctionnement est très similaire au banc PEA plan à la différence que l'onde acoustique générée est cylindrique mais, aussi que l'impulsion n'est plus appliquée à travers une tête PEA. L'algorithme de déconvolution a été adapté en conséquence pour pouvoir remonter à l'information sur la densité de charge.

Dans le troisième chapitre, nous avons réalisé des mesures préliminaires sur des échantillons plans sur les matériaux qui composent les câbles aéronautiques, afin de déterminer certaines grandeurs nécessaires et d'obtenir une première information sur le comportement des matériaux. Pour être dans des conditions représentatives de câbles aéronautiques, nous avons réalisé un traitement thermique à un échantillon de PTFE à 360°C pendant 10 minutes par le biais d'une presse chauffante. Nous avons également mis en œuvre des systèmes bicouches PI/PTFE. A cette occasion, nous avons découvert que le PI peut présenter une couche de FEP non négligeable, et que globalement sa configuration peut varier. En effet, lors de nos mesures PEA sur l'échantillon de PI nous avons constaté des réflexions qui nous empêchaient de distinguer correctement les deux pics correspondant à l'image des charges capacitives. Cette configuration pose problème également pour déterminer la célérité du son ainsi que l'atténuation et la dispersion du matériau. À l'inverse, pour l'échantillon de PTFE nous avons pu visualiser correctement les deux pics correspondant aux charges capacitives et mesurer la célérité du son du PTFE ainsi que les coefficients liés à l'atténuation et à la dispersion. Lors de la formation de l'échantillon bicouche nous avons pris le soin de respecter la superposition des câbles aéronautiques afin que la couche de FEP soit en contact avec le PTFE. En effet, la raison pour laquelle une couche de FEP a été ajoutée est pour assurer

- **Conclusion Générale**

l'adhésion à la couche de PTFE. Étant donnée la quasi-similitude des propriétés électriques et acoustiques du FEP et PTFE nous avons considéré pour la suite du raisonnement seulement les propriétés du PTFE. Lors de nos mesures PEA sur la composition bicouche nous visualisons un troisième pic à l'interface, et ce malgré l'absence de charge. En présentant les différentes équations des ondes de pression aux différentes interfaces, nous avons pu mettre en l'évidence que l'origine de l'onde de pression à l'interface est due à la différence de permittivité entre le PI et le PTFE. En calculant les différents pics de pression et en prenant en compte l'atténuation et la dispersion, nous constatons un très bon accord entre les amplitudes relatives des différents pics mesurés et les amplitudes des ondes de pression calculées.

Dans le quatrième chapitre, nous avons présenté le banc PEA destiné aux câbles aéronautiques. Notre banc PEA a dû être adapté compte tenu de l'absence de gaine semi-conductrice pour l'application de l'impulsion mais, aussi pour assurer une pression constante sur le câble aéronautique pour avoir un contact homogène avec la cellule. En effet, les câbles aéronautiques ont une âme multibrin où l'isolant est enrubanné autour de l'âme. Il faut donc être en mesure de maîtriser la pression exercée sur le câble pour assurer un contact sans provoquer une déformation trop importante. Nous avons par la suite décrit les différents dispositifs constituant le banc PEA. Nous avons présenté une mesure PEA sur un échantillon à isolation polyéthylène (PE) issu d'un câble coaxial RG58 pour valider le bon fonctionnement de la cellule PEA avec un matériau dont on connaît les caractéristiques physiques et géométriques. Pour développer notre stratégie de déconvolution sur câble aéronautique, nous avons réalisé une mesure de calibration sur un câble aéronautique DR4 vierge. À la différence des résultats obtenus dans le troisième chapitre, nous ne discernons aucune réponse à l'interface entre diélectriques de différente nature. Cela est probablement dû à l'importante atténuation et dispersion qui ont fait fusionner les différentes réponses entre elles. De plus, au vu de la complexité du câble aéronautique ainsi que son importante variation d'épaisseur, il a été décidé de sonder seulement la couche extérieure de PTFE. En effet, en récupérant les informations intrinsèques du matériau telles que l'atténuation et la dispersion sur des échantillons plans, il nous est possible de déconvoluer cette zone de l'objet testé. Néanmoins, l'algorithme utilisé n'est pas totalement optimisé. En effet, des réflexions viennent altérer l'onde de pression initiale dans la couche PI/FEP et elles ne peuvent pas être prises en compte car la géométrie du câble est mal maîtrisée.

Dans le dernier chapitre, nous avons présenté différents résultats obtenus sur câbles aéronautiques DR4. Dans un premier temps nous nous sommes assurés de la répétabilité de nos résultats. Par la suite nous avons appliqué un protocole dit de courte durée. En effet, nous avons appliqué une tension de polarisation de 1,5 kV, 3 kV et 6 kV pendant une durée chacune de 1 heure avec une phase de relaxation de 1 heure également entre chaque palier de tension. Cela nous a permis de voir l'apparition de charge image à l'abord de l'électrode inférieure. L'apparition de telle charge reflète l'apparition de charge dans le volume et est une réponse au respect de la neutralité électrique. Ces générations de charges ont une conséquence directe sur la distribution de champ électrique. L'effet principal vu dans ces mesures est une diminution du champ électrique à l'électrode externe du câble, sans qu'une accumulation évidente de charges soit vue en volume. En effet, on peut voir sur la totalité de l'épaisseur de PTFE de très faibles variations de charges, laissant à penser que les charges sont présentes dans la couche PI/FEP ou à l'interface avec le PTFE. Pour nous en assurer, nous avons appliqué un protocole dit de longue durée. Nous avons appliqué une tension de polarisation de 3 kV, 6kV et 9 kV pour une durée de 12 heures avec une phase de relaxation d'une durée de 12 heures également effectuée sur trois échantillons vierges. Avec ce nouveau protocole, nous pouvons mieux visualiser la dynamique des charges d'influence. Nous constatons là aussi une diminution de la charge d'influence au cours qui ne peut s'expliquer par l'apparition de charges dans la couche extérieure de PTFE. Tout laisse à penser que les charges

• Conclusion Générale

apparaissent à l'interface entre les couches de PI et de PTFE par effet Maxwell-Wagner. Pour nous en assurer, nous avons calculé le temps d'apparition des charges d'interfaces qui est d'environ 3 heures et 30 minutes. Pour suivre indirectement l'évolution de cette charge interfaciale, nous avons sondé l'évolution du champ électrique au niveau de l'électrode inférieure. On peut détecter durant la phase de relaxation l'évacuation des charges pendant environ 3 heures. Pour une tension appliquée de 9 kV on peut voir que les charges images réagissent à des hétérocharges dans le volume qui a pour conséquence d'augmenter d'environ 6% le champ électrique au niveau du rayon extérieur.

L'objectif de cette thèse était de développer un banc PEA destiné à la caractérisation des câbles aéronautiques. On a pu mettre en évidence l'apparition de charges d'interfaces par effet Maxwell-Wagner qui pouvait être attendu du fait de la construction multicouche, multimatériaux des câbles. Mais, en l'état il est difficile d'en tirer le plein potentiel. À cela, plusieurs explications peuvent être données et des perspectives ouvertes pour les vérifier :

- La première serait d'effectuer des campagnes de mesure en température qui permettrait de mieux visualiser des charges d'influence et de mieux mesurer leur impact. En effet, la conductivité et la permittivité évoluant avec la température, cela aura un effet sur la quantité et le signe de la charge d'interface et sur la dynamique. Ces campagnes de mesure pourraient dans un premier temps se focaliser sur une association simple entre une couche de PI et une couche de PTFE en configuration plane afin de bien identifier les phénomènes physiques de génération de charge.
- Au vu de la complexité des câbles aéronautiques, il faudrait envisager une nouvelle topologie de câble de test. En effet, la technologie d'enrubannage des câbles aéronautiques crée des zones où l'épaisseur des câbles peut varier d'environ 100 μm , ce qui ne nous permet pas de déconvoluer correctement.
- Une autre solution envisagée serait d'améliorer la résolution de la cellule PEA. En effet, lors de la confection de la cellule il n'était pas prévu d'avoir des épaisseurs si proches de la résolution du banc PEA. La couche FEP associée aux rubans de PI combinée à l'atténuation et la dispersion n'ont pas permis de visualiser les différentes réponses pour chaque interface PI/FEP. Cela nous permettrait au passage d'améliorer l'algorithme de déconvolution.

Annexe

I) Système de jauge des câbles aéronautiques

AWG	Diamètre [mm]	Section [mm ²]	Résistance [Ω /km]	Courant max [A]
000	10,40384	85	0,20270	328
00	9,26592	67,4	0,25551	283
0	8,25246	53,5	0,32242	245
1	7,34822	42,4	0,40639	211
2	6,54304	33,6	0,51266	181
3	5,82676	26,7	0,64616	158
4	5,18922	21,2	0,81508	135
5	4,62026	16,8	1,02762	118
6	4,11480	13,3	1,29593	101
7	3,66522	10,5	1,63410	89
8	3,26390	8,37	2,06050	73
9	2,90576	6,63	2,59809	64
10	2,58826	5,26	3,27639	55
11	2,30378	4,17	4,13280	47
12	2,05232	3,31	5,20864	41
13	1,8880	2,62	6,56984	35
14	1,62814	2,08	8,28200	32
15	1,45034	1,65	10,44352	28
16	1,29032	1,31	13,17248	22
17	1,15062	1,04	16,60992	19
18	1,02362	0,823	20,94280	16
19	0,91186	0,653	26,40728	14
20	0,81280	0,518	33,2920	11
21	0,72390	0,410	41,9840	9
22	0,64516	0,326	52,9392	7
23	0,57404	0,258	66,7808	4,7
24	0,51054	0,205	84,1976	3,5
25	0,45466	0,162	106,1736	2,7
26	0,40386	0,129	133,8568	2,2

Tableau A.1 : Système de jauge des câbles aéronautiques

Bibliographie

- **Bibliographie**

[ANS 1996] ANSI/IEEE Standard on Piezoelectricity, 1996.

[Agn 2001] S. Agnel, P. Notingher and A. Toureille « *Space charge measurement on power cable length* », *Proc. International Conference on Solid Dielectrics*, pp. 390-393, 2001.

[Arn 2011] M. Arnaout, « *Caractérisation d'une cellule de mesure Electro-Acoustique-Pulsée pour la qualification électrostatique des diélectriques spatiaux : modélisation électro-acoustique et traitement du signal* », Thèse, Université Paul Sabatier Toulouse, 2011.

[Bel 2003] E. Belgaroui, H. Guerhazi. S. Agnel, Y. Mlik and A. Toureille « *A new numerical technique of electric field determination within dielectric materials plate and cable using the TSM method* », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol.23, pp. 63-71, 2003.

[Bod 2005] R. Bodega, « *Space charge measurements on multi-dielectrics by means of the pulsed electroacoustic method* », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, pp. 272–281, 2005.

[Bod 2006a]: R. Bodega «*Space Charge Accumulation in Polymeric High Voltage DC Cable Systems*», Thèse, Delft University of Technology, 2006.

[Bod 2006b] R. Bodega and J.J. Smit « *Space charge measurements on multi-dielectrics by means of the Pulsed Electro Acoustic method* », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, pp. 272-281, 2006.

[Bud 2012] M. Budinger, J. Liscouët, F. Hospital, et J.-C. Maré, « *Estimation models for the preliminary design of electromechanical actuators* », *Proc. Inst. Mech. Eng. Part G J. Aerosp. Eng.*, vol.226, p. 243-259, 2012.

[Col 1975] R. E. Collins, « *Distribution of charge in electrets* », *J. Appl. Phys. Lett.*, vol.26, pp. 675–677, 1975.

[Col 1976] R. E. Collins, « *Analysis of spatial distribution of charges and dipoles in electrets by a transient heating technique* », *J. Appl. Phys.*, vol.47, pp. 4804–4808, 1976.

[data FEP] datasheet FEP Dupont®.

[data PI] datasheet PI Dupont®.

[data PTFE] datasheet PTFE Dupont®.

[Del 2008] S. Delpino, D. Fabiani, G.C Montanari, C. Laurent, G. Teyssedre, P.H.F. Morshuis, R. Bodega, and L.A. Dissado, « *Polymeric hvdc cable design and space charge accumulation. Part 2: Insulation interfaces* », *IEEE Electr. Insul. Mag.*24_1, pp. 14–24, 2008.

[Dit 1993] : T. Ditchi, C. Alquié, and J. Lewiner, « *Broadband determination of ultrasonic attenuation and phase velocity in insulating materials* », *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol.94, pp. 3061–3065, 1993.

- **Bibliographie**

[Dis 1992] L. A. Dissado et J. C. Fothergill, « *Electrical degradation and breakdown in polymers* », Peter Peregrinus Ltd. edition, 1992.

[Don 1981] M. O'Donnell, E.T. Jaynes, and J.G. Miller, « *Kramers-Kronig relationship between ultrasonic attenuation and phase velocity* », J. Acoust. Soc. Amer., vol.69, pp. 696–701, 1981.

[Dos 2019] V. Dos Santos « *Modélisation des émissions conduites de mode commun d'une chaîne électromécanique. Optimisation paramétrique de l'ensemble convertisseur filtres sous contraintes CEM.* » Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2019.

[Ech 2012] Y. Echigo, H. Tanaka, Y. Ohki, K. Fukunaga, T. Maeno and K. Okamoto, « *Effects of humidity and temperature on space charge distribution profiles in printed circuit board insulations* » Proc. IEEE International Conference on Solid Dielectrics (ICSD), pp. 458-461, 2007.

[Eol 1975] C.K. Eoll, « *Theory of stress distribution in insulation of high-voltage DC cables: Part I,* » IEEE Trans. Electr. Insul., vol.10, pp. 27–35, 1975.

[Fab 2008] D. Fabiani, G.C. Montanari, C. Laurent, G. Teyssedre, P.H.F. Morshuis, R. Bodega, and L. A. Dissado, « *HVDC cable design and space charge accumulation. Part 3: Effect of temperature gradient,* » IEEE Electr. Insul. Mag.24_2, pp. 5–14, 2008.

[Fle 1995] R. J. Fleming, M. Molby Henriksen, M. Henriksen and J. T.Holball, « *LIPP and space charge measurements on LDPE* », Proc. IEEE International Conference on Solid Dielectrics, pp. 234-238, 1995.

[Fu 2001] M. Fu, G. Chen A.E Davies and J. Head « *Space charge measurements in cables using PEA method: Signal processing considerations* », Proc. IEEE International Conference on Solid Dielectrics (ICSD), pp. 219-222, 2001.

[Fuk 2001] K. Fukunaga, T. Maeno, V. Griseri, M. Kaneto, and M. Ezoe, « *Three dimensional space charge measurements of polymers using the pulsed electroacoustic method*», Proc. IEEE International Conference on Solid Dielectrics (ICSD), pp. 497–499, 2001.

[Fuk 2004a] K. Fukunaga, « *Innovative PEA space charge measurement systems for industrial applications* », IEEE Electr. Insul. Mag.24_2, pp. 18–26, 2004.

[Fuk 2004b]: M. Fukuma, T. Maeno, K. Fukunaga, and M. Nagao, « *High repetition rate PEA system for in-situ space charge measurement during breakdown tests* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol.11, pp. 155–159, 2004.

[Fuk 2014] M. Fukuma H. Tomita, and T. Maeno, « *Space charge measurement for 27 mm thick XLPE sample in PEA method* », IEEE Conf. Int. Symp. Electr. Insul. Mater (ISEIM), pp. 89-92, 2014.

[Gan 2016] E. Ganey, C. Chiang, L. Fizer, and E. Johnson, « *Electric drives for electric green taxiing systems* », SAE Int. J. Aerosp., vol.9, pp. 62-73, 2016.

- **Bibliographie**

[Gra 2006] R.M. Gray, « *Toeplitz and circulant matrices : a review* », Foundations and Trends in Communications and Information Theory, vol.2, pp. 155-239, 2006.

[Gri 2007]: V. Griseri, C. Perrin, K. Fukunaga, T. Maeno, D. Payan, B. Dirassen, and C. Laurent, « *Pulse electro-acoustic measurements with contact and contact-less on electron*

irradiated polymers », Proc. IEEE Conf. Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP), pp. 429–432, 2007.

[Han 1993] P.C. Hansen, « *The use of L-curve in the regularization of discrete ill-posed problems* », SIAM J. Sci. Comput., pp. 1487–1503,1993.

[Han 1994] P.C. Hansen, « *Regularization tools: A Matlab package for analysis and solution of discrete ill-posed problems* », Numer. Algo., vol.14, pp. 1–35, 1994.

[Hao 2012] J. Hao, G. Chen, R.J. Liao, L.J. Yang, and C. Tang, « *Influence of moisture on space charge dynamics in multilayer oil-paper insulation* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol.19, pp. 1456–1464, 2012.

[Hol 1997] S. Holé, C. Alquie, and J. Lewiner, « *Measurement of space-charge distributions in insulators under very rapidly varying voltage* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol.4, pp. 719–724, 1997.

[Hol 2000] 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, pp. 13528-13539, 2000.

[Hol 2003] S. Holé, T. Ditchi, and J. Lewiner, « *Non-destructive methods for space charge distribution measurements: what are the differences?* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. (TDEI), pp. 670–677, 2003.

[Hol 2006] S. Holé, A. Sylvestre, O. Gallot-Lavallée, C. Guillermin, P. Rain, and S. Rowe, « *Space charge distribution measurement methods and particle loaded insulating materials* », J. Appl. Phys., vol.39, pp. 950-956, 2006.

[Hos 2012] F. Hospital « *Conception préliminaire des actions électromécaniques basée sur les modèles : lois d'estimations et règles de conception pour la transmission de puissance mécanique* », Thèse, INSA Toulouse, 2012.

[Hoz 1992] N. Hozumi, T. Okamoto, and T. Imajo, « *Space charge distribution measurement in a long size XLPE cable using the pulsed electroacoustic method* », Proc. IEEE Int. Symp. Electr. Insul. (ISEI), pp. 294 – 297, 1992.

[Hua 2014] X. L. Huang « *Étude de l'évolution de la morphologie et des propriétés électriques du polytétrafluoroéthylène (PTFE) pour des applications aéronautiques en hautes températures (250-400 °C)* » Thèse, Université Paul Sabatier Toulouse, 2014.

- **Bibliographie**

[Hun 1983] B. Hung and A. Goldstein, « *Acoustic parameters of commercial plastics* », IEEE Trans. Sonics Ultrasonics, vol.30, pp. 249–254, 1983.

[Ima 1995] Y. Imaizumi, K. Suzuki, Y. Tanaka, and T. Takeda, « *Three-dimensional space charge distribution measurement in solid dielectrics using pulsed electroacoustic method* », Proc. Internat. Symposium on Electrical Insulating Materials (ISEIM), pp. 315–318, 1995.

[Ima 2004] S. Imai, Y. Tanaka, T. Fukao, T. Takada, and T. Maeno, « *Development of new PEA system using open upper electrode [pulsed electro-acoustic method]* », Proc. IEEE Conf. on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP), pp. 61–64, 2004.

[Imb 2016] A.Imburgia, R.Miceli, and E.Sanseverino, « *Review of space charge measurement systems: Acoustic, Thermal and Optical methods* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol. 23, pp. 3126–3142, 2016.

[Jen 2002] S. C. Jensen, G. D. Jenney, D. Dowson « *Flight-test experience with electromechanical actuator on the F-18 system research aircraft*», Proceedings 19th Digital Avionics Systems Conference, pp 1-10, 2002.

[Lan 1981] 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, pp. 1249-1252.1981.

[Lan 1986] S. B. Lang and D. K. Das-Gupta, « *Laser-intensity-modulation method: A technique for determination of spatial distributions of polarization and space charge in polymer electrets*», J. Appl. Phys., vol.59, pp. 2151–2160, 1986.

[Lan 2004] S. B. Lang, « *Laser intensity modulation method (LIMM): review of the fundamentals and a new method for data analysis* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol 11,pp. 3–12, 2004.

[Lau 1999] C. Laurent, « *Diélectriques solides et charge d'espace* », Techniques de l'Ingénieur, Chap. D2305, 1999.

[Li 2014] S. Li, L. Lan, J.Wu, andY. Yin, « *Investigation of space charge behavior of HVDC XLPE cables using PEA method* », IEEE Conf. Int. Symp. Electr. Insul. Mate, pp. 85-88, 2014.

[Lis 2010] J. Liscouët « *Conception préliminaire des actionneurs/électromécaniques-Approche hybride, directe/inverse* », Thèse, INSA Toulouse, 2010.

[Liu 1993] R. Liu, T. Takada, and N. Takasu, « *Pulsed electro-acoustic method for measurement of space charge distribution in power cables under both DC and AC electric fields* », J. Phys. D, vol.26, pp. 986–994, 1993.

- **Bibliographie**

[Llo 2004] P. Llovera and P. Molinie, « *New methodology for surface potential decay measurements: application to study charge injection dynamics on polypropylene films* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol.11, pp. 1049–1056, 2004.

[Mae 1988] T. Maeno, T. Futami, H. Kushibe, T. Takada, and C. M. Cooke, « *Measurement of spatial charge distribution in thick dielectrics using the pulsed electroacoustic method* », IEEE Trans. Electr. Insul., vol.23, pp. 433-439,1988.

[Mae 1989] T. Maeno, T. Futami, H. Kushibe, and T. Takada, « *Measurements and simulation of the spatial charge distribution in electron beam irradiated polymers* », J. Appl. Phys., vol.65, pp. 1147–1151, 1989.

[Mae 1999] T. Maeno, « *Calibration of the pulsed electroacoustic method for measuring space charge density* », Trans. IEE Japan, vol.119, pp 1114–1119 ,1999.

[Mae 2001] T. Maeno, « *Three-dimensional PEA charge measurement system* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol.8, pp. 845–848, 2001.

[Mal 2000] D. Malec, « *Technical problems encountered with the laser induced pressure pulse method in studies of high voltage cable insulators* », Meas. Sci. Technol., vol.11, pp. 76-80, 2000.

[Mar 2002] D. Marty-Dessus, L. Berquez, A. Petre, and J. L. Franceschi, « *Space charge cartography by FLIMM: a three-dimensional approach* », J. Appl. Phys., vol.35,pp. 3249–3256, 2002.

[Mea 2003] T. Maeno, « *Portable space charge measurement system using the pulsed electrostatic method* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol.10, pp. 331–335, 2003.

[Mel 2005] A. Mellinger, R. Singh, and R. Gerhard-Multhaupt, « *Fast thermal-pulse measurements of space-charge distributions in electret polymers* », Rev. Sci. Instrum.,vol.76, pp. 13903–13908, 2005.

[Mie 2018] G. Mier-Escurra, A. Rodrigo-Mor, and P. Vaessen, « *A calibration method for acoustic space charge measurements using multilayer samples* », Sensors, vol.18, pp.2508–2519, 2018.

[Mol 2012] P. Molinie, « *A Review of mechanisms and models accounting for surface potential decay* », IEEE Trans. Plasma Sci., vol.40, pp. 167–176, 2012.

[Mor 2007] P.H.F Morshuis, R. Bodega, D. Fabiani, G.C Montanari, L.A Dissado and J.J Smit « *Dielectric interfaces in DC constructions : space charge and polarization phenomena* », Proc. IEEE International Conference on Solid Dielectrics, pp. 450-453, 2007.

[Mur 1996] T. Muronaka, Y. Tanaka, and T.Takada, « *Measurement of space charge distribution in XLPE Cable using PEA system with flat electrode* », IEEE Conf. Electr. Insul. Phenomena, pp. 266-269, 1996.

- **Bibliographie**

[Ndo 2020] E.H. Ndongo Diaw, S. Leroy, G. Teyssedre and E. Aubert «Current measurements in high performance polymers used in aeronautic cables», IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol.27, pp. 2195-2202, 2020.

[Not 2001] P. Notingher, S. Agnel, and A. Toureille, « *Thermal step method for space charge measurements under applied dc field* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol.8, pp. 985–994, 2001.

[Not 2009] P. Notingher, S. Agnel, A. Toureille and J. Castellon « *Determination of electric field and space charge in the insulation of power cables with the thermal step method and a new mathematical processing* », IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., vol.45, pp. 67–74, 2009.

[Ngu 2013] X. T. Nguyen, V. Griseri, and L. Berquez, « *In-Situ space charge measurements on dielectrics during electronic irradiation by PEA* », Proc. IEEE Conf. Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP), pp. 226–269, 2013.

[O'Dw 1969] J.J. O'Dwyer, « *Theory of high field conduction in a dielectric* », J. Appl. Phys., vol.40, pp. 3887–3890, 1969.

[Oyo 2013] H. Oyori and N. Morioka « *Power management system for the electric taxiing system incorporating the more electric Technology* », SAE AeroTech Congress & Exhibition, 2013.

[Pha 2009] C.-D. Pham, V. Griseri, and L. Berquez, « *Space charge distribution detection by FLIMM and PEA method on electron beam irradiated dielectric films* », Proc. IEEE Conf. Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP), pp. 731–734, 2009.

[Pla 2002] G. Platbrood, S. Agnel, A. Toureille and P. Bulens « *Comparison of new cables and aged out of the grid by the thermal step method* », Proc. International Conf. on Solid Dielectrics, pp. 390-393, 2001.

[Puj 2020] A. Pujol, L. Berquez, F. Baudoin and D. Payan, « PSpice modelling of the pulsed electroacoustic method for dispersive polymer sample application », Review of Scientific Instruments, vol.91, pp. 1-9, 2020.

[Rae 2016] P.J. Rae and E.N. Brown, « *Some observations on measuring sound speeds in polymers using time-of-flight* », Experimental Techniques, vol. 40, pp. 1085–1097, 2016

[Raj 2013] A.R.A Raja, B. Vissouvanadin, T.T.N. Vu, G. Teyssedre and N.I Sinisuka, « *Space charge measurement on XLPE cable for HVDC transmission using PEA method* », Procedia Technology, vol.11, pp. 327-333, 2013.

[Rob 2011] X. Roboam, « *New trends and challenges of electrical networks embedded in “more electrical aircraft”* », Proc. 2011 IEEE International Symposium on Industrial Electronics, Gdansk, pp. 26-31, 2011.

[Ros 2007] J. A. Rosero, J. A. Ortega, E. Aldabas, and L. Romeral, « *Moving towards a more electric aircraft* », IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag.22_2, pp. 3-9, 2007.

- **Bibliographie**

[Rou 2000] B. Roulet et M. Saint Jean, « Image charges revisited: Beyond classical electrostatics », *Am. J. Physics*, vol.68, pp. 319-324, 2000.

[Sch 1959] J. Schuyer, « *Sound Velocity in Polyethylene* », *Journal of Polymer Science*, vol.36, pp. 475-483, 1959.

[Sch 2011] M. Schier, F. Rinderknecht, A. Brinner and H. Hellstern « *High integrated electric machine for aircraft autonomous taxiing* », Proc. Conf EVER Monaco, pp 1-7, 2011.

[Ses 1992] G.M. Sessler, C. Alquié, and J. Lewiner, « *Charge distribution in Teflon FEP (fluoroethylenepropylene) negatively corona-charged to high potentials* », *J. Appl. Phys*, vol. 71, pp. 2280-2284, 1992.

[Sun 2016] Y. Sun, Y. Zhang, S. Holé, P. Ma, F. Zheng and Z. An « *Physical model of measuring space charge distribution by pressure wave propagation method for high voltage cable,* » Proc. Conf. Condition Monitoring and Diagnosis, pp. 251-253, 2016.

[Tak 1987] T. Takada, T. Maeno, and 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.22, pp. 497-501, 1987.

[Tal 2011] M. Taleb, « *Phénomènes aux interfaces des isolants : Mesure et Simulation* », Thèse Université Paul Sabatier Toulouse, 2011.

[Teo 2008] A. Teo, K. Rajashekara, J. Hill, and B. Simmers, « *Examination of aircraft electric wheel drive taxiing concept* », présenté à Power Systems Conference, 2008.

[Tey 2013] G. Teyssedre and P. Notinger, « *Performance of materials used for HVDC cables,* », *European Seminar on Materials for HVDC cables and accessories, JiCable-HVDC Conference*, Tutorial, 2013.

[Tod 2012] M. Todeschi. « *Airbus – EMAs for flight control actuation system 2012 status and perspective* ». International Conference on Recent Advances in Aerospace Actuation Systems and Components, pp. 1-8, 2012.

[Tou 1997] A. Toureille and N. Vella, « *The thermal step method: Results and prospects* », *J. Electrostat.*, vol.40, pp. 247–252, 1997.

[Tou 2007] A. Toureille, P. Nothinger, J. Castellon, and S. Agnel, « *Les charges d'espace : définition, historique, mesure,* » in *Matériaux diélectriques pour le génie électrique 1*, vol. 1. Paris: Hermes–Lavoisier, pp. 151-164, 2007.

[Van 1977] J. Vanderschueren, « *General properties of secondary relaxations in polymers as determined by the thermally stimulated current method* », *J. Polym. Sci. Polym. Phys. Ed.*, vol.15, pp. 873–880, 1977.

- **Bibliographie**

[Van 1979] J. Vanderschueren and J. Gasiot, « *Field-induced thermally stimulated Currents* », *Thermally Stimulated Relaxation in Solids*, P. D. P. Bräunlich, Ed. Springer, Berlin, pp. 135–223, 1979.

[Vel 1994] N. Vella, A. E. I. Joumha, and A. Toureille, « *Space charge measurement by the Thermal Step method and TSDC in PMMA* », *Proc. 8th International Symposium on Electrets (ISE)*, pp. 230–235, 1994.

[Vel 2018] A. Velazquez Salazar « *Mesure de charge d'espace par la méthode (F)LIMM vers une caractérisation sous contrainte électrique DC externe* » Thèse, Université Paul Sabatier Toulouse, 2018.

[Vis 2014] B. Vissouvanadin, T. T. N. Vu, L. Berquez, S. Le Roy, G. Teyssède and C. Laurent « *Deconvolution techniques for space charge recovery using pulsed electroacoustic method in coaxial geometry* », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol.21, pp. 821-828, 2014.

[Vu 2014] T. T.N. Vu, « *Etude des phénomènes de charge d'espace dans des matériaux de câbles et câbles modèles destinés à des applications au transport d'énergie en haute tension continue (HDVC)* », Thèse, Université Paul Sabatier Toulouse, 2014.

[Vu 2017] T.T.N. Vu, G. Teyssedre, S. Le Roy, and C. Laurent, "*Maxwell–Wagner effect in multi-layered dielectrics: Interfacial charge measurement and modelling*", *Technologies*, vol.5, pp. 1– 15, 2017.

[Wan 1995] X. Wang, D.Tu, Y. Tanaka, T.Murononaka, T.Tanaka, C.Shinoda, and T.Hashizumi, « *Space charge in XLPE power cable under DC electrical stress and heat treatment* », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol.2, pp. 467-474, 1995.

[Wil 1990] D. Wilson, H. Stenzenberger, P.M. Hergenrother, R. Escott, F.W. Harris, D. Makino, H. Satou, C.E. Sroog, T.L. St.Clair, H. Suzuki, T. Takekoshi and P.R. Young « *Polyimides* », published by Blackie & Son Ltd, 1990.

[Yan 2014] P. Yang, Y. Ohki, and F. Tian, « *Analysis on thermally stimulated currents in polyethylene-terephthalate and polyethylene-naphthalate* », *Proc. 2014 International Symposium on Electrical Insulating Materials (ISEIM)*, pp. 401– 404, 2014.

[Yas 1991] M. Yasuda, M. Ito, and T. Takada, « *Measurement of charge Distributions in Coaxial Cable using the Pulsed Electroacoustic Method* », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.30, pp. 71–73, 1991.

[Zhe 2015] H. Zheng, « *Application of PEA technique to space charge measurement in cylindrical geometry HV cable systems* », Thèse, Leicester University, 2015.