



**HAL**  
open science

# Conception de systèmes d'isolation haute tension en électronique de puissance : prise en compte de nouveaux matériaux et structures

Tianbo Zhou

► **To cite this version:**

Tianbo Zhou. Conception de systèmes d'isolation haute tension en électronique de puissance : prise en compte de nouveaux matériaux et structures. Energie électrique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2022. Français. NNT : 2022TOU30217 . tel-04031558

**HAL Id: tel-04031558**

**<https://theses.hal.science/tel-04031558v1>**

Submitted on 16 Mar 2023

**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

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

---

Présentée et soutenue par

**M. Tianbo ZHOU**

Le 11 Juillet 2022

### **Conception de systèmes d'isolation haute tension en Électronique de Puissance : prise en compte de nouveaux matériaux et structures**

---

**École doctorale et discipline ou spécialité**

GEET : Génie Électrique

**Unité de recherche**

Laboratoire Plasma et Conversion de l'Énergie (UMR 5213)

**Jury**

Mme Séverine LE ROY – Directrice de recherche au CNRS, LAPLACE, Toulouse	Présidente
M. Stéphane DUCHESNE – Professeur à l'Université d'Artois, LSEE, Béthune,	Rapporteur
M. Alain SYLVESTRE – Professeur à l'Université Grenoble Alpes, G2ELAB, Grenoble,	Rapporteur

**Directrice(s) ou Directeur(s) de Thèse**

M. Pierre BIDAN – Professeur à l'Université Toulouse III, Directeur de thèse  
M. Lionel LAUDEBAT – Maître de Conférences à l'INU Champollion, Co-directeur  
Mme Marie-Laure LOCATELLI – Chargée de recherche au CNRS, Co-encadrante



---

## Remerciements

---

Cette étude effectuée dans l'équipe matériaux diélectriques dans la conversion d'énergie (MDCE) m'a conduit à solliciter l'aide de nombreuses personnes, je pense en particulier à Monsieur Pierre BIDAN, Professeur à l'Université Toulouse III, M. Lionel LAUDEBAT, Maître de conférences à l'INU Champollion et Mme Marie-Laure LOCATELLI, Chargée de recherche au CNRS. Leur disponibilité à toute épreuve et la complémentarité de leur approche scientifique m'ont permis de profiter d'une formation à la recherche de grande qualité. Je tiens à leur exprimer ici ma profonde reconnaissance pour leur confiance et leur aide. Je tiens également à remercier ces trois aînés pour leurs conseils et leur aide dans ma vie à Toulouse.

Je remercie aussi les membres de l'équipe MDCE et plus spécialement Vincent BLEY, Zarel VALDEZ-NAVA et Sombel DIAHAM pour leur soutien dans le traitement des résultats de simulation, la caractérisation des matériaux non linéaires/linéaires et la mise en œuvre des essais expérimentaux pour les matériaux diélectriques.

Je remercie chaleureusement l'ensemble des doctorants croisés au cours de ces années, avec dans l'ordre de leur apparition sur la scène de LAPLACE : Trong Trung LE, Mohammed HOUSSAT, Fan JIANG, Jingjing LU, Alejandro CAN, El Hadji Ndongo DIAW, Maillys ELEAZAR BANDA, Aurélien PUJOL, Imadeddine BENFRIDJA, Khaleb HALLAK, Baptiste ARATI, Jérémy DELTOUR, Arnaud ESCRIVA, Assane NDOUR, Duvan MENDOZA LOPEZ.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur Stéphane DUCHESNE et Monsieur Alain SYLVESTRE, pour avoir accepté de prendre en charge la relecture de mon document et d'en avoir été les rapporteurs. Un grand merci aussi à Madame Séverine LE ROY qui a assuré avec bienveillance la présidence de mon jury.

Enfin, je tiens également à remercier ma famille et tous mes amis qui m'ont aidé et accompagné durant ces années de thèse.



## Table des matières

<b>Introduction générale</b> .....	<b>5</b>
<b>Chapitre I. Simulation du système d'isolation des dispositifs électriques</b> .....	<b>9</b>
<b>I.A. Équations et modélisation des matériaux diélectriques</b> .....	<b>9</b>
I.A.1. Rappel des équations de Maxwell.....	9
I.A.2. Matériaux diélectriques et déplacement de charges.....	10
I.A.3. Réécriture des équations de Maxwell.....	12
<b>I.B. Modèles d'évolution des charges libres et de la polarisation</b> .....	<b>13</b>
I.B.1. Charges libres et conductivité électrique.....	13
I.B.2. Polarisation diélectrique et permittivité relative .....	16
<b>I.C. Modélisation des matériaux diélectriques dans COMSOL Multiphysics</b> .....	<b>22</b>
I.C.1. Modèles déjà implémentés dans COMSOL .....	22
I.C.2. Phénomènes non pris en compte dans COMSOL Multiphysics et critères de simulation.....	25
<b>I.D. Conclusion</b> .....	<b>25</b>
<b>Chapitre II. Contribution à la conception du système d'isolation d'un module de puissance</b> .....	<b>27</b>
<b>II.A. Évolution des besoins applicatifs, des conditions d'usage et des contraintes sur le système d'isolation du module</b> .....	<b>27</b>
II.A.1. Évolution des besoins applicatifs et des conditions d'usage.....	27
II.A.2. Description du système d'isolation d'un module de puissance haute tension .....	29
II.A.3. Contraintes sur le système d'isolation et limitations pour répondre aux besoins applicatifs .....	33
II.A.4. Conclusion.....	36
<b>II.B. État de l'art des solutions pour réduire la contrainte électrique et des études de conception associées</b> .....	<b>37</b>
II.B.1. Problématique de la simulation du champ électrique maximal au point triple.....	37
II.B.2. Méthodes géométriques pour limiter le champ électrique .....	38
II.B.3. Méthodes reposant sur les propriétés physiques des isolants .....	42
II.B.4. Bilan de cette revue du point de vue de la conception.....	49
<b>II.C. Simulation du système d'isolation avec une couche semi-résistive : étude paramétrique en régimes continu et d'impulsions</b> .....	<b>50</b>
II.C.1. Présentation de l'étude de simulation .....	50
II.C.2. Etude paramétrique du renforcement de champ électrique avec une couche semi- résistive .....	54
II.C.3. Évaluation en termes de courant de fuite et de puissance des pertes induites dans la structure.....	65

II.C.4. Exemple de comportement non intuitif des matériaux non linéaires : potentiel résiduel dans la couche à haute fréquence.....	72
<b>II.D. Conclusion.....</b>	<b>74</b>
<b>Chapitre III. Amélioration du modèle des matériaux diélectriques simulés dans COMSOL .....</b>	<b>77</b>
<b>III.A. Modélisation avec une relaxation de type Debye.....</b>	<b>77</b>
III.A.1. Modèle de Debye .....	77
III.A.2. Intégration du modèle Debye dans COMSOL.....	77
III.A.3. Exemples de simulations du modèle de Debye.....	79
<b>III.B. Extension à d'autres modèles à relaxations non instantanées .....</b>	<b>83</b>
III.B.1. Distribution des temps de relaxation .....	84
III.B.2. Représentation diffusive .....	84
III.B.3. Identification du symbole diffusif : résolution de problèmes inverses .....	86
III.B.4. Exemples d'identification par la représentation diffusive .....	92
<b>III.C. Intégration du modèle dans COMSOL .....</b>	<b>94</b>
III.C.1. Implémentation dans COMSOL .....	94
III.C.2. Simulation temporelle pour un échelon : excitation MLI des isolants .....	96
III.C.3. Résumé.....	99
<b>III.D. Améliorations et limites des modèles identifiés.....</b>	<b>100</b>
III.D.1. Limite des modèles sous représentation diffusive.....	100
III.D.2. Modèle étendu avec conductivité équivalente.....	100
III.D.3. Modèle étendu avec branche ( $Re$ , $Ce$ ) équivalente .....	104
III.D.4. Comparaison des différents modèles d'identification .....	108
<b>III.E. Conclusion .....</b>	<b>117</b>
<b>Chapitre IV. Perspectives et exemples d'exploitation du modèle par représentation diffusive dans l'environnement du module de puissance. ....</b>	<b>119</b>
<b>IV.A. Prise en compte des pertes diélectriques.....</b>	<b>119</b>
IV.A.1. Pertes diélectriques dans le modèle diffusif.....	119
IV.A.2. Application aux pertes dans le substrat AlN pour un module de puissance.....	121
<b>IV.B. Influence de la température sur les paramètres du modèle diffusif de l'AlN. ...</b>	<b>124</b>
IV.B.1. Influence de la température sur la relaxation dipolaire. ....	124
IV.B.2. Application par la prise en compte de l'évolution du symbole diffusif avec la température .....	125
<b>IV.C. Prise en compte des relaxations non instantanées pour une couche non linéaire. ....</b>	<b>127</b>
IV.C.1. Modélisation de la non linéarité – Généralités et possibilités concernant le traitement par la représentation diffusive.....	128
IV.C.2. Caractérisation des matériaux diélectriques non linéaires (couche FDC).....	129
IV.C.3. Simulation intégrant la non linéarité identifiée .....	135
<b>IV.D. Conclusion.....</b>	<b>138</b>

<b>Conclusion générale .....</b>	<b>139</b>
<b>Références .....</b>	<b>143</b>
<b>Annexe A1 Courants de polarisation, de dépolarisation et de conduction – Séparation des phénomènes aux temps longs.....</b>	<b>151</b>
<b>Annexe A2 Principes généraux sur les propriétés du milieu .....</b>	<b>153</b>
<b>Annexe A3 Systèmes dynamiques – représentations .....</b>	<b>155</b>
<b>Annexe A4 Simulation couplée électrique et thermique permettant d’estimer l’élévation de température dans une couche résistive. ....</b>	<b>157</b>





# Introduction générale

Les technologies des composants de puissance haute tension actuelles sont améliorées grâce à l'introduction de nouveaux matériaux semi-conducteurs à large bande d'énergie interdite (ou WBG\_Wide Band Gap) dans l'électronique de puissance. Ces nouveaux composants à tension de claquage très élevée (>10 kV), principalement constitués aujourd'hui de carbure de silicium (SiC), permettent d'offrir des pertes inférieures, de plus hautes fréquences de commutation, une température de fonctionnement plus élevée. En contrepartie, les matériaux diélectriques utilisés pour l'isolation des modules de puissance sont soumis à des exigences plus sévères et ils atteignent progressivement leurs limites de performance au sein des assemblages classiques. Par conséquent, pour les dispositifs de puissance employant des composants WBG haute tension, des améliorations structurelles ou matérielles des systèmes d'isolation existants sont nécessaires pour réduire les contraintes électriques aux endroits critiques du système. Les outils de conception de ces futurs dispositifs de puissance doivent donc être adaptés à la prise en compte de l'évolution des propriétés des matériaux qu'ils mettront en œuvre, et ce pour les conditions d'utilisation spécifiques au domaine de l'Electronique de Puissance (EP) (du régime continu aux régimes pulsés très rapides).

Parmi ces évolutions, les effets de la non linéarité des propriétés diélectriques des matériaux en fonction du champ électrique, qu'elle soit subie ou souhaitée (en particulier sous fort champ), ou des phénomènes de relaxations diélectriques (plus sensibles notamment à haute température) sur le fonctionnement du système, doivent pouvoir être simulés, et ce quel que soit le régime d'excitation : dans ce cadre, une modélisation permettant une résolution dans le domaine temporel sera primordiale.

Le premier objectif de cette thèse a ainsi été d'analyser l'aptitude des outils numériques utilisés pour la conception des systèmes d'isolation, en particulier de l'outil COMSOL Multiphysics, à prendre en compte les nouveaux besoins, puis d'améliorer lorsque nécessaire les méthodes de simulation existantes afin de mieux décrire le comportement des matériaux diélectriques. Le second sujet a consisté à appliquer ces méthodes de simulation numérique pour étudier l'impact des évolutions pré-citées des propriétés des matériaux isolants sur les distributions du champ et de la densité de courant électriques dans le cas du module de puissance haute tension et haute température à base de semi-conducteur WBG.

Ce manuscrit s'organise ainsi en quatre chapitres :

Le premier est tout d'abord consacré au rappel des équations à résoudre, des mécanismes physiques décrivant les propriétés des matériaux diélectriques susceptibles d'être utilisés, et enfin des règles de résolution, qu'il est nécessaire de prendre en compte pour simuler le comportement électrique d'un système d'isolation. Il est notamment montré que la conductivité électrique ou la permittivité diélectrique des matériaux isolants à considérer peuvent présenter des comportements non linéaires ou non instantanés. Ensuite,

le logiciel commercial COMSOL Multiphysics de calculs par éléments finis utilisé tout au long de la thèse est présenté, en donnant ses différents modes de résolution et solveurs, et les modèles de matériaux pris en compte par cet outil. Au regard des besoins, il ressort qu'il est adapté à l'étude de systèmes à base de matériaux à propriétés non linéaires, pour tout type d'excitation, par résolution dans le domaine temporel. En revanche, cet outil ne permet pas en l'état de décrire les matériaux présentant des polarisations non instantanées dans le domaine temporel.

Le second chapitre est consacré à la conception du système d'isolation de modules de puissance afin de permettre leur montée en tension. Après une revue de l'évolution des besoins applicatifs et des contraintes sur le packaging des modules dues à l'introduction des futurs composants en carbure de silicium très haute tension, et un état de l'art des différentes solutions proposées dans la littérature, il ressort que les voies mettant en œuvre des matériaux isolants à propriétés non linéaires présentent un intérêt pour limiter les renforcements de champ dans l'assemblage. Cependant elles ont été peu étudiées vis-à-vis d'excitations de type impulsionnel avec des fronts de montée très rapides, et vis-à-vis des pertes engendrées. L'étude de simulation que nous avons menée permet d'analyser et quantifier l'effet des différents paramètres physiques d'une couche de matériau semi-résistif à conductivité ou permittivité dépendantes du champ sur l'abaissement de la contrainte électrique dans le module, tant en régime continu que durant les phases de commutation très rapides (avec une rampe égale à  $100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ). Notre étude évalue également leur impact sur le courant de fuite généré dans la couche, et ses conséquences possibles, notamment en termes d'élévation de température.

Dans le troisième chapitre, une amélioration des modèles diélectriques pour la simulation par éléments finis est proposée. L'approche est basée sur la représentation diffuse et la possibilité par cet outil de modéliser les relaxations diélectriques, et donc le comportement non instantané de la permittivité, vis-à-vis d'une excitation quelconque. Après l'implémentation du modèle simple de Debye, une extension à des comportements plus complexes des diélectriques solides est proposée. Ainsi par cette méthode, des simulations de comportements de type Cole-Cole, Cole-Davidson etc. soumis à des tensions M.L.I. peuvent être pris en compte dans la simulation numérique de COMSOL. De tels modèles, dont les paramètres auront été identifiés au moyen de mesures par spectroscopie d'impédance peuvent aussi être implantés dans COMSOL. Dans ce cas, des améliorations des modèles sont aussi proposées, en particulier si on dispose de mesures complémentaires en régime continu (DC).

Dans le dernier chapitre, nous présenterons des premières perspectives offertes par la prise en compte des phénomènes de relaxations diélectriques dans les modèles sur quelques exemples associés au module de puissance. Le premier résultat original présenté, consiste à prendre en compte les pertes diélectriques associées aux relaxations dans un système soumis à une excitation MLI et à évaluer ces pertes instantanées dans le substrat AlN. Un second point est consacré à la prise en compte de la dépendance en température du

matériau. Enfin, à partir de travaux sur des couches à conductivité dépendante du champ électrique, une étude originale de simulation permettant de prendre en compte un matériau présentant à la fois une conductivité et des phénomènes de relaxation électriques dépendants du champ est considérée.

Nous présenterons finalement nos conclusions sur les résultats obtenus et les perspectives ouvertes par ces travaux.



# Chapitre I. Simulation du système d'isolation des dispositifs électriques

Les exigences électriques vis à vis des systèmes d'isolation sur des critères comme la rupture diélectrique, les décharges partielles, la résistance d'isolation, les courants de mode commun, etc ..., imposent de connaître la répartition du champ électrique et des densités de courant dans la structure à concevoir, pour effectuer le dimensionnement optimal correspondant au cahier des charges. Avec le développement rapide des techniques de calcul, les méthodes numériques ont été largement adaptées à l'estimation des champs électromagnétiques dans les équipements haute tension. Les programmes de résolution des problèmes par la méthode des éléments finis sont utilisés depuis de nombreuses années.

Avant de déterminer ces grandeurs par simulation, il est nécessaire de modéliser au mieux le système assurant la fonction d'isolation et de poser les hypothèses associées aux modèles utilisés. L'objet de ce chapitre est de rappeler en première section les équations à résoudre, les mécanismes physiques pris en compte au sein des matériaux diélectriques, ainsi que leurs modélisations. L'existence de phénomènes non linéaires ou non instantanés sera soulignée, du fait de son incidence sur la méthode de résolution du système d'équations à traiter. Une seconde section présentera l'outil de simulation utilisé lors de notre étude COMSOL Multiphysics, afin de mettre en évidence ses potentialités et ses limitations vis à vis de la prise en compte de certains mécanismes physiques et de certains régimes de de fonctionnement du système.

## I.A. Équations et modélisation des matériaux diélectriques

Nous rappelons ici les équations à résoudre et les phénomènes physiques à prendre en compte pour calculer les grandeurs physiques recherchées au sein des matériaux diélectriques du système d'isolation.

### I.A.1. Rappel des équations de Maxwell

Les équations à résoudre découlent des équations de Maxwell, qui s'écrivent :

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{Maxwell-Gauss}) \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{Maxwell-Thomson}) \quad (2)$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Faraday}) \quad (3)$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Ampère}) \quad (4)$$

Chaque variable, champ électrique  $\vec{E}$ , champ magnétique  $\vec{B}$ , densité de charge électrique  $\rho$ , densité de courant électrique  $\vec{j}$ , est fonction de ses coordonnées dans l'espace

et dans le temps. Les constantes  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  sont respectivement la permittivité et la perméabilité du vide.

Le terme  $\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$  de l'équation (4), qui est homogène à une densité de courant, est appelé densité de courant de déplacement :

$$\vec{J}_D = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (5)$$

En appliquant l'opérateur *div* à l'équation (5), et en utilisant (1), on obtient l'équation de conservation de la charge électrique :

$$\text{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

La résolution d'un problème d'électromagnétisme passe par la recherche d'une solution de ces équations, en prenant en compte la géométrie du dispositif, les conditions aux limites (en termes de frontières et d'éléments source) et enfin le comportement des milieux rencontrés.

Sur ce dernier point, nous introduisons ci-après les lois physiques en détaillant celles liées au cas des matériaux diélectriques. Les lois relatives aux matériaux magnétiques seront directement posées (les couplages avec des propriétés magnétiques n'étant pas pris en compte dans les simulations présentées dans cette thèse). Elles permettront de reformuler les équations de Maxwell telles qu'elles seront utilisées.

## I.A.2. Matériaux diélectriques et déplacement de charges

On considère ici un milieu solide constitué d'atomes ou de molécules électriquement neutres. Ce milieu est isolant dans la mesure où il n'y a pas de charges électriques libres, mais il y a des charges liées pouvant se déplacer légèrement autour de leur point d'équilibre sous l'action du champ électrique  $\vec{E}$ . Ces petits mouvements peuvent provoquer l'apparition de moments dipolaires induits : le milieu se polarise.

Lorsque les charges sont nombreuses et que l'on s'intéresse à des phénomènes dont l'échelle est grande devant la distance entre deux charges (on parle d'échelle mésoscopique), et qu'à cette échelle les charges sont réparties de manière suffisamment homogène, on peut décrire le milieu avec des grandeurs continues. Dans un petit volume  $V$ , on définit alors la densité volumique des charges  $q_i$  dans ce volume :

$$\rho = \frac{1}{V} \sum_{i \in V} q_i \quad (7)$$

et la densité de courant :

$$\vec{j} = \frac{1}{V} \sum_{i \in V} q_i \vec{v}_i \quad (8)$$

avec  $v_i$  la vitesse de la charge  $q_i$ .

### I.A.2.a. Vecteur polarisation $\vec{P}$ et densité de courant de polarisation $\vec{J}_p$ au point M

Considérons une collection d'atomes ou de molécules  $\beta$  composée de charges  $q_{\beta,i}$ , situées aux points  $\vec{r}_{\beta,i}$ .  $\vec{r}_{\beta,i}$  est le rayon vecteur de la charge  $i$ , dirigé du point  $M$  considéré vers la charge, et dont le module correspond à la distance entre le point et la charge. Cette collection est globalement neutre (i.e.  $Q_\beta = \frac{1}{V} \sum_{i \in V} q_{\beta,i} = 0$ ), mais peut acquérir (sous l'action du champ  $\vec{E}$ ) un moment dipolaire électrique calculé au point  $M$  qui s'écrit :

$$\vec{p}_\beta = \frac{1}{V} \sum_{i \in V} q_{\beta,i} \vec{r}_{\beta,i} \quad (9)$$

*Remarque* : la neutralité de la collection implique que ce moment dipolaire est indépendant du point  $M$ .

A l'échelle mésoscopique, on peut définir une densité volumique de moments dipolaires appelée aussi **vecteur polarisation** noté  $\vec{P}$  :

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_{\beta \in V} \vec{p}_\beta = \frac{1}{V} \sum_{\beta,i \in V} q_{\beta,i} \vec{r}_{\beta,i} \quad (10)$$

Lorsqu'en régime transitoire ces charges liées se déplacent légèrement sous l'action du champ  $\vec{E}$ , elles créent une densité volumique de courant :

$$\vec{J}_p = \frac{1}{V} \sum_{\beta,i \in V} q_{\beta,i} \frac{d\vec{r}_{\beta,i}}{dt} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (11)$$

Ce courant est appelé **courant de polarisation**. Si ce courant n'est pas uniforme, les charges peuvent s'accumuler et créer une densité volumique de charge  $\rho_p$  qui doit respecter la relation de conservation de la charge :

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \text{div} \vec{J}_p = 0 \quad (12)$$

A partir des équations (11) et (12), nous obtenons :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_p + \text{div} \vec{P}) = 0 \quad (13)$$

qui donne :

$$\rho_p = -\text{div} \vec{P} \quad (14)$$

### I.A.2.b. Vecteur déplacement électrique $\vec{D}$

Dans un milieu diélectrique réel, en plus des charges liées (de polarisation) de densité  $\rho_p$  et de densité de courant  $\vec{J}_p$ , certaines charges sont libres de se déplacer (charges libres). On leur associe la densité de charge  $\rho_l$  et la densité de courant  $\vec{J}_l$ .

*Remarque* : l'Annexe A1 page 151 permet de visualiser la manifestation expérimentale de ces deux mécanismes de déplacement de charge, telle qu'on peut l'observer en pratique en mesurant la caractéristique  $i(t)$  du courant traversant le matériau diélectrique après l'application d'une tension à ses bornes.



Les densités totales de charge et de courant s'écrivent respectivement :

$$\rho = \rho_l + \rho_p = \rho_l - \operatorname{div}\vec{P} \quad (15)$$

$$\vec{J} = \vec{J}_l + \vec{J}_p = \vec{J}_l + \frac{\partial \rho_p}{\partial t} \quad (16)$$

*Remarque* : on néglige ici toute faculté du matériau à se magnétiser sous l'effet d'un champ magnétique  $\vec{B}$ .

En reportant l'équation (15) dans l'équation de Maxwell Gauss (1), on obtient :

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0}(\rho_l - \operatorname{div}\vec{P}) \quad (17)$$

$$\operatorname{div}(\epsilon_0\vec{E} + \vec{P}) = \rho_l \quad (18)$$

En introduisant le **vecteur déplacement** (ou induction) **électrique** défini par :

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} \quad (19)$$

On obtient finalement :

$$\operatorname{div}\vec{D} = \rho_l \quad (20)$$

### I.A.3. Réécriture des équations de Maxwell

Les équations de Maxwell à résoudre peuvent alors se reformuler comme suit :

$$\operatorname{div}\vec{D} = \rho_l \quad (\text{Maxwell-Gauss}) \quad (21)$$

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0 \quad (\text{Maxwell-Thomson}) \quad (22)$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Faraday}) \quad (23)$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}}\vec{H} = \vec{J}_l + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Ampère}) \quad (24)$$

si l'on introduit aussi, pour prendre en compte les phénomènes d'aimantation magnétique, le vecteur excitation magnétique défini (avec  $\vec{M}$  désignant le vecteur aimantation) par :

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (25)$$

En rappelant la relation définissant le vecteur déplacement D (relation (19)) :

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} \quad (26)$$

En appliquant l'opérateur *div* à (24) et en utilisant (21), on obtient également l'équation de conservation de la charge électrique libre :

$$\operatorname{div}\vec{J}_l + \frac{\partial \rho_l}{\partial t} = 0 \quad (27)$$

On observe que la résolution de ces équations (21) à (27) nécessite donc de connaître les modèles d'évolution des charges libres (densités  $\rho_l$  et  $\vec{J}_l$ ), de la polarisation (vecteur  $\vec{P}$ ) et

de la magnétisation (vecteur  $\vec{M}$ ), mais aussi les caractéristiques de ces modèles et les caractéristiques du milieu auxquels ils s'appliquent.

Dans l'Annexe A2 et l'Annexe A3 quelques notions de base concernant la résolution d'un système d'équations selon que certaines propriétés : nature de l'équation du système (linéaire ...), nature du milieu (homogène, isotrope...), nature du domaine de résolution (temporel, fréquentiel, ...) sont rappelées.

## **I.B. Modèles d'évolution des charges libres et de la polarisation**

Ce paragraphe est donc dédié aux modèles permettant de prendre en compte l'évolution des charges libres (modèles de conduction) et l'évolution de la polarisation, pour les matériaux diélectriques utilisés dans les systèmes d'isolation (actuels ou futurs) en EP, en observant par la même le caractère linéaire ou non linéaire, instantané ou non instantané, de certains phénomènes. Ces propriétés des modèles auront en effet un impact sur les méthodes à adopter pour la résolution du système d'équations considéré.

### **I.B.1. Charges libres et conductivité électrique**

En réalité, un diélectrique parfait où il n'existe pas de conduction provoquée par l'application d'un champ électrique n'existe pas, du fait de différents phénomènes intrinsèques (liée à des impuretés, ...) ou extrinsèques (irradiation, injections, ...) entraînant la présence de charges libres en son sein.

#### **I.B.1.a. Loi d'Ohm locale – Définition de la conductivité ohmique**

Le déplacement des charges libres dans un matériau conducteur est décrit par la loi d'Ohm locale (28) peut être décrite de façon simplifiée pour les métaux par le modèle de Drude avec un champ homogène qui entraîne le déplacement de charges mobiles. Macroscopiquement, pour tous les matériaux sous certaines conditions (de température, de niveau de champ électrique etc.) on peut décrire une relation linéaire entre la densité de courant de la charge libre et le champ électrique, indépendamment de la géométrie, sous la forme :

$$\vec{j}_l = \sigma \vec{E} \quad (28)$$

Où  $\sigma$  est la **conductivité électrique** du milieu et est une variable indépendante de  $\vec{E}$ .

Dans les matériaux diélectriques considérés comme bons isolants, une telle relation ohmique, linéaire, est généralement un modèle représentatif de leur comportement valable pour des champs appliqués d'intensité allant jusqu' à quelques  $10^4$  V/mm (selon la température) [1].

#### **I.B.1.b. Autres mécanismes de conduction**

A plus forts champs, les phénomènes de conduction peuvent être plus complexes à décrire dans les matériaux diélectriques, du fait de réseaux non cristallins de la présence

d'impuretés et d'interfaces avec des conducteurs. Les mécanismes de transport peuvent être séparés en deux classes : une conduction de bande basée sur la théorie des bandes de conduction (sans défauts) et une conduction par hopping (saut) s'effectuant via des impuretés qui forment des pièges localisés propices aux sauts des porteurs (électrons, trous, ions) [2]. Ces mécanismes ne sont pas linéaires, comme présentés ci-après, le courant de conduction s'exprimant alors sous la forme d'une fonction  $f_\sigma$  de E comme suit :

$$\vec{J}_l = \vec{f}_\sigma(\vec{E}) \quad (29)$$

*i. Mécanismes d'injection de charges : courant contrôlé par l'interface*

La conduction dans un matériau diélectrique sans charge libre nécessite l'injection de charges à partir des électrodes dans la bande de conduction de l'isolant ou dans des états localisés. On peut décrire plusieurs types de phénomènes d'injection : l'effet thermoélectronique (ou Schottky), l'injection tunnel (ou Fowler-Nordeim) et l'injection tunnel assistée thermiquement (couplage des deux).

- Effet Schottky

L'effet Schottky (ou thermoélectronique) est l'injection de charges à partir de l'électrode dans l'isolant par passage au-dessus de la barrière de potentiel  $\Phi = \Phi_0 - \beta_S \sqrt{E}$ . La barrière de potentiel est abaissée par l'application d'un champ électrique et cet abaissement favorise ce type d'injection de charges. La densité de courant en fonction du champ électrique appliqué générée par ce mécanisme s'exprime par :

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{(\phi_0 - \beta_S \sqrt{E})}{kT}\right) \quad (30)$$

où  $A = 120 \text{ A} \cdot \text{cm}^2$  est la constante de Richardson-Schottky et  $k = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$  est la constante de Boltzman. On remarque une relation non linéaire entre la densité de courant et le champ électrique dans cette équation, et un mécanisme dépendant de la température.

- Effet Fowler-Nordheim

Ce mécanisme traduit l'injection de charges dans l'isolant directement à travers la barrière de potentiel selon le mécanisme de l'effet tunnel. Un tel mécanisme est indépendant de la température. La densité de courant qui régit ce type de mécanisme s'exprime alors uniquement en fonction du champ électrique appliqué et de la hauteur de barrière [3]:

$$J = AE^2 \exp\left(-\frac{B}{E}\right) \quad (31)$$

où A et B sont deux constantes caractéristiques et s'expriment par :

$$A = \frac{q^3}{8\pi h \Phi_0} \quad (32)$$

$$B = \frac{8\pi(2m)^{1/2} \Phi_0^{3/2}}{3hq} \quad (33)$$

où  $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$  est la constante de Planck et  $m = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$  est la masse de l'électron. Ce mécanisme est souvent observé à fort champ ( $> 10^5 \text{ V/mm}^{-1}$ ) et à basse température [4] et il est aussi non linéaire.

### ii. Conduction limitée par le volume

La valeur du champ capable d'entraîner les porteurs libres est imposée non seulement par le champ externe appliqué, mais aussi par le champ induit en interne par les charges déjà injectées dans le matériau ou déjà présentes [5]. L'équation de conduction (34) est alors complexifiée dans l'approche puisque le champ électrique  $E$  à considérer est local. Exprimée en une dimension et pour un seul porteur (pour ne pas alourdir), elle s'écrit :

$$J(t) = q n(x, t) v(E, t) E(x, t) - q D_n \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \quad (34)$$

$q$  charge élémentaire ( $= 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ) ;

$n(x, t)$  densité de porteurs à l'abscisse  $x$  à l'instant  $t$  ;

$v(E, t)$  mobilité des porteurs ;

$E(x, t)$  champ local à l'abscisse  $x$ , à l'instant  $t$ , résultant de l'application de la différence de potentiel aux bornes du diélectrique ;

$D_n$  constante de diffusion des porteurs, liée à leur mobilité par la relation d'Einstein ;

$D(x, t)$  vecteur déplacement électrique.

La conduction limitée par le volume est donc en général un mécanisme linéaire à faible champ, devenant non linéaire en présence d'une charge d'espace, lorsque celle-ci croît sous fort champ.

### I.B.1.c. Cas des matériaux composites à conductivité non linéaire

Des matériaux bons isolants sous faible champ électrique et devenant plus conducteurs sous champ plus élevé présentent un intérêt applicatif pour combattre les renforcements de champ aux points triples dans les systèmes d'isolation, comme nous le verrons au Chapitre II pour le cas des modules de puissance haute tension.

L'état de l'art montre que de tels matériaux peuvent être élaborés par l'introduction de nano- ou micro-particules conductrices ou semi-conductrices (par exemple des micro-varistances d'oxyde de zinc, des particules de carbure de silicium ...) dans des matrices polymères (élastomères silicone, résine époxy, ...). Ils constituent un moyen d'obtenir une conductivité fortement non linéaire à partir de champs seuils inférieurs à ceux correspondant aux mécanismes « non intentionnels » décrits ci-dessus [6]-[11].

Pour ces matériaux composites, à conductivité dépendante du champ, que nous noterons FDC (pour « Field Dependent Conductivity ») [12], la modélisation de la dépendance de la densité de courant de charge libre en fonction du champ électrique s'écrira sous la forme :

$$\vec{j}_l = \sigma(E) \vec{E} \quad (35)$$

Où la non-linéarité est portée par la conductivité  $\sigma(E)$  exprimée par la relation :

$$\sigma(E) = \sigma_0 \left( 1 + \left( \frac{|E|}{E_b} \right)^{\alpha-1} \right) \quad (36)$$

Avec :  $\sigma_0$  la conductivité constante aux champs faibles,  $E_b$  le champ seuil, et  $\alpha$  le coefficient de non-linéarité.

La Figure 1 montre un exemple de caractéristiques  $J(E)$  expérimentales présentées par Yang Xiao et al [7]. Les paramètres du modèle (36) peuvent être identifiés à partir de telles mesures expérimentales.

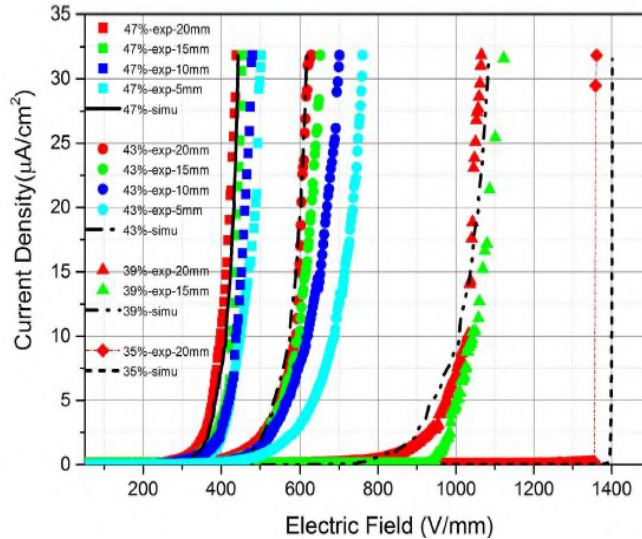


Figure 1 : Caractéristiques  $J(E)$  de composites d'élastomère silicone avec différentes concentrations de particules de ZnO [7].

Le processus par lequel la conduction électrique est contrôlée dans ce cas est un processus de percolation [7] : le courant circule dans le composite à travers les particules de charge déjà alignées et en contact total ou partiel avec leurs particules adjacentes [8]. Le taux de chargement en particules, leur forme, leur taille, le traitement de leur surface, et la méthode de mélange sont des paramètres ayant un impact considérable sur les caractéristiques de non-linéarité des matériaux FDC. Ces paramètres de procédé peuvent ainsi permettre de contrôler les paramètres du modèle (36) [7]-[11].

## I.B.2. Polarisation diélectrique et permittivité relative

### I.B.2.a. Cas général

Le phénomène de polarisation diélectrique décrit au paragraphe I.A.2.a est la conséquence de l'application d'un champ électrique  $\vec{E}$ . A l'échelle mésoscopique, on peut donc écrire le vecteur polarisation de manière générale comme :

$$\vec{P} = \vec{P}(\vec{E}) \quad (37)$$

Mais cette dépendance peut être complexe : non linéaire, qui plus est dans un milieu éventuellement non isotrope et/ou non homogène (voir Annexe A2).

Dans certaines conditions (variations de faibles amplitudes et suffisamment lentes), on peut utiliser une approximation linéaire instantanée de la polarisation :

$$\vec{P} = \vec{P}(\vec{E}) = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (38)$$

où  $\chi$  est localement une constante (pas nécessairement scalaire), sans dimension, appelée susceptibilité électrique du milieu au point considéré.

En introduisant le vecteur déplacement (26) on peut écrire :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 (\mathbf{1} + \chi) \vec{E} \quad (39)$$

où :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}, \text{ avec } \epsilon_r = \mathbf{1} + \chi \quad (40)$$

où  $\epsilon_r$  est localement une constante (tenseur), sans dimension appelée **permittivité relative du milieu**, au point considéré.

C'est donc au travers de ce tenseur  $\epsilon_r$  que sont pris en compte les mécanismes d'évolution de la polarisation (i.e. d'évolution du vecteur  $\vec{D}$ ) sous l'effet du champ  $\vec{E}$  au sein du système d'isolation étudié.

### I.B.2.b. Cas de matériaux à polarisation linéaire non instantané

Le phénomène de polarisation peut en réalité ne pas être instantané, c'est-à-dire qu'il peut exister un décalage dans le temps entre l'excitation (E) et l'induction (D). En effet, quatre grands types principaux de polarisation diélectrique sont généralement identifiés, tels que présentés en Figure 2, et décrits en suivant.

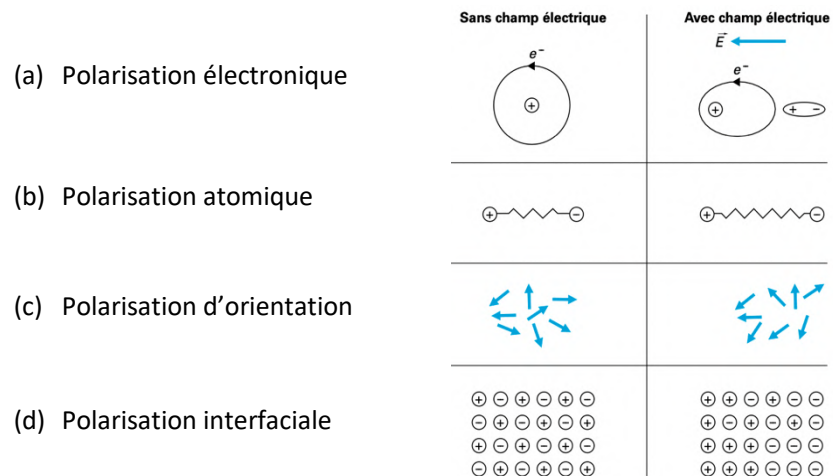


Figure 2 : Différents types de polarisation diélectrique [13].

- La polarisation électronique : lorsqu'un champ électrique externe est appliqué, le nuage électronique de chaque atome est déplacé légèrement par rapport au noyau créant ainsi un dipôle (Figure 2 (a)). Le dipôle induit est proportionnel au champ électrique appliqué. Cette polarisation est habituellement observée autour des fréquences optiques ( $\sim 10^{15}$  Hz).
- La polarisation atomique : l'énergie minimale requise pour rompre la liaison ionique relie deux ions (cation et anion) est appelée énergie de seuil. Si le champ appliqué est inférieur au champ de seuil, la liaison agit comme un ressort. Cet étirement des ions par rapport à leur position d'équilibre entraîne la séparation des centres de masse des charges positives et négatives et génère le moment dipolaire ((Figure 2

(b)). La polarisation ainsi produite est appelée polarisation ionique. Ce phénomène est observé dans la gamme des fréquences infrarouges ( $\sim 10^{12}$  à  $10^{13}$  Hz)

- La polarisation d'orientation dipolaire : considérons un matériau dans lequel les molécules possèdent un moment dipolaire permanent. Tous les dipôles sont orientés dans des directions aléatoires en l'absence de champ électrique donnant une polarisation nette nulle. Mais si un champ électrique est appliqué dans une direction, tous les dipôles tournent dans la direction du champ (Figure 2 (c)). Le temps d'orientation des dipôles est beaucoup plus important que dans les deux cas précédents et correspond à des fréquences comprises entre le domaine des audiofréquences et celui des radiofréquences ( $\sim 10^2$  et  $10^8$  Hz). La polarisation d'orientation est fortement dépendante de la température.
- La polarisation interfaciale : cette polarisation apparaît dans les matériaux hétérogènes. Lorsqu'il existe des interfaces entre deux solides de conductivité et de permittivité différentes, elle provient de l'accumulation des charges aux interfaces entre les différentes phases constituant les matériaux (Figure 2 (d)). Son temps d'établissement étant beaucoup plus long que celui de la polarisation d'orientation, on la retrouvera à des fréquences du domaine ( $\sim 10^{-1}$  à  $10^2$  Hz) suivant la conductivité des charges. Cette polarisation est également fortement dépendante de la température.

Selon leurs temps d'établissement respectifs, ces différentes polarisations apparaissent successivement, lors de l'application d'un champ électrique. Aux échelles de temps du domaine du génie électrique (avec des dynamiques allant du régime continu jusqu'à la gamme du MHz), le temps d'établissement des polarisations électronique et atomique est négligeable, **mais certaines polarisations dipolaires ne peuvent pas être considérées comme instantanées**. Selon les applications, ces phénomènes de relaxation doivent alors pouvoir être pris en compte lors de la conception du système. Cela nécessite d'introduire les modèles de relaxation correspondants en les couplant à l'équation constitutive du milieu. Cette prise en compte des phénomènes de relaxation peut être portée par la propriété de permittivité relative du matériau.

Nous considérons ci-dessous les principaux modèles de relaxation existants et leur couplage au système d'équations à résoudre. (Remarque : on supposera ici des matériaux linéaires, homogènes et isotropes).

*i. Modèle de relaxation de Debye*

Dans le cas d'un milieu suffisamment dilué, composé d'une unique famille de dipôles indépendants les uns des autres (sans interaction entre eux), un modèle du 1<sup>o</sup> ordre est satisfaisant pour décrire le comportement dynamique non instantané : c'est le modèle de Debye (41) [14]. Si nous appliquons à l'instant initial une excitation sous forme d'un échelon de champ électrique noté  $\vec{E}_0$ , le vecteur polarisation  $\vec{P}(t)$  évolue, en un point quelconque, suivant la Figure 3.

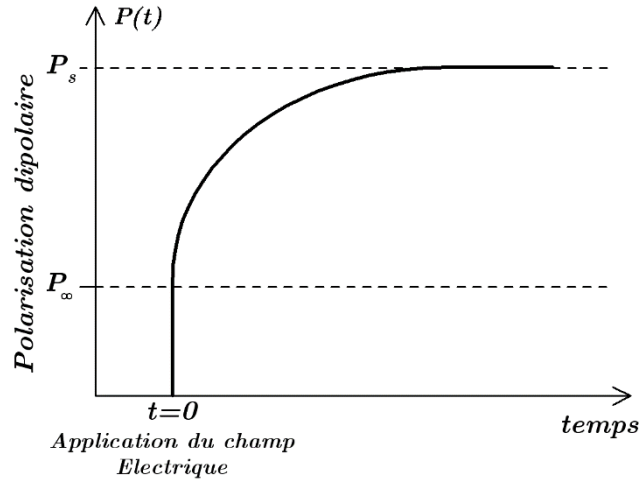


Figure 3 : Dynamique de la polarisation non instantanée après application d'un échelon de champ électrique.

L'équation décrivant cette évolution est :

$$\vec{P}(t) = \vec{P}_\infty + (\vec{P}_s - \vec{P}_\infty) * \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (41)$$

où :  $\vec{P}_\infty$  correspond à la polarisation instantanée (électronique et atomique) et le produit  $(\vec{P}_s - \vec{P}_\infty) * \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$  correspond à la relaxation dipolaire avec une certaine constante de temps ( $\tau$ ),  $\vec{P}_s$  correspond à la polarisation asymptotique aux temps longs.

En introduisant le champ appliqué  $\vec{E}_0$  et les susceptibilités  $\chi_\infty$  et  $\chi_s$  (41) devient :

$$\vec{P}(t) = \varepsilon_0 \chi_\infty \vec{E}_0 + \varepsilon_0 (\chi_s - \chi_\infty) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \vec{E}_0 \quad (42)$$

D'où pour le vecteur déplacement  $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$  :

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 (1 + \chi_\infty) \vec{E}_0 + \varepsilon_0 (\chi_s - \chi_\infty) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \vec{E}_0 \quad (43)$$

En posant  $\varepsilon_\infty = 1 + \chi_\infty$  et  $\varepsilon_s = 1 + \chi_s$ , (43) devient :

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \vec{E}_0 + \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \vec{E}_0 \quad (44)$$

Si  $\varepsilon_\infty$ ,  $\varepsilon_s$  et  $\tau$  sont indépendants de la hauteur de l'échelon  $\vec{E}_0$  appliqué, la réponse est linéaire et l'équation (44) peut-être réécrite pour un champ appliqué  $\vec{E}(t)$  quelconque, au moyen de la transformée de Laplace en temps (on notera  $L_t\{\vec{F}(t)\} = \vec{F}(p)$ ), comme suit :



$$\vec{D}(p) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \vec{E}(p) + \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \tau p} \vec{E}(p) = \vec{D}_\infty(p) + \vec{D}_\#(p) \quad (45)$$

Avec  $\vec{D}_\infty$  et  $\vec{D}_\#$  les vecteurs déplacement correspondant à toutes les polarisations instantanées et à la polarisation dipolaire avec relaxation exprimé comme suit :

$$\vec{D}_\#(p) = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \tau p} \vec{E}(p) \quad (46)$$

La Figure 4 donne la représentation fonctionnelle sous forme d'un schéma-bloc de l'équation (45).

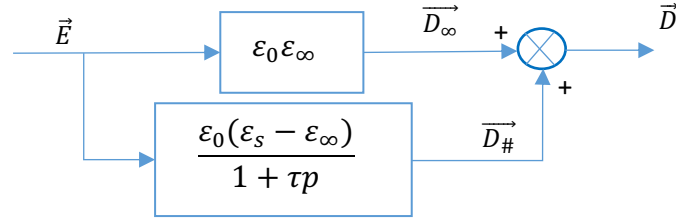


Figure 4 : Schéma de la contribution de la relaxation au déplacement électrique.

Dans le domaine temporel, cela se traduit par la substitution de l'équation (26) par **l'introduction des deux équations suivantes dans le système d'équations de Maxwell pour modéliser le vecteur  $\vec{D}$**  :

$$\vec{D}_\#(t) + \tau \frac{\partial \vec{D}_\#}{\partial t} = \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \vec{E}(t) \quad (47)$$

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \vec{E}(t) + \vec{D}_\#(t) \quad (48)$$

#### ii. Autres modèles de relaxation

Dans le cas du modèle de Debye, le courant de polarisation (dépolarisation) à la suite de l'application (annulation) d'un échelon de tension est d'une décroissance exponentielle [15] mais le comportement d'un diélectrique solide est plus complexe [16]. Un article publié en 1979 dans Nature [17] montre que le processus de relaxation d'un diélectrique est une décroissance non-exponentielle (de la forme  $t^{-n}$ , avec  $n$  non entier). Dans la réponse harmonique où des pics de relaxation sont présents, les largeurs des pics de relaxation sont plus larges que les pics de relaxation de Debye et peuvent être asymétriques. Ce comportement est lié à l'hypothèse la plus importante du modèle de relaxation de Debye qui est qu'il n'existe aucune interaction entre les dipôles impliqués dans le processus de relaxation. Cependant, dans un processus de relaxation réel, il est impossible qu'une particule microscopique subisse seule un processus de relaxation sans affecter le mouvement des particules microscopiques environnantes. En d'autres termes, il existe des interactions entre les particules microscopiques dans un diélectrique (les particules microscopiques interagissent entre elles par le biais de forces électrostatiques, de forces électromécaniques accompagnant les changements de microstructure, de réactions chimiques, etc.). La littérature [18] montre que de telles interactions entre les particules microscopiques peuvent avoir un effet significatif sur la réponse d'un diélectrique. L'explication complète de cette décroissance est encore loin d'être entièrement satisfaisante

mais des modèles macroscopiques empiriques décrivent l'évolution du courant en puissance du temps conduisent à un comportement en fréquences en  $\omega^{-\alpha}$  ( $0 < \alpha < 1$ ).

Dans ce cas, l'équation (46) peut se généraliser par :

$$\vec{D}_{\#}(p) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\#}(p) \vec{E}(p), \quad (49)$$

qui introduit une modélisation de la **polarisation non instantanée linéaire sous la forme d'une permittivité relative  $\varepsilon_{\#}$** . La permittivité complexe  $\varepsilon_{\#}(p)$  traduit (pour le modèle de Debye) la notion de retard, elle se voit transformée en des formulations empiriques telle que Cole-Cole, Cole-Davidson etc. explicités dans le Tableau 1 [16]. Il convient de préciser que les paramètres ( $\alpha$ ) et ( $\beta$ ) de ces modèles n'ont pas de signification physique claire [19]. Plus il y a de paramètres dans le modèle empirique, plus le degré de liberté dans l'analyse et l'ajustement des résultats d'essais est grand, et à cet égard, le modèle Havriliak-Negami est supérieur aux modèles Cole-Cole et Davidson-Cole dans l'analyse et l'ajustement des résultats d'essai de réponse en fréquence du diélectrique. C'est pour cette raison que le modèle Havriliak-Negami est le modèle le plus couramment utilisé pour l'analyse des mesures de réponse diélectrique.

Tableau 1 : Modèles de relaxation ( $\alpha, \beta$ )  $\in [0,1]$  [22].

Modèles	Formulations de $\varepsilon_{\#}(p)$
Debye (1930)	$\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + \tau p}$
Cole-Cole (1941)	$\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + (\tau p)^{\alpha}}$
Cole-Davidson (1951)	$\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{(1 + \tau p)^{\beta}}$
Havriliak-Negami (1966)	$\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{(1 + (\tau p)^{\alpha})^{\beta}}$

Hormis le cas du modèle de Debye, le tableau 1 permet de montrer que ces modèles correspondent à des formulations non rationnelles de la permittivité, dont l'écriture dans le domaine temporel n'est pas triviale car intégrant des dérivées non entières dans l'équation différentielle décrivant son comportement [20][21]. Autrement dit, pour les études nécessitant une simulation dans le domaine temporel avec la prise en compte de matériaux linéaires à polarisation non instantanée, l'approche n'est pas triviale et ce point sera abordé en détail au Chapitre III.

Si on se limite aux cas linéaires cependant, la formulation (45) permet de proposer naturellement une approche fréquentielle en remplaçant  $p$  par  $j\omega$  pour ensuite réécrire la relation temporelle (44) sous la forme :

$$\vec{D}(j\omega) = \varepsilon_0 (\varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{\#}(j\omega)) \vec{E}(j\omega) \quad (50)$$

Classiquement, on définit alors la **permittivité relative complexe  $\varepsilon^*$**  par :

$$\varepsilon^*(j\omega) = \varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{\#}(j\omega) \quad (51)$$

que l'on écrit :

$$\varepsilon^*(j\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) \quad (52)$$

Avec  $\varepsilon'$  et  $\varepsilon''$  des réels dépendants de la pulsation  $\omega$ .

De manière synthétique on note alors :

$$\vec{D}(j\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon^*(j\omega) \vec{E}(j\omega) \quad (53)$$

Cependant cette approche n'est pas utilisable si l'on doit par ailleurs traiter des non-linéarités dans le reste du système étudié.

### I.B.2.c. Cas de matériaux à polarisation instantanée non linéaire

Certains matériaux diélectriques présentent une polarisation qui évolue de façon non linéaire sous l'effet du champ électrique (nous les noterons FDP par la suite pour « Field Dependent Permittivity »). Il s'agit notamment des matériaux ferroélectriques (comme le titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ) [23]), utilisés notamment pour l'obtention de condensateurs de forte capacité [24]. Pour la fonction d'isolation électrique des matériaux polymères composites chargés avec des particules de matériaux ferroélectriques font également l'objet d'un grand intérêt pour la réduction des contraintes sous fort champ [25][26][27].

Les matériaux composites FDP considérés dans [25] ont en effet une permittivité qui croît en fonction de la valeur du champ électrique, comme on peut le voir dans la Figure 5. Il n'apparaît cependant pas une très forte non-linéarité, comme celle observée pour la

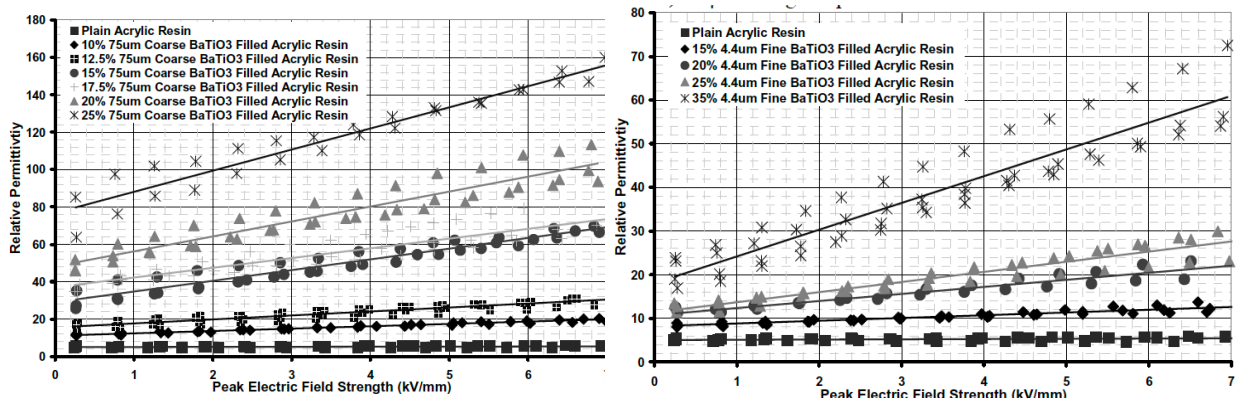


Figure 5 : Permittivité relative en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents tailles de particules [25]. Permittivité du milieu avec des particules (a) de petite taille (4,4 µm), (b) de plus grande taille (75 µm).

propriété de conductivité des matériaux composites évoqués au paragraphe I.B.2.b précédent. Une autre étude, menée par Wang et al. [28] a mis en œuvre un gel silicone chargé par des particules de titanate de baryum dans des modules IGBT dont l'étude sera présentée plus en détail dans le prochain chapitre.

## I.C. Modélisation des matériaux diélectriques dans COMSOL Multiphysics

### I.C.1. Modèles déjà implémentés dans COMSOL

L'outil COMSOL Multiphysics [29] permet de simuler la distribution des variables électriques dans la structure définie afin d'évaluer l'influence des propriétés des matériaux

et de l'architecture de la structure sur son fonctionnement électrique en utilisant la méthode des éléments finis. La méthode des éléments finis permet de résoudre les équations différentielles par approximations numériques dans des petits domaines (mailles) prenant en compte des conditions aux limites définies.

Dans COMSOL, nous avons deux systèmes prédéfinis d'équations permettant de simuler les matériaux isolants, appelés « physiques ». La physique "Electrostatique" qui calcule le champ électrique E, le champ de déplacement électrique D et les distributions de potentiel électrique V dans les diélectriques, dans des conditions où la distribution de la charge électrique est explicitement donnée. La physique "Courant Electrique" quant à elle permet de calculer les distributions de champ électrique E, de densité de courant J et de potentiel V dans les milieux ayant une conduction, dans des conditions où les effets inductifs sont négligeables. La différence principale entre les deux physiques est l'intégration de la mobilité des charges dans le milieu, qui est prise en compte uniquement dans la "Physique Courant Electrique".

La physique "Electrostatique" est un mode stationnaire particulier pour lequel  $\vec{j}_l = 0$ . Il permet donc d'étudier les phénomènes créés par des charges électriques statiques. Les équations utilisées pour générer toutes les simulations sont alors les suivantes :

$$\operatorname{div}\vec{D} = \rho_l \quad (54)$$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\operatorname{grad}}V \quad (55)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E} \quad (56)$$

Cette configuration est capable de tenir compte de la non-linéarité de la permittivité relative ( $\varepsilon_r(E)$ ) du matériau en permettant d'inclure la fonction associée dans COMSOL. La limitation de la "Physique Electrostatique" est de ne pas tenir compte (par définition) de l'influence de la conduction, même si des pertes peuvent être incluses dans le modèle de la permittivité. De plus la formulation est stationnaire, et ne dépend donc pas du temps. Toutes les charges sont fixes dans ce mode (ou elles n'ont pas le temps de bouger). Pour un matériau diélectrique, ce mode correspond au comportement à temps très court, les polarisations non instantanées et les phénomènes de conduction n'ont pas le temps d'agir. Pour tenir compte de l'influence de la contribution de la conduction, nous devons considérer la "Physique Courant Electrique".

En physique "Courant Electrique" le mouvement des charges libres est pris en compte et la densité de courant résultante obéit à la loi d'Ohm locale. Par ailleurs, les effets magnétiques sont négligés. Les équations dans le domaine temporel utilisées pour générer toutes les simulations en physique "Courant Electrique" sont les suivantes :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\operatorname{grad}}V \quad (57)$$

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_e \quad (58)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E} \quad (59)$$

Avec  $\vec{J}_e$  la densité de "courant extérieur". En général  $\vec{J}_e$  est utilisée pour coupler la physique "Courant Electrique" avec des simulations de "champ magnétique" ou de "thermique". Cette physique permet de simuler les régimes transitoires, c'est donc celui que nous privilégierons dans la suite.

Par ailleurs, pour les deux physiques, nous pouvons utiliser trois différents types d'études temporelles qui correspondent à des types d'excitation ou de régime de fonctionnement :

- L'étude stationnaire,
- L'étude en fréquence,
- L'étude en régime transitoire ou étude temporelle.

**L'étude stationnaire** est utilisée lorsque les variables ne changent plus avec le temps (i.e.  $\frac{\partial(\cdot)}{\partial t} = 0$ ), lorsque que le régime établi a été atteint.

**L'étude dans le domaine fréquentiel** sert à calculer la réponse d'un modèle **linéaire** ou linéarisé soumis à une excitation harmonique, pour une ou plusieurs fréquences en **régime établi**. L'approche fréquentielle est utilisable pour résoudre globalement les équations de Maxwell si tous les phénomènes sont linéaires. En effet, les équations de Maxwell et l'équation de conservation de la charge libre  $\frac{\partial \rho_P}{\partial t} + \text{div} \vec{J}_P = 0$  sont par nature linéaires. Au moyen de la transformée de Laplace en temps (on rappelle que l'on note  $\mathcal{L}_t\{\vec{F}(t)\} = \vec{F}(p)$ ), puis en remplaçant  $p$  par  $j\omega$  on obtient leurs formulations fréquentielles :

$$\text{div} \vec{D}(j\omega) = \rho_l(j\omega) \quad (\text{Maxwell-Gauss}) \quad (60)$$

$$\text{div} \vec{B}(j\omega) = 0 \quad (\text{Maxwell-Thomson}) \quad (61)$$

$$\text{rot} \vec{E}(j\omega) = -j\omega \vec{B}(j\omega) \quad (\text{Maxwell-Faraday}) \quad (62)$$

$$\text{rot} \vec{H}(j\omega) = \vec{J}_l(j\omega) + j\omega \vec{D}(j\omega) \quad (\text{Maxwell-Ampère}) \quad (63)$$

$$\text{div} \vec{J}_l(j\omega) + j\omega \rho_l(j\omega) = 0 \quad (\text{Conservation de la charge libre}) \quad (64)$$

Si les matériaux sont linéaires, on y associe les équations constitutives suivantes :

$$\vec{D}(j\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon^*(j\omega) \vec{E}(j\omega) \quad (\text{Polarisation}) \quad (65)$$

$$\vec{B}(j\omega) = \mu_0 \mu^*(j\omega) \vec{H}(j\omega) \quad (\text{Aimantation}) \quad (66)$$

$$\vec{E}(j\omega) = \sigma_l^*(j\omega) \vec{J}_l(j\omega) \quad (\text{Conduction charges libres}) \quad (67)$$

Les paramètres permittivité relative ( $\varepsilon^*$ ) et perméabilité relative ( $\mu^*$ ) sont alors des variables complexes. Pouvant intégrer une partie imaginaire qui représentent des pertes (liées à des phénomènes de relaxation). Les équations (60) à (67) constituent ainsi un système d'équations linéaires à résoudre dans l'espace, pour chaque pulsation  $\omega$ .

**L'étude temporelle** est une étude dépendante du temps qui est utilisée lorsque les variables évoluent avec le temps, c'est à dire en résolvant les équations différentielles sous-jacentes. Les propriétés électriques dans ces équations peuvent être constantes (isotropes

ou anisotropes) avoir une fonction qui dépend de la géométrie :  $\sigma(x,y,z)$ ,  $\varepsilon(x,y,z)$  ou une fonction qui dépend du temps (ou autre grandeur physique variant avec le temps comme le champ électrique, la température etc. ) :  $\sigma(t)$ ,  $\varepsilon(t)$ ,  $\sigma(E(t))$ ,  $\varepsilon(E(t))$ ,  $\sigma(J(t))$ ,  $\varepsilon(J(t))$  (Annexe A2 ).

### **I.C.2. Phénomènes non pris en compte dans COMSOL Multiphysics et critères de simulation.**

Il ressort de ce qui précède que l'outil COMSOL est adapté aux simulations de systèmes soumis à toute forme d'excitation, y compris de type impulsif comme pratiqué en électronique de puissance, grâce au solveur permettant par une étude temporelle.

Grâce à ce solveur également, il sera possible de simuler des systèmes mettant en œuvre des matériaux à propriétés non linéaires en champ. Ceci est également pour l'étude stationnaire. Dans le domaine fréquentiel, au contraire, les simulations ne peuvent être appliquées qu'à des systèmes d'équations linéaires. Les systèmes d'isolation où les propriétés des matériaux (conductivité, permittivité) seront non linéaires, ne pourront donc pas être simulés par une étude fréquentielle, même dans le cas d'une excitation sinusoïdale.

Les physiques "Electrostatique" et "Courant Electrique" permettant d'intégrer des modèles de matériaux n'existant pas par défaut, il est donc possible de spécifier des modèles de permittivité et de conductivité constantes, ou dépendantes d'autres variables, selon le cas souhaité.

En revanche, les équations prédéfinies actuellement dans l'outil COMSOL, et disponibles pour l'étude temporelle, supposent que toutes les polarisations dans le milieu diélectrique sont instantanées. Ils n'intègrent donc pas les modèles présentés dans les sections I.B.2.b.ii. Nous aborderons dans la suite (Chapitre III) comment intégrer les phénomènes de polarisation non instantanées dans le système d'équations de COMSOL pour les études temporelles, afin de simuler de façon plus complète le comportement du système d'isolation lors du transitoire.

Signalons aussi par ailleurs, que la prise en compte des mécanismes de conductivités influencées par de l'injection (section I.B.1.b.i) ne sont également pas intégrés dans la physique "Courant Electrique". Sur ce dernier point, des travaux au laboratoire Laplace sur les phénomènes de transport sont en cours [30].

### **I.D. Conclusion**

Ce chapitre a permis de présenter les lois de l'électromagnétisme et les phénomènes physiques régissant les mécanismes de conduction et de polarisation en jeu au sein des matériaux diélectriques, qu'un outil de simulation numérique doit être capable de prendre en compte pour calculer la réponse électrique d'un système d'isolation, en particulier s'il est destiné à un dispositif d'EP.

Il ressort tout d'abord de cet examen le besoin d'un outil de conception numérique permettant de réaliser des simulations dans le domaine temporel. Ce besoin provient en premier lieu de la nécessité de déterminer des grandeurs électriques, telles que le champ ou la densité de courant, durant les phases transitoires de l'excitation, comme durant le régime stationnaire. La nécessité de simuler en temporel provient aussi de l'intérêt porté à des solutions d'isolation fondées sur des matériaux à propriétés dépendantes de la valeur du champ électrique : le système devient alors non linéaire, et il n'est plus possible de résoudre, dans le cas général, les équations différentielles associées dans le domaine fréquentiel au moyen de la Transformée de Laplace.

Nous verrons au Chapitre II que de telles solutions à base de matériaux non linéaires sont au cœur des recherches actuelles, notamment pour permettre la montée en tension des futurs modules de puissance. L'outil de simulation numérique COMSOL Multiphysics® s'avère adapté à ce contexte, offrant trois solveurs pour mener les trois types d'étude : étude stationnaire, dans le domaine fréquentiel et dans le domaine temporel, et en proposant la résolution des équations souhaitées grâce aux modules "Physique Electrostatique" et "Physique Courant Electrique". Nous avons donc pu utiliser cet outil pour approfondir l'étude d'une encapsulation de module de puissance intégrant un matériau à propriétés non linéaires, afin d'évaluer sa capacité à lutter contre les renforcements de champ, tant en régime électrique continu que sous fronts de variation très rapides de la tension appliquée.

Cependant, il ressort aussi de notre analyse que la modélisation proposée actuellement par l'outil COMSOL, et disponible pour l'étude temporelle, ne permettent pas d'intégrer les mécanismes de polarisation non instantanée des matériaux diélectriques (dont les dynamiques peuvent être sensibles dans les gammes de temps de variation sollicitées en EP). Dans le cas d'un système à comportement linéaire, une méthode de calcul dans le domaine temporel, permettant de prendre en compte le modèle simple de Debye (à un seul temps de relaxation) a été suggérée dans ce premier chapitre, en introduisant une modification du système d'équations différentielles à résoudre. L'implémentation de cette modélisation dans l'outil COMSOL sera présentée au Chapitre III. Pour les modèles avec distribution des temps de relaxation, plus réalistes mais plus complexes, fournis dans la littérature dans le domaine fréquentiel, le passage dans le domaine temporel n'est pas trivial. Une méthodologie pour le faire sera proposée au Chapitre III et les modèles obtenus implantés dans COMSOL.

## Chapitre II. Contribution à la conception du système d'isolation d'un module de puissance

Dans un premier temps, le contexte actuel de l'électronique de puissance (EP) et des besoins en termes de conception de ses systèmes d'isolation sont introduits. Notamment les nouvelles contraintes électriques auxquelles les isolants vont devoir être soumis du fait de l'introduction de la technologie SiC, en particulier les progrès permis et les défis à relever pour les modules de puissance sont présentés. Un état de l'art des méthodes principales proposées dans la littérature afin de limiter le champ électrique dans les modules de puissance Haute Tension est exposé. Les différents types d'expérimentations et de simulations effectuées, sont ensuite passés en revue. Très peu de travaux ayant été consacrés à l'efficacité des solutions proposées dans le cas d'une tension appliquée de type impulsionnelle avec des fronts de montée de tension très rapides, nous présentons en dernier paragraphe les résultats de notre propre étude de simulation pour cette configuration afin de compléter l'état de l'art.

### II.A. Évolution des besoins applicatifs, des conditions d'usage et des contraintes sur le système d'isolation du module

#### II.A.1. Évolution des besoins applicatifs et des conditions d'usage

Avec l'évolution vers une mobilité « décarbonée » [31], l'électricité se situe au cœur de ce changement, par le déploiement des véhicules (plus) électriques (dans le domaine automobile [32], mais aussi dans le domaine aéronautique), et le retour des transports collectifs électriques (tramway, train, etc.). Il en va de même pour le besoin en énergie « décarbonée », avec une production décentralisée de tensions alternatives et continues, qui nécessite de développer les réseaux de transport HVDC (High Voltage Direct Current) ou les réseaux à très haute tension. Cela se manifeste par une **montée du calibre en tension** des convertisseurs d'électroniques de puissance à l'œuvre dans ces applications, accompagnée d'une **réduction de poids et volume des systèmes**, et donc d'une **augmentation de leur densité de puissance** [33].

Les composants à semi-conducteur de puissance, dits « composants actifs », utilisés pour réaliser les fonctions de conversion de l'énergie électrique, vont devoir s'adapter à ces demandes, en particulier par une évolution de leurs performances électriques, thermiques et mécaniques. Si les dispositifs en silicium (Si), qui dominent dans le domaine de l'électronique de puissance depuis des décennies, atteignent presque aujourd'hui les limites théoriques du matériau [34], les **puces en semi-conducteur à grand gap** peuvent permettre d'adresser ces nouveaux besoins. Notamment, les dispositifs à base de carbure de silicium (SiC) sont devenus les principaux concurrents des dispositifs en silicium (Si) pour l'électronique de puissance pour la gamme de tension supérieure à 1200 V [35][36][37], les



dispositifs à base de nitrure de gallium (GaN) commençant quant à eux à se déployer pour la gamme de tension inférieure ou égale à 1200 V.

Cela est tout d'abord dû au fait que ces composants sont susceptibles de générer des **pertes en conduction et en commutation très inférieures à celles produites par les composants en Si**. Des transistors MOSFETs (Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistors) en SiC de tenue en tension 1,2 kV, 3,3 kV et 6,5 kV peuvent actuellement être approvisionnés sur le marché [38][39], pouvant remplacer les IGBTs (Insulated Gate Bipolar Transistors) en Si. D'après la littérature, des IGBTs en SiC de 15 kV, des MOSFET en SiC de 10 kV ont été testés dans des laboratoires [40]. Ces premiers dispositifs, ainsi que des démonstrateurs de tenue en tension encore plus élevées [41], allant bien au-delà des calibres en tension pouvant être couverts par la filière silicium, offrent des perspectives nouvelles pour les applications à très haute tension (domaines du transport ferroviaire, du transport naval, des réseaux de transmission HVDC ...).

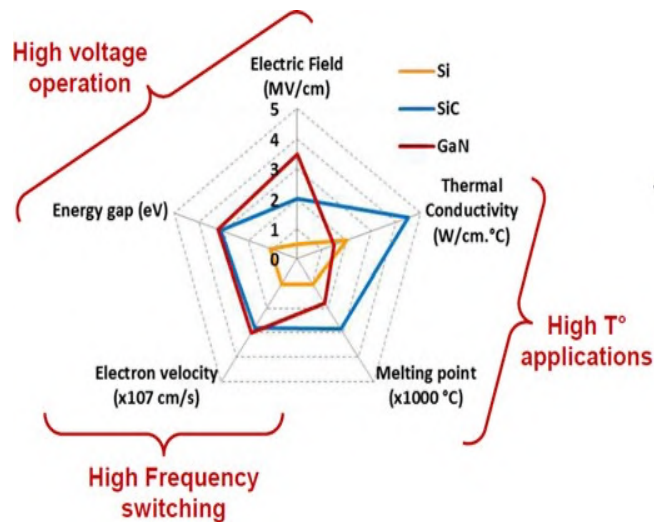


Figure 6 : Ordre de grandeur des propriétés principales (à température ambiante) des matériaux Si, SiC et GaN [42].

Ces nouveaux composants à semi-conducteur grand gap présentent d'autres atouts théoriques électriques et thermiques par rapport au silicium (Figure 6) favorables à la compacité des convertisseurs de puissance. Le fonctionnement à **fréquence de commutation plus élevée** (Figure 7) [43] [44], y compris pour les plus forts calibres en tension, offre une possibilité de gain en termes de miniaturisation des composants passifs [45]. Les temps de commutation de ces puces sont en effet de l'ordre de 100 kV/ $\mu$ s pour un IGBT 15 kV/20 A de Cree, Inc [43], un MOSFET 10 kV / 20 A de Wolfspeed [47], ou pour un MOSFET 6,5 kV / 30 A de Wolfspeed [48], à comparer à celle d'un IGBT en silicium 6,5 kV / 25 A de ABB [49] de l'ordre de 6,5 kV/ $\mu$ s.

Par ailleurs, la température de jonction maximale (reliée à l'emballage thermique sous l'effet de l'augmentation exponentielle des courants de fuite à l'état bloqué lorsque la

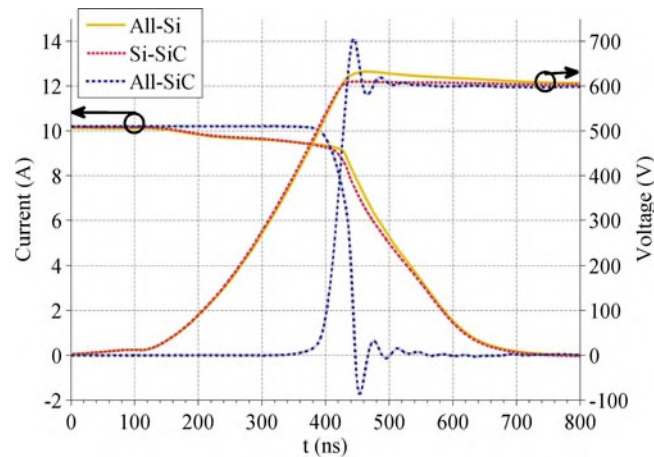


Figure 7 : Formes d'onde au blocage de dispositifs tout-Si, Si-SiC et tout-SiC.  $V_{dc} = 600V$ ,  $I_L = 10A$  [46].

température augmente) d'un composant à semi-conducteur à grand gap est beaucoup plus élevée que celle du silicium. Cette dernière limitant le fonctionnement de la puce en Si à des températures maximales inférieures à 200 °C (et décroissant avec le calibre en tension de la puce), impose la mise en œuvre de systèmes de refroidissement efficaces. Une **élévation de la tenue en température maximale des puces** telle que pourrait le permettre les semi-conducteurs SiC et GaN (au-delà de 250°C [48],[51]), offrirait aussi une possibilité de simplification notable des dispositifs de refroidissement, impactant favorablement non seulement l'encombrement et la masse du convertisseur complet mais également sa fiabilité.

Cependant, les avantages spécifiques des nouvelles puces à grand gap représentent des défis pour leur environnement, car elles conduisent à des contraintes sur leur mise en œuvre, d'autant plus importantes que les niveaux de tension, de courant et de fréquence devront être élevés. Pour les applications de puissance, les puces sont mises en œuvre au sein d'un dispositif (une brique élémentaire) appelé le **module de puissance**. Avant de présenter les **nouvelles contraintes résultant des nouveaux besoins en électronique de puissance**, le module est d'abord décrit au paragraphe qui suit, en nous intéressant plus particulièrement au cas des modules de puissance haute tension (i.e. de calibre supérieur à 1200 V).

## II.A.2. Description du système d'isolation d'un module de puissance haute tension

Le module de puissance est un ensemble contenant plusieurs composants, principalement des dispositifs semi-conducteurs de puissance, interconnectés en interne pour réaliser la conversion de l'onde électrique souhaitée. Cet ensemble assure également un moyen de refroidir les dispositifs et de les connecter à des circuits externes. Il est optimisé mécaniquement et thermiquement pour une mise en œuvre facile, une longue durée de vie et un fonctionnement fiable. Les modules peuvent eux-mêmes être utilisés comme des briques élémentaires du système global de conversion. Sur la Figure 9, deux exemples de module de puissance disponibles sur le marché sont présentés.

L'utilisation de modules de puissance simplifie la conception des convertisseurs de puissance en assemblant les fonctions d'un ou plusieurs composants (bras, pont, etc ...),

permet de réduire les coûts de production et d'augmenter la densité de puissance [52]. Les capacités parasites dues à la proximité des composants électroniques entre eux dans le circuit et l'inductance parasite formée entre un grand nombre de fils de câblage entre les puces sont réduits par l'utilisation de modules.

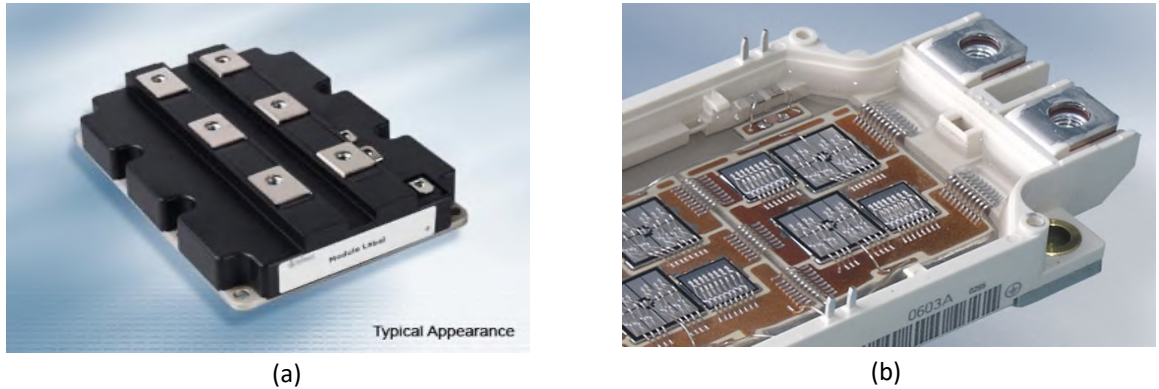


Figure 9 : (a) Module encapsulé (IHM-B 4500 V, 1800 A IGBT module Infineon) (b) Module ouvert (flowNPC 0 600 V, 75 A IGBT & MOSFET module Vincotech).

La Figure 8 permet de décrire la structure standard actuelle d'un module de puissance haute tension à boîtier isolé, montrant :

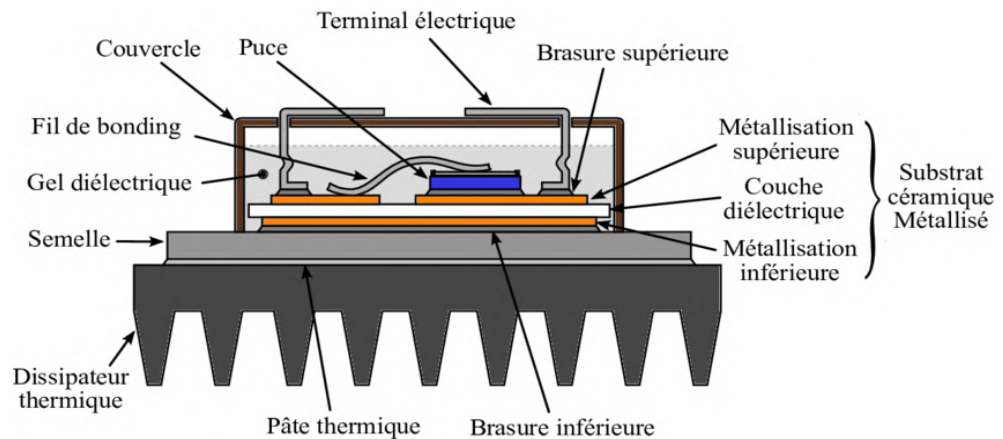


Figure 8 : Coupe schématique d'un module de puissance Haute Tension 'classique' [53].

- Les éléments semi-conducteurs (puces) ;
- L'assemblage composé du substrat isolant métallisé, de la semelle métallique, des connexions électriques et des brasures, permettant le maintien mécanique de l'ensemble ;
- La protection du dispositif avec le gel d'encapsulation et le boîtier, permettant l'isolation électrique, le maintien mécanique et la protection contre les contaminations chimiques extérieures.

Avec cette structure, montée sur une semelle métallique attachée à un système de refroidissement, la chaleur générée par les pertes est évacuée très majoritairement dans une direction vers la semelle. Notons ici aussi qu'on désigne souvent l'ensemble des constituants environnant les composants actifs par le terme de **packaging**.

Dans la suite, nous **présentons les matériaux retenus à ce jour** pour le packaging du module de puissance, en nous focalisant sur **le système d'isolation et sa réalisation**.

### II.A.2.a. Substrat isolant métallisé

Cet élément assure trois fonctions : le support mécanique des puces et de leurs connexions électriques, l'isolation électrique entre pistes et avec la base du module, la conduction thermique vers le système de refroidissement. Du point de vue de l'isolation électrique, le substrat doit avoir une bonne rigidité diélectrique afin de supporter la tension d'isolement. Afin de limiter les pertes électriques, le substrat doit avoir une résistance élevée et une permittivité relative faible pour réduire les courants de fuite et la capacité parasite (capacité de mode commun). Du point de vue de la bonne gestion du flux thermique, le substrat doit être un bon conducteur thermique et de faible épaisseur afin de faciliter le transfert de la chaleur au dissipateur. Par conséquent, le meilleur compromis entre tenue en tension et dissipation thermique est obtenu avec les matériaux céramiques. De plus, le coefficient de dilatation thermique (ou CET, Coefficient of Thermal Expansion) est un facteur important à considérer. Il doit être proche de celui de la puce afin de réduire les problèmes de fatigue thermomécanique.

Tableau 2 : Principales caractéristiques thermiques, mécaniques et électriques des substrats céramiques.

	<b>Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub></b>	<b>AlN</b>	<b>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></b>
<b>Constante diélectrique</b>	8-9	8-9	9-41
<b>Facteur de pertes</b>	2*10 <sup>-14</sup>	3*10 <sup>-14</sup>	3*10 <sup>-14</sup> -1*10 <sup>-13</sup>
<b>Résistivité (Ω·m )</b>	>10 <sup>10</sup>	>10 <sup>14</sup>	>10 <sup>14</sup>
<b>Champ de rupture (kV/mm)</b>	10 – 25	14 – 35	10 – 35
<b>Conductivité thermique (W/m·K)</b>	40 – 90	120 – 180	20-30
<b>Module de Young (Gpa)</b>	200-300	300-320	300-370
<b>Résistance à la flexion (Mpa)</b>	600-900	250-350	300-380
<b>Résistance à la rupture (MPa·m<sup>1/2</sup>)</b>	4-7	2-3	3-5
<b>CTE (mm/m·K)</b>	2,7-4,5	4,2-7	7-9

Le Tableau 2, extrait de [54] [55] [56], présente une comparaison entre les trois matériaux céramiques utilisés actuellement comme substrat au sein des modules de puissance commerciaux. La solution la plus performante et retenue pour la montée en puissance et en tension est le nitrure d'aluminium (AlN), offrant le meilleur compromis entre conductivité thermique et champ de rupture, comparée à l'alumine (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), (matériau le plus bas coût et le plus commun pour les applications à plus faibles niveaux de puissance) et au

nitride de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) (matériau préféré pour les applications à haute température par sa plus grande résistance mécanique à la rupture).

Le substrat céramique du module comporte des couches métalliques (en cuivre ou aluminium) dessus et dessous, on parle de substrat métallisé (Figure 10). Les puces sont attachées aux couches de la face supérieure par brasure. Ces dernières permettent de



Figure 10 : Schéma du substrat céramique métallisé.

réaliser le circuit électrique reliant les différents composants à l'intérieur du module et à l'extérieur, en complément des fils de liaison. La couche inférieure permet la brasure du substrat au dissipateur. En raison de sa résistance moyenne à la rupture mécanique (en flexion), il est préférable d'utiliser le substrat en AlN métallisé en association avec une plaque de base métallique (semelle) et non directement attaché au radiateur (voir Figure 8).

Il existe plusieurs procédés de métallisation du substrat en AlN : par DBC (Direct Bonded Copper) [57] [58] ou DBA (Direct Bonded Aluminium) [59][60][61], ou par AMB (Active Metal Brazing) [62][63]. Les pistes métalliques réalisées en face supérieure exercent des contraintes thermomécaniques sur le film céramique d'autant plus importantes que ce dernier est mince. L'emploi de pistes en aluminium (plus ductile que le cuivre), ou la réduction de l'épaisseur de métal à leur périphérie (par exemple par poinçonnage), sont des solutions utilisées pour pallier ce problème.

### II.A.2.b. Encapsulation

L'encapsulation protège les composants du module de puissance de l'humidité, des solvants, des gaz et des radiations. Dans le module de puissance haute tension que nous considérons, l'encapsulation empêche également la formation d'arcs entre les différentes électrodes afin de permettre le fonctionnement du dispositif à la tension nominale des puces.

Les gels silicone sont actuellement les plus utilisés pour l'encapsulation des modules multi-puces à haute tension. Les gels silicones sont des fluides faiblement réticulés de poly (diméthylsiloxane) (PDMS), présentant une très grande souplesse (leur dureté est non mesurable) et un module d'Young très faible de l'ordre de quelques dizaines de kPa (entre 5-50 kPa), permettant de ne pas transmettre de contraintes thermomécaniques lors du fonctionnement du module (malgré un CTE du gel élevé). L'utilisation d'un gel minimise efficacement l'influence des vibrations sur les fils de bonding. Bons isolants électriques, avec un champ de rupture diélectrique souvent 5 à 10 fois supérieur à celui de l'air (15 à 30 kV/mm) et avec une permittivité relative faible (voisine de 2,8), les gels silicone sont en revanche de mauvais conducteurs thermiques ( $\ll 1 \text{ W/m.K}$ ). Les matériaux disponibles sur le marché ont une limite en température maximale en fonctionnement continu bien inférieure à 250 °C [55][64]. Les principales propriétés de certains gels commerciaux sont énumérées pour exemple dans le Tableau 3.

D'autres types de matériaux d'encapsulation, comme les résines époxy, sont relativement plus rigides et présentent un module d'Young plus élevé (10-20 GPa) [65], les contraintes thermo-mécaniques sur les connexions étant alors plus importantes, il est nécessaire de modifier la connectique (ruban, poteaux...)[66].

Tableau 3 : Principales propriétés (à température ambiante) d'exemples de gels silicone disponibles sur le marché.

Produit	Fournisseur	Permittivité	Champ de rupture (kV/mm)	Gamme de température (°C)	Résistivité électrique ( $\Omega.cm$ )	Conductivité thermique (W/m.K)
SilGel612	Wacker	2,7	23	-	$10^{15}$	-
Sylgard567	Dow Corning	2,79 (@ 100 kHz)	16	-45 à 200	$6 \times 10^{16}$	0,29
Nusil8250	Nusil	2,8 (@ 100 Hz)	19.7	-115 à 265	$10^{15}$	-
TSE3051	Momentive	2,8 (@ 60 Hz)	18	-	$10^{15}$	0,17

En fonctionnement dans l'application, le packaging du module de puissance est soumis à des contraintes électriques, thermiques, mécaniques et thermomécaniques, que les atouts des semi-conducteurs à grand gap peuvent amener à amplifier. Ce point est discuté au paragraphe suivant, en insistant plus particulièrement sur les contraintes électriques, thermiques et thermomécaniques.

## II.A.3. Contraintes sur le système d'isolation et limitations pour répondre aux besoins applicatifs

### II.A.3.a. Contraintes électriques

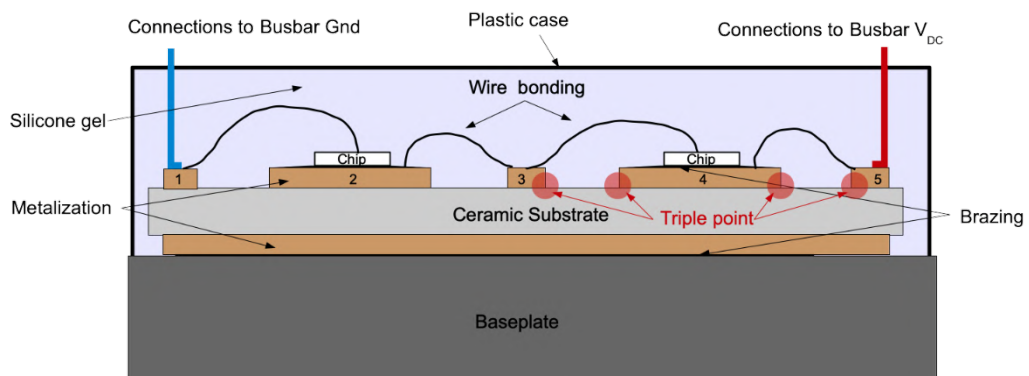


Figure 11 : Illustration des différences de potentiel électriques à l'intérieur d'un module sous tension V<sub>DC</sub>. Avec une localisation des points triples PT.

La Figure 11 reprend la structure d'un module standard (tel que présentée en Figure 8), en y indiquant les potentiels appliqués sur les terminaux électriques, et en imaginant que les

deux puces sont les deux transistors en série d'un bras d'onduleur (les connexions de grille de commande ne sont pas représentées) polarisé sous tension  $V_{DC}$ . Dans un tel module :

- la piste inférieure ainsi que la piste appelée 1 sont reliées à la masse (Gnd), alors aucune différence de potentiel n'est appliquée en volume dans la céramique dans cette région);

- les pistes 4 et 5 sont connectées au potentiel continu  $V_{DC}$ , alors le substrat céramique sous la piste 4 (respectivement 5), et les zones de points triples (i.e. les jonctions triples métal/céramique/encapsulant) aux extrémités des pistes 4 et 5, sont soumis à une **différence de potentiel continue** entre la piste supérieure 4 (respectivement 5) et la piste inférieure.

- les pistes 2 et 3 sont, quant à elles, soit polarisées au potentiel de la masse si le transistor porté par la piste 2 est à l'état passant (le transistor en piste 4 est alors bloqué), ou soit polarisées au potentiel haut  $V_{DC}$  si les états des transistors sont inverses (remarque : aux chutes de tension des interrupteurs à l'état passant près). Le matériau céramique sous les pistes 2 et 3 et les matériaux isolants à leurs points triples sont soumis dans ce cas à la présence d'une **différence de potentiel de forme carrée unipolaire, variant entre 0 et  $V_{DC}$**  après chaque commutation de l'interrupteur, avec les mêmes fronts de tension et à la fréquence de commutation de l'interrupteur. Par ailleurs, il n'y a pas de contrainte électrique sous la piste 1. En revanche, la tension est soit nulle soit maximale entre la piste 2 (idem 3) et la piste inférieure. Enfin, une différence de potentiel également intermittente (nulle ou maximale) existe en surface entre pistes 1 et 2 et entre pistes 3 et 4.

Ces tensions entre pistes entraînent bien sûr l'existence d'un champ électrique dans les matériaux isolants. Comme nous le verrons au paragraphe II.B.1, page 37 à l'aide de résultats de simulation, la répartition du champ électrique induite dans les isolants du module est non uniforme, présentant des renforcements aux endroits où les pièces métalliques portées au potentiel haut présentent des formes anguleuses. C'est en particulier le cas aux points triples (notés PT) des pistes portées au potentiel haut (voir ronds colorés en rouge sur la Figure 11). Un champ électrique intense existe aux PT, très supérieur aux valeurs du champ existant dans le reste de la structure. Si la limite de déclenchement d'un mécanisme de rupture diélectrique d'un des isolants, ou la limite d'apparition de décharges partielles, sont atteintes lorsque la tension maximale est appliquée, ces renforcements de champ peuvent être rédhibitoires à court ou à long termes. Dans les modules de puissance actuels, de tenue en tension 6,5 kV, le point triple est d'ailleurs déjà la principale zone à l'origine de décharges partielles (DP) [67].

Au-delà du niveau maximal de la tension d'alimentation appliquée, certaines études ont montré que le comportement vis-à-vis des décharges partielles dans un module de puissance, encapsulé par un liquide, est très différent pour différentes formes d'onde (sinusoïdale ou carrée), mais aussi pour différentes vitesses de variation ( $dV/dt$ ) de la tension appliquée. Comme les résultats d'une étude [68] le montrent et dont les principaux résultats sont présentés au Tableau 4, la tension d'apparition des DP (ou PDIV pour Partial Discharge Inception Voltage) de l'échantillon est de 18 kV sous une tension sinusoïdale de 50 Hz, de

14 kV pour une tension bipolaire carrée de 400  $\mu$ s de temps de montée et de 8 kV pour une tension carrée positive / négative unipolaire de 100 ns de temps de montée.

Tableau 4 : PDIV mesurées dans un module soumis différentes excitations [68].

Type d'Excitation	PDIV
Tension sinusoïdale 50 Hz	18 kV
Tension bipolaire carrée $t_r$ 400 $\mu$ s	14 kV
Tension unipolaire carrée positive $t_r$ 100 ns	8 kV
Tension unipolaire carrée négative $t_r$ 100 ns	8 kV

A la même tension crête, la charge électrique correspondant aux décharges partielles est plus élevée avec une excitation unipolaire de montée rapide. Comme montré par les mesures publiées dans [68], une charge électrique de 1,4 pC a été enregistrée à la tension de crête (18 kV) sous une excitation sinusoïdale. Une charge électrique de 10 pC a été obtenue à 18 kV sous une excitation bipolaire carrée avec une montée lente, et une charge électrique de 9 pC a été obtenue à 10 kV sous une excitation unipolaire carrée positive avec une montée rapide.

Par conséquent, **un niveau de tension appliquée au système d'isolation plus élevé ou/et des vitesses de commutation des puces très grandes [69], augmenteront le risque d'apparition de DP**, qui est l'une des principales causes de vieillissement, de dégradation de la fiabilité de l'isolation électrique et qui peut conduire à des défaillances permanentes telles que la rupture diélectrique du matériau [70]. **Le renforcement du champ électrique aux points triples est donc une limitation de la structure du module standard pour répondre aux besoins de montée en tension et en fréquence des futurs convertisseurs.**

#### II.A.3.b. Contrainte thermique et contraintes thermomécaniques

La contrainte thermique subie par les matériaux du module est liée à la quantité de chaleur dégagée par les constituants de l'assemblage sous l'effet des pertes générées par la présence simultanée de courant et de tension en leur sein, ainsi qu'à la capacité des matériaux à évacuer cette chaleur, et à la température ambiante à l'extérieur du système (ou température de la source 'froide' du dispositif de refroidissement). Les puces sont en pratique les principales sources de chaleur au sein du module, induites par leurs pertes en conduction et en commutation.

L'existence d'une température limite  $T_{jmax}$  pour les puces entraîne sur l'assemblage une exigence importante de dissipation de la chaleur, avec l'emploi de matériaux présentant peu d'impédance thermique et d'un système de refroidissement efficace. Ceci sera d'autant plus nécessaire que la température extérieure au système sera élevée. De ce fait, les gradients de température à l'intérieur de la structure du module entraîne des contraintes thermomécaniques, notamment aux interfaces entre matériaux à CET différents.



### II.A.3.c. Évolution des contraintes liées à l'emploi des nouvelles puces en SiC

Grâce à un champ de rupture élevé (environ d'un ordre de grandeur plus grand que celui de la puce en silicium), la puce en SiC peut tolérer une tension à l'état bloqué plus élevée (> 15 kV) [40], [41], [44] avec une couche d'épaisseur plus fine et plus dopée, donc moins résistive à l'état passant. Ceci permet d'augmenter la tension d'utilisation, la densité de puissance transmise et la réduction de la taille des puces. **L'augmentation du champ électrique** du fait de l'emploi de puces à semi-conducteur grand gap, de la réduction des dimensions et de l'augmentation de la tension d'usage permises, apportent des contraintes plus élevées pouvant conduire au champ de claquage ou à l'apparition de décharges partielles dans le système d'isolation du module de puissance. Ces risques sont aggravés par le fait que les dispositifs en SiC peuvent commuter à des  $dV/dt$  et  $dI/dt$  beaucoup plus élevés [43], [46], [49]. Avec la même inductance parasite dans le circuit, un  $dI/dt$  plus élevé génèrera un dépassement de tension plus important. Avec la même quantité de capacité parasite, un  $dV/dt$  conduira à un bruit de mode commun plus important et des perturbations électromagnétiques accrues. Des solutions afin de limiter le champ dans les régions critiques doivent être proposées, sans augmenter les capacités ou inductances parasites, ni affecter l'extraction de la chaleur.

Par ailleurs, les modules actuels ont été conçus et optimisés autour des puces en silicium, avec **des puces à semi-conducteur à grand gap autorisant des  $T_{jmax}$  élevées, potentiellement supérieures à 250 °C** [71],[72], ce sont les matériaux d'encapsulation de type gel silicone qui deviennent un des verrous principaux du point de vue de la montée en température de fonctionnement des modules de puissance [64],[73] entraînant le besoin de nouvelles solutions.

De plus, même si une réduction significative des pertes de puissance est permise par l'emploi des nouvelles puces en SiC, à conditions d'usage identiques (i.e. pour des niveaux de tension  $U$ , courant  $I$ , température  $T_j$ , fréquence de commutation  $f$  donnés), cet atout est souvent exploité pour **accroître la densité de puissance** (augmentation de  $U$ ) **et gagner en compacité** (augmentation de  $f$ , de  $T_j$ ). Cela se traduit alors aussi par **une augmentation des contraintes thermiques (température et dissipation thermique élevées) et des contraintes thermomécaniques** sur les matériaux du packaging, dont les matériaux d'isolation.

### II.A.4. Conclusion

Nous avons introduit les constituants principaux et les propriétés électriques et thermiques du système d'isolation du module de puissance standard. Cela nous a permis de savoir l'importance du compromis entre les aspects électriques, thermiques, mécaniques et thermomécaniques dont il faut pouvoir tenir compte lors de la conception du packaging du module. Il a été montré que ce dernier doit s'adapter à l'émergence des nouveaux composants de puissance (notamment issus de la filière SiC) et à l'évolution demandée de leurs conditions d'usage (montée en tension, en densité de puissance, en fréquence, en température), qui sont à l'origine de contraintes physiques plus sévères. Dans cet ensemble,

les matériaux du système d'isolation sont spécifiquement impactés par l'augmentation des tensions d'usage, mais aussi par la rapidité de commutation plus élevée des puces en SiC.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter un examen de l'état de l'art des solutions envisagées pour repousser les limitations liées au renforcement du champ électrique aux points triples du système d'isolation du module de puissance. Une première stratégie est de rechercher des matériaux isolants capables de supporter les contraintes plus élevées imposées. Nous nous focaliserons uniquement sur une seconde stratégie, la plus fréquemment étudiée, consistant à modifier les caractéristiques du système ou des matériaux afin de réduire la contrainte électrique subie.

## **II.B. État de l'art des solutions pour réduire la contrainte électrique et des études de conception associées**

Les solutions proposées peuvent être classées selon deux catégories. La première regroupe des méthodes reposant sur une modification de la géométrie des isolants et conducteurs constituant le système d'isolation du module. La seconde rassemble les méthodes fondées sur une modification des propriétés diélectriques ou électriques d'un des matériaux isolants du système.

Nous passons en revue ci-après **les principales études de conception du système d'isolation du module rapportées à ce jour, en incluant les conditions de simulation par éléments finis et d'évaluation expérimentale** (types d'étude sous excitation sinusoïdale, sous impulsions; résultats simulés, expérimentaux). Un premier paragraphe abordera au préalable le problème que pose l'évaluation du champ au point triple par résolution numérique par éléments finis, et comment ce dernier a été traité par les auteurs des travaux cités.

### **II.B.1. Problématique de la simulation du champ électrique maximal au point triple**

Les angles rentrants aigus provoquent une singularité dans les dérivées des variables dépendantes pour toutes les équations différentielles partielles elliptiques. Dans le calcul de l'intensité du champ électrique, cela signifie que le résultat théorique au point de l'angle aigu (pointe) est infiniment grand [74]. Dans notre modèle géométrique, pour le module de puissance, le point triple (PT) constitue une telle singularité. Ce même problème est souvent rencontré dans les calculs de simulation dans d'autres disciplines telles que l'analyse thermique et la mécanique des structures.

Le résultat du calcul numérique par éléments finis de l'intensité du champ électrique au point de singularité dépend alors de la taille des éléments (du maillage) près de ce point. En fait, plus la maille utilisée au point triple est petite, plus la valeur du champ électrique est élevée. Comme la solution "réelle" tend vers l'infini, les résultats ne convergeront pas. Il n'est donc pas raisonnable de comparer directement les intensités de champ électrique aux points

triples pour la distribution du champ électrique entre différentes géométries maillées différemment.

Une méthode retenue par la plupart des auteurs des papiers récents est celle proposée par C. Bayer en 2015 [75]. Pour chaque milieu (matériau) au voisinage du PT, une ligne est définie sur laquelle sera simulé le champ électrique (ML 1 à 4 dans la Figure 12). Sur ces lignes une distance est déterminée (signalée par un point rouge dans la Figure 12) telle que la valeur du champ électrique calculée à partir de cette distance ne varie plus en fonction de la taille du maillage, lorsque celui devient de plus en plus fin.

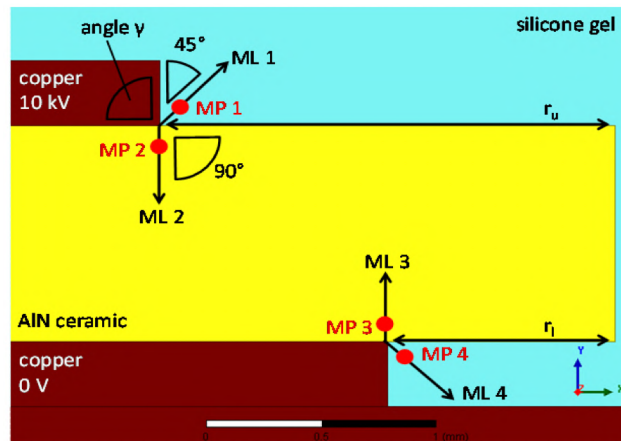


Figure 12 : Schéma présentant la méthode de Bayer et al. avec les lignes et les points de mesure du champ électrique proche des points triples [75].

Une autre méthode proposée dans [76] en 2016, est de fixer un maillage a priori, convenant à toutes les structures différentes qui seront étudiées. Avec exactement le même maillage, il est possible de comparer la distribution du champ électrique des différentes structures.

## II.B.2. Méthodes géométriques pour limiter le champ électrique

Diminuer le champ électrique au point triple, c'est à dire écarter les équipotentielles par l'optimisation de la géométrie de l'électrode ou du substrat sont les méthodes les plus utilisées industriellement actuellement.

### II.B.2.a. Épaisseur du substrat

Plusieurs auteurs montrent l'impact de l'augmentation de l'épaisseur du substrat céramique sur la diminution du renforcement de champ au PT par des simulations électrostatiques [75] et [76].

Sur la Figure 13, on note que cette décroissance ne suit pas l'équation d'un condensateur plan ( $E = U/d$ ). Un doublement de l'épaisseur de 1 mm à 2 mm ne réduit la valeur du champ électrique que d'environ 30%.

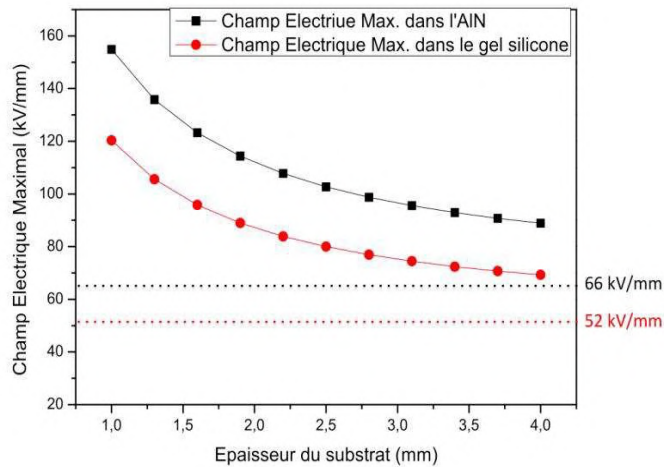


Figure 13 : Variation du champ électrique maximal au niveau du point triple en fonction de l'épaisseur du substrat sur une structure conventionnelle (application de 15 kV sur l'électrode) [77].

La loi de décroissance extraite de leur simulation par Bayer et al. [75] est donnée par la relation :

$$E_{MP1 \& MP2} = U / d^{0.55} \quad (68)$$

De plus, l'augmentation de l'épaisseur dégrade la rigidité diélectrique des substrats céramiques [78], et elle diminue l'efficacité du refroidissement des semi-conducteurs qu'ils portent. Cette technique d'augmentation de l'épaisseur pourrait donc ne pas répondre aux besoins de l'intégration des semi-conducteurs grand gap en vue d'augmenter la gamme de tension applicative.

### II.B.2.b. Dissymétrie de la métallisation

Bayer et al. ont étudié aussi l'impact du décalage entre les deux couches de métallisation supérieure et inférieure [75]. Ce décalage est défini comme  $r_{off} = r_u - r_l$  avec  $r_u$ ,

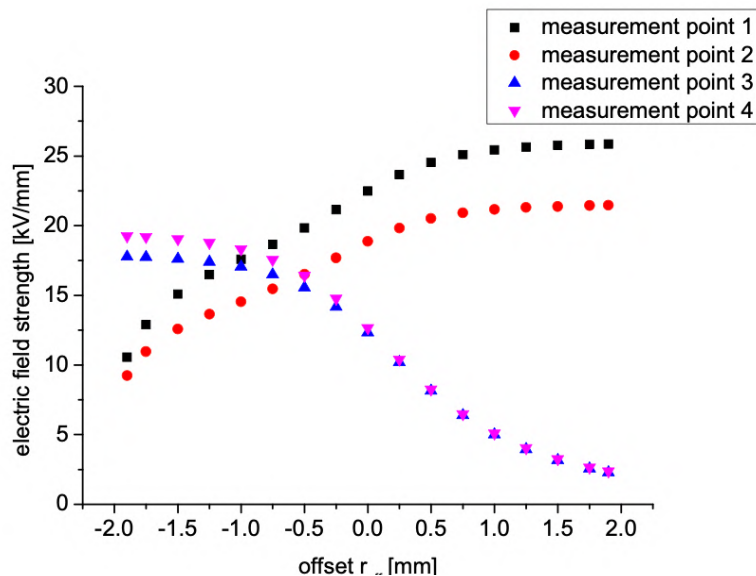


Figure 14 : Intensité du champ électrique en fonction de  $r_{off}$  (points 1,2, 3 et 4 définis en Figure 7) [75].

la distance du bord de la céramique AlN au bord de la métallisation Cu supérieure, et  $r_1$  la distance du bord de la céramique AlN au bord de la métallisation Cu inférieure, comme indiqué en Figure 12. Le calcul numérique est effectué en régime électrostatique sous tension de 10 kV. La Figure 14 montre les valeurs du champ électrique au point de mesure situé à 50  $\mu\text{m}$  du point triple sur la ligne L1 (Figure 12) pour différentes valeurs de  $r_{\text{off}}$  avec une épaisseur du substrat de 1 mm. Le champ au point triple supérieur diminue avec  $r_{\text{off}}$  décroissant cependant le champ au point triple inférieur augmente. Ainsi le champ au point triple supérieur peut être réduit à 70 % de la valeur la plus élevée avec  $r_{\text{off}} = -0,9$  mm pour la structure étudiée (figure 5(a)). Cette méthode est intéressante mais ne peut s'appliquer que pour les points triples en périphérie du module.

### **II.B.2.c. Superposition de substrats métallisés**

Le concept de substrat superposé a été étudié par différents auteurs [79], [80], [81], [82]. Il repose sur la géométrie montrée en Figure 15 (a), consistant en l'empilement de deux (ou plusieurs) couches céramiques intercalées avec une (ou des) couche(s) métallique(s) intermédiaire(s). Les résultats de l'étude menée par simulation électrostatique, indiquent que si la couche intermédiaire de métal est plus épaisse, ce qui augmente la distance entre les deux substrats, la contrainte électrique au PT est réduite (Figure 15 (b)). Selon les résultats montrés en Figure 15 (c), le substrat superposé (quel que soit le nombre de substrats) a toujours un effet positif sur la réduction du champ. De plus, une couche intermédiaire plus épaisse améliore toujours la distribution du champ. Le gain diminue cependant lorsque l'épaisseur totale augmente, et aussi lorsque le retrait de l'électrode supérieure par rapport à l'électrode inférieure augmente ( $r_{\text{off}}$  positif croissant décrit précédemment).

Une étude expérimentale a été également conduite, fondée sur des mesures du seuil de tension d'apparition des décharges partielles PDIV (Partial Discharges Inception Voltage) pour des structures immergées dans un fluide diélectrique. L'étude a montré une bonne corrélation entre la prédiction de réduction du champ au PT, calculée par la méthode de simulation adoptée (présentée par Bayer et al. [75]), et l'augmentation des valeurs de tension de PDIV mesurées. Elle a confirmé l'intérêt théorique de ce concept de substrat superposé, qui serait favorable à l'amélioration du compromis entre contrainte électrique et dissipation thermique.

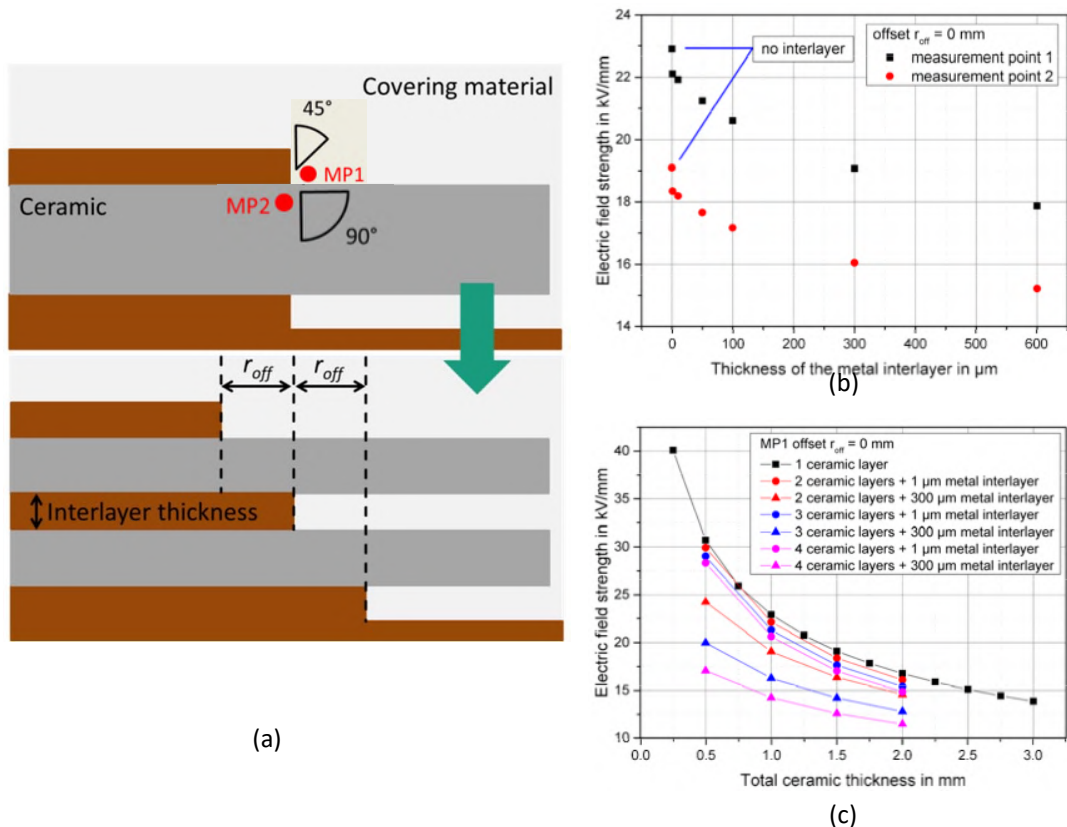


Figure 15 (a) : Schéma de la méthode des substrats superposés. (b) Champ électrique simulé vs. épaisseur de la couche de métal intermédiaire entre deux substrats de 0,5 mm d'épaisseur. (c) E Champ électrique simulé vs. à MP1 vs épaisseur du substrat total [82].

#### II.B.2.d. Géométries du substrat métallisé

Une structure appelée « MESA » [76] et une structure avec électrode saillante [83] représentées respectivement en Figure 16 (a) et Figure 16 (b) ont été proposées. Les résultats des simulations électrostatiques montrent qu'un alignement vertical des flancs de la métallisation et de la céramique (Figure 16 (a)) permet de combattre le resserrement des équipotentielles au PT dans la céramique et dans le gel. Le dépassement de l'électrode métallique au-delà du plateau en céramique (Figure 16 (b)) permet un effet de plaque de champ, éloignant du PT la zone où se resserrent les équipotentielles en émergeant du substrat pour contourner l'électrode. Les arrêtes arrondies de l'électrode permettent de réduire le renforcement du champ dans l'encapsulant en bord d'électrode.

Ces deux études par simulation ont chacune été complétées par une étude expérimentale de caractérisation des tensions de seuil d'apparition de DP et des tensions de

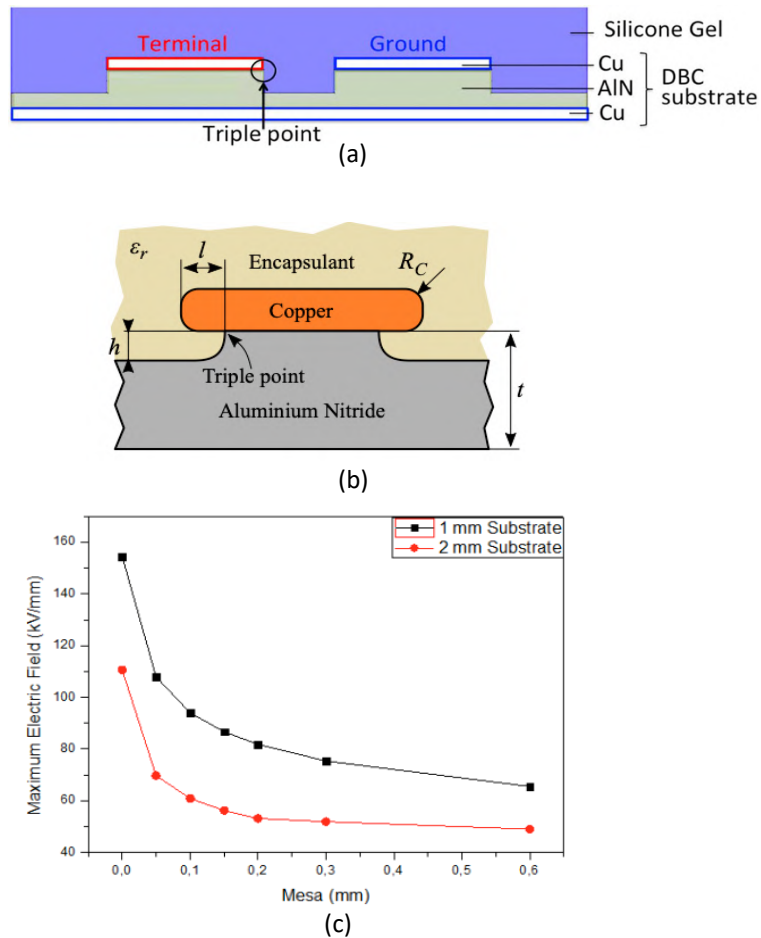


Figure 16 : Schémas des géométries pour (a) la structure « MESA » [76]. (b) la structure avec métallisation saillante [83]. (c) Champ électrique maximal au point triple dans le gel de la structure « MESA » en fonction de la hauteur du congé de céramique [76].

rupture diélectrique (en régime sinusoïdal à 50 Hz), sur des lots de structures de test élémentaires (substrats métallisés immergés dans un fluide diélectrique). En moyenne sur un lot de 8 substrats en AlN (1 mm)-DBC (0,3 mm) avec structure MESA et sur un lot de 4 substrats AlN (1 mm) avec structure à électrode saillante comparé à un lot de 8 (respectivement 4) substrats de référence, une augmentation d'environ 30 % de la tension de seuil de détection de DP supérieures à 10 pC a été obtenue [76], [83]. Les résultats publiés font état cependant d'une relativement grande dispersion.

Ces structures permettent donc en théorie un meilleur compromis entre les performances électriques et thermiques sur le substrat, en offrant la possibilité de ne pas (ou moins) augmenter l'épaisseur de la céramique. Mais leur faisabilité en pratique reste à confirmer.

### II.B.3. Méthodes reposant sur les propriétés physiques des isolants

Dans cette approche, pour modifier la répartition des lignes de potentiel dans les isolants aux points triples en agissant sur les propriétés des matériaux, deux voies sont possibles : l'augmentation de la permittivité et/ou l'augmentation de la conductivité. Parmi les solutions rapportées dans la littérature, le matériau répartiteur d'équipotentiels peut être un matériau additionnel déposé en surface du substrat céramique, ou peut-être le

matériau d'encapsulation ou le substrat lui-même, fonctionnalisé par chargement avec des micro- ou nano-particules.

### II.B.3.a. Matériau additionnel déposé en surface du substrat

Waltrich et al. [84] ont proposé de déposer au pied de la métallisation de cuivre un matériau à permittivité diélectrique plus élevée que celle du gel d'encapsulation (voir Figure 17 deux configurations : une où le matériau remplit la tranchée entre les deux électrodes, et une où il reste très localisé au pied de chaque métallisation de Cu d'épaisseur 0,3 mm). Des simulations par éléments finis du champ en régime électrostatique montrent une réduction du champ au PT et le déplacement du pic de champ à l'extrémité du dépôt lorsque la permittivité augmente (cas d'un dépôt localisé). Une étude expérimentale de l'impact d'un tel dépôt et de sa géométrie a également été menée, retenant une résine époxyde de mise en œuvre compatible avec une production de masse, et de rigidité diélectrique et de permittivité supérieures à celles du gel utilisé. Pour les essais, les substrats sont montés au centre d'une embase métallique et immergés dans un liquide diélectrique. Comme pour les autres études, le gain de la solution est évalué par des mesures de PDIV (tension pour laquelle la charge des décharges partielles dépasse 10 pC). Ils démontrent dans tous les cas considérés (tranchées plus ou moins remplies) une élévation du PDIV, avec un meilleur gain de l'ordre de 20 % (13,5 kV en moyenne au lieu de 9,5 kV). La limitation de cette solution est que le champ électrique dans le gel à l'interface avec le matériau à forte permittivité reste élevé.

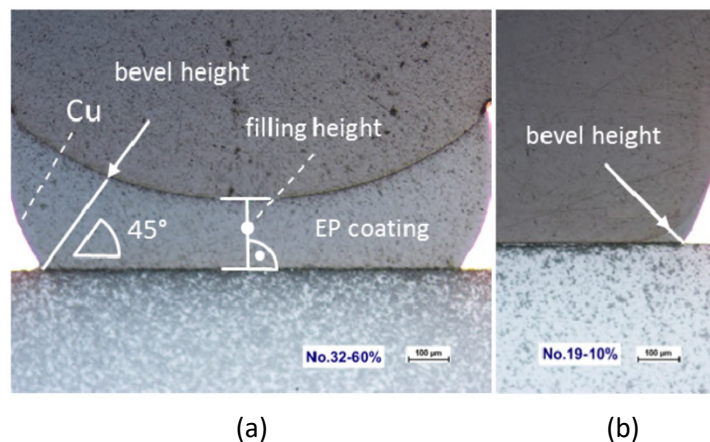


Figure 17 : (a) Matériau remplissant la tranchée entre deux électrodes (en blancs), (b) matériau localisé au pied de chaque métallisation (de Cu d'épaisseur 0,3 mm) [84].

Mitic et al. [85] ont proposé initialement la solution consistant au dépôt d'une couche semi-résistive en bord du substrat métallisé, connectant l'électrode supérieure haute tension à l'électrode inférieure à la masse, comme le montre la Figure 18 (a). Cette technique de gradation du champ est bien connue dans d'autres applications haute tension, notamment pour atténuer les renforcements de champ à l'extrémité des câbles de distribution d'énergie électrique ou dans les machines électriques. L'étude repose sur des simulations en régime statique et en régime de commutation avec un  $dV/dt$  de 10 kV/ $\mu$ s. Les auteurs montrent que la distribution du champ est améliorée au PT en régime statique, tout en indiquant qu'en régime de commutation, l'effet dépend fortement de l'impédance de la couche (sans



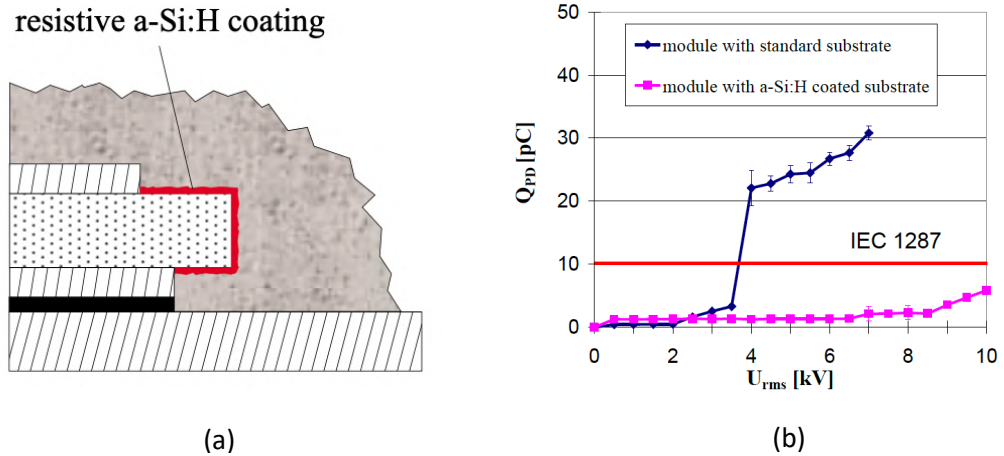


Figure 18 : (a) Schéma de la géométrie avec une couche résistive connectant les deux électrodes. (b) Comparaison de la charge des DP mesurées pour des modules avec la couche de a-Si:H et des substrats standard [85].

présenter de résultats quantifiés), le courant de conduction devant être supérieur au courant de polarisation. Pour l'étude expérimentale, le dépôt est un film de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H, élaboré par PECVD), d'impédance élevée, avec une conductivité électrique stipulée constante à  $10^{-5}$  S/cm (les auteurs annotant cependant une conduction augmentant lorsque le champ augmente). La technologie est validée par des tests de PDIV (à 50 Hz) en comparant des modules incluant des substrats avec dépôt, avec des modules incluant des substrats sans dépôt, tous encapsulés dans un gel silicone. La Figure 18 (b) montre la comparaison de la charge électrique équivalente des décharges partielles, mesurée pour les modules classiques (en bleu) et ceux avec une couche résistive (en rose). La charge ne dépasse pas 10 pC jusqu'à une tension de 10 kV pour ces derniers, alors que les modules classiques ne respectent plus ce critère dès que la tension atteint 3-4 kV. Comme indiqué dans la publication mais non étudié en pratique, cette méthode peut ne pas être applicable lorsque les variations de tension appliquées sont rapides (en particulier lors des commutations des transistors du module, avec des rampes supérieures à  $10$  kV/ $\mu$ s), le courant de conduction nécessaire pour combattre le resserrement des équipotentielles devant être supérieur au courant capacitif pendant le régime transitoire, donc élevé.

Pour pallier cette limitation théorique en fréquence, L. Donzel et al. [86] ont également proposé d'appliquer la technique de gradation du champ par couche résistive au cas du module de puissance, mais en utilisant un matériau à conductivité fortement dépendante du champ (Field Dependent Conductivity, FDC), ne présentant donc une conductivité élevée et fortement croissante que lorsque le champ électrique est supérieur à un seuil donné comme exprimé par la relation (69) :

$$\sigma(E) = \sigma_0 \left( 1 + \left( \frac{|E|}{E_b} \right)^{\alpha-1} \right) \quad (69)$$

où  $E_b$  est le champ seuil, et  $\alpha$  le coefficient de non linéarité.

Le système (un substrat AlN/Cu\_AMB immergé dans du gel silicone) est simulé sous à une excitation sinusoïdale de  $5,6$  kV<sub>rms</sub> à 50 Hz (Figure 19 (b)), dans le domaine temporel. La

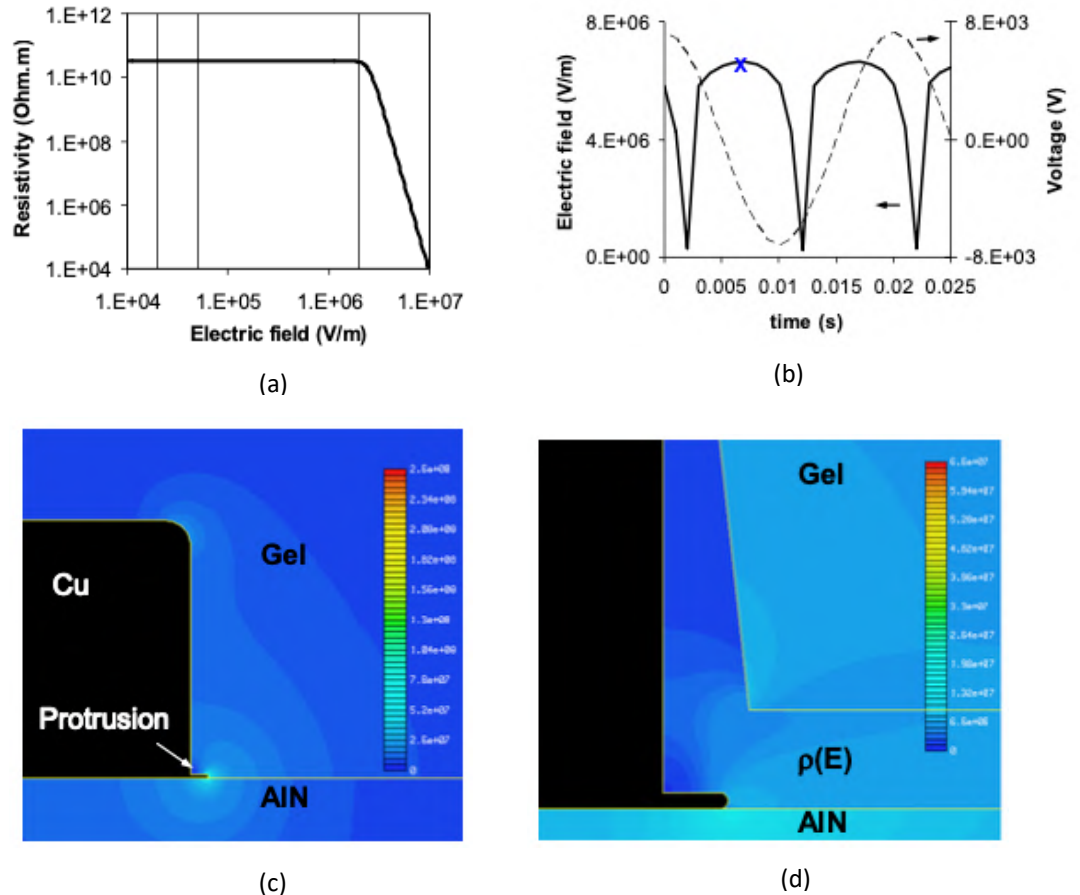


Figure 19 : (a) Dépendance de la résistivité en fonction du champ électrique de la couche non linéaire utilisée pour la simulation. (b) Tension appliquée et le champ simulé avec la couche non linéaire. (c) Distribution du champ électrique sans la couche non linéaire à 7 ms (d) Distribution du champ électrique avec la couche non linéaire à 7 ms [86].

Figure 19 (a) présente la caractéristique de résistivité en fonction du champ électrique utilisée pour modéliser la couche FDC (correspondant à un champ seuil  $E_b$  de  $2 \times 10^6$  V/m et à un coefficient de non-linéarité  $\alpha$  de 12). La permittivité de cette couche a été mesurée par spectroscopie égale à 12 à 50 Hz. La comparaison des distributions du champ sans et avec la couche de matériau FDC est montrée sur les Figure 19 (c) et Figure 19 (d). Le pic du champ électrique au point triple est réduit de 260 kV/mm (sans la couche non linéaire) à 7 kV/mm. L'étude expérimentale, réalisée à l'aide de structures élémentaires présentant deux électrodes concentriques espacées de 2 mm portées par un substrat céramique, a permis de caractériser électriquement le comportement non linéaire du composite polyimide chargé avec des microparticules de ZnO (PI/ZnO) utilisé dans ces structures. Aucune mise en œuvre au sein d'un module, ni validation expérimentale du gain sur la limitation en tension n'ont été rapportées dans ces travaux (ni par d'autres plus récents à notre connaissance).

L'investigation de la limitation à haute fréquence inhérente à l'ajout d'une couche de matériau FDC, a été plus explicitement traitée par Ghassemi et al., par des travaux de simulation par éléments finis dans le domaine temporel, en régime de tension sinusoïdale, et également en régime de tension en créneaux. Un résumé de ces travaux ([91]-[96]) fait l'objet du paragraphe II.B.3.c où les structures étudiées combinent cette solution avec certaines des solutions géométriques évoquées ci-dessus.

### II.B.3.b. Fonctionnalisation du matériau d'encapsulation

Les matériaux d'encapsulation polymères peuvent être eux-mêmes fonctionnalisés. Des matériaux à conductivité dépendante du champ (FDC) peuvent être obtenus par chargement avec des particules de type microvaristance (comme des particules de ZnO), ou par chargement avec des particules semi-résistives (par exemple SiC) avec un taux suffisamment élevé pour permettre l'apparition de la non linéarité dans les gammes de champ électrique visées (autour de 10 kV). Des matériaux à permittivité dépendante du champ (FDP) obtenus par introduction de particules ferroélectriques, telles que le titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ) [25] ou le titanate de zirconium de plomb (PZT) dans une matrice de polymère, peuvent aussi être mis en œuvre. Cette non-linéarité sur la permittivité est liée au processus de polarisation électrique à l'état spontané des particules ferroélectriques, qui est renforcée lorsque les particules sont soumises à un champ électrique surélevé.

Le choix d'un matériau d'encapsulation FDP est la solution étudiée dans [28] par Mme Wang, qui propose d'utiliser une encapsulation par gel silicone chargé avec 15% en volume de particules de  $\text{BaTiO}_3$ , dispersées de façon homogène. La dépendance de la permittivité relative de ce gel avec le champ est donnée par la relation :

$$\varepsilon_r = 6,4 + 1,3 * E \quad (70)$$

où E est la valeur efficace du le champ électrique sous une excitation à 50 Hz (Figure 20).

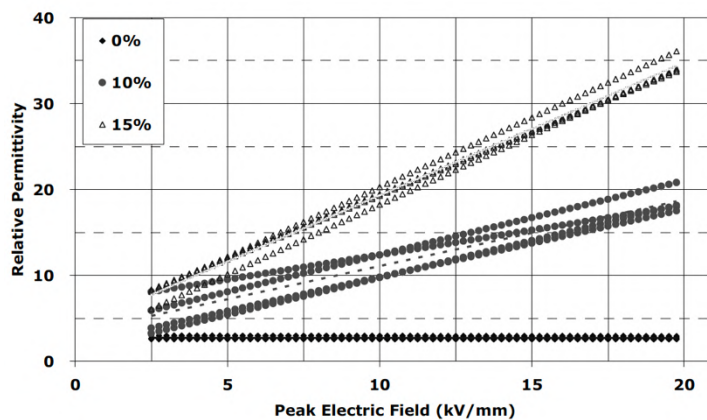


Figure 20 : Permittivité relative du gel chargé à différentes concentrations de  $\text{BaTiO}_3$ , à 50Hz [28].

Une étude par simulation E.F. en régime électrostatique de l'impact sur la distribution du champ électrique au sein d'une structure de module de puissance a été menée. Le Tableau 5 permet de comparer les résultats de la simulation du champ crête au PT dans le module avec le gel pur et avec le gel FDP, montrant une réduction de 24 % à 6 kV et 29 % à 12 kV. Les auteurs ont effectué une étude statistique expérimentale avec des mesures de PDIV sous tension alternative à 50 Hz utilisant une structure de module de puissance 3,3 kV identique au produit commercial. Les résultats obtenus pour chaque lot de 30 échantillons testés montrent une réduction de près de 60 % du PDIV entre le lot avec gel pur et le lot avec gel chargé à 15 % en volume de  $\text{BaTiO}_3$ .

Tableau 5 : Champ maximal observé dans le modèle pour les deux types de gel [28].

Tension (RMS)	Gel (kV/mm)	Gel FDP (kV/mm)
6 kV	22	16.7
12 kV	44	31.1

Les inconvénients de cette solution du point de vue applicatif sont d'une part une augmentation importante de la viscosité du matériau précurseur d'encapsulation pouvant compromettre la faisabilité de sa mise en œuvre, et d'autre part une augmentation des pertes en fonctionnement. Ils ont été évalués par les auteurs et jugés encore acceptables pour le gel chargé à 15 % en volume de BaTiO<sub>3</sub>.

Pour pallier l'inconvénient d'un compromis entre taux de chargement élevé (pour fonctionnaliser efficacement le matériau d'encapsulation) et une viscosité restant faible (pour permettre sa mise en œuvre), une autre technologie a été proposée au Laplace par notre groupe [87],[88],[89]. Cette solution a été étudiée dans le cas d'une encapsulation par un composite époxy/SrTiO<sub>3</sub>. Elle repose sur l'auto-structuration de sa composition par un procédé d'électrophorèse appliqué lors de la polymérisation du composite au sein du module. De cette façon, les particules à forte permittivité sont attirées dans les zones de renforcement du champ. La Figure 21 illustre un résultat d'encapsulation d'un substrat DBC par époxy/SrTiO<sub>3</sub> initialement chargée à 10 % en volume et auto-structurée durant le recuit par électrophorèse sous 500 V pendant 10 minutes [88].

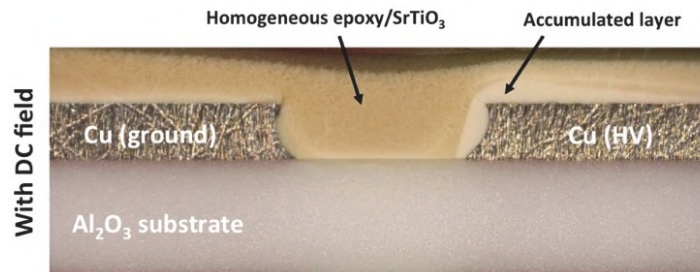
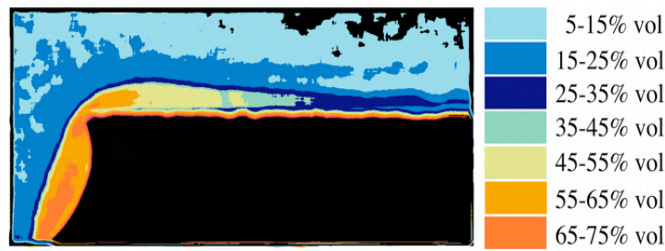


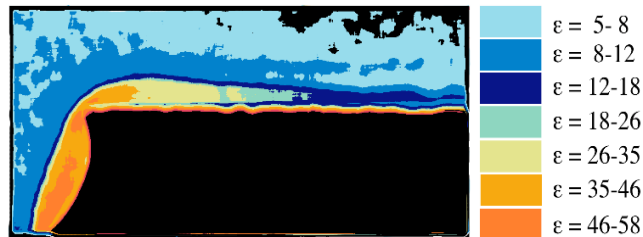
Figure 21 : Vue en coupe au microscope optique d'un substrat métallisé encapsulé par un composite époxy/SrTiO<sub>3</sub> auto-structuré par électrophorèse pendant le recuit de polymérisation [88].

La Figure 22 montre le résultat de la répartition de la concentration des particules de SrTiO<sub>3</sub> et de la répartition de la permittivité du matériau au voisinage de la métallisation du substrat (reconstruites numériquement à partir de mesures [89]). Des valeurs de permittivité plus élevées autour des arrêtes de l'électrode ( $\epsilon > 35$ ) et diminuant tout au long de la couche de FGM sur la face supérieure de la métallisation jusqu'à atteindre progressivement une valeur inférieure à 6 (comme pour les composites homogènes) ont été estimées.

La validité du concept a été analysée par des simulations E.F. en régime électrostatique pour des caractéristiques mesurées à 50 Hz, ainsi que par des résultats expérimentaux de caractérisation sur structures élémentaires à 50 Hz. Ils ont montré une atténuation significative du renforcement du champ simulé au point triple, tandis que la tension de claquage expérimentale (AC, fréquence: 50 Hz, rampe: 1 kVrms/s) a été augmentée de 70 % par rapport aux structures encapsulées avec époxy pure [89].



(a)



(b)

Figure 22 (a) : Distribution de la concentration des particules de  $\text{SrTiO}_3$  autour de la couche accumulée. (b) La distribution de la permittivité autour de la couche de particules accumulées [89].

Cependant, la solution reposant sur une encapsulation par matériau FDP présente aussi quelques inconvénients. La ferroélectricité des matériaux massifs (bulk) est dépendante de la température, elle va disparaître au-delà d'une certaine température, appelée point de Curie, ce qui va entraîner une chute de la permittivité. Dans le cas des composites, la permittivité est portée par la particule (ou l'interface ?) et nous n'avons pas trouvé d'études sur la permittivité des particules et leurs comportements en température, toutefois les gels ou époxy ont des limites en température qui se situent en dessous de la température de jonction maximale des dispositifs en SiC, capables de fonctionner jusqu'à 300 °C [90], les matériaux pour cette méthode risquent d'être inappropriés. De plus, comme nous l'aborderons plus loin, le principe de cette solution reposant sur le mécanisme de polarisation diélectrique, ne pourra pas être adapté aux systèmes soumis à une excitation continue mais uniquement comme protection pour un régime de tension variable.

### II.B.3.c. Combinaison des solutions géométriques avec matériaux fonctionnalisés

M. Ghassemi a proposé la combinaison de solutions géométriques et de solutions avec un dépôt d'une couche de matériau FDC (à conductivité dépendante du champ selon l'équation (69)) [91]-[96], reliant ou non l'électrode supérieure et inférieure (voir Figure 23). A partir de la solution géométrique de [93], elle a intégré un matériau FDC selon l'étude [85] et recherché par simulation E.F. l'influence de la variation de la permittivité (12 et 40) du matériau FDC sous des excitations sinusoïdales avec différentes fréquences (50 Hz, 500 kHz et 5 MHz) en faisant varier le coefficient de non linéarité  $\alpha$  (7, 12, 15, 20).

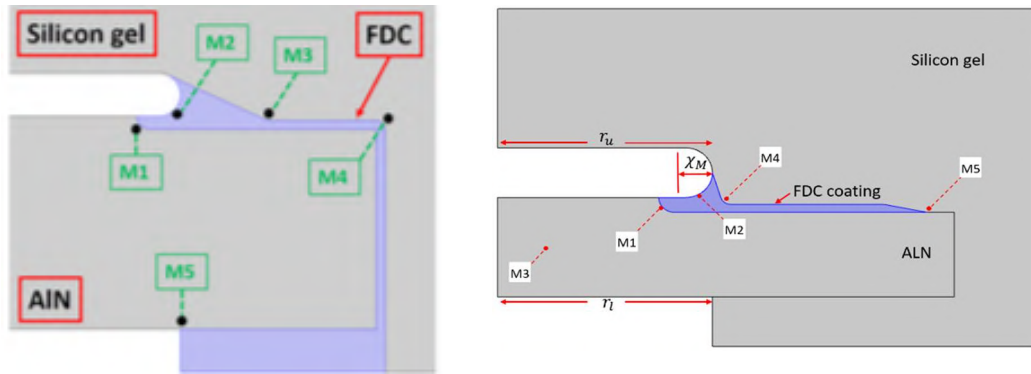


Figure 23 : Combinaison de la géométrie à électrode saillante avec une couche FDC connectant (à gauche [93]) ou ne connectant pas (à droite [93]) les électrodes supérieure et inférieure.

Les résultats montrent que l'augmentation de la permittivité et du coefficient de non-linéarité  $\alpha$  de la couche FDC permet une meilleure réduction du champ au point triple à haute fréquence. Dans [91] et [94], les simulations prenant en compte des couches avec différents champs de seuil  $E_b$  (1 kV/mm, 2,86 kV/mm et 5 kV/mm) soumises à une excitation sinusoïdale à 50 Hz montrent qu'un seuil plus faible permet de limiter le champ électrique au point critique. Dans [96], les mêmes conclusions sont obtenues dans le cas d'une excitation de tension en créneaux à différentes fréquences (60 Hz, 200 Hz, 20 kHz). Ces travaux de simulation confirment donc une diminution de l'efficacité de la couche à réduire le champ au point triple lorsque la fréquence augmente. Cette diminution est cependant d'autant moins importante que la couche FDC présente une permittivité  $\epsilon_r$  élevée, un champ  $E_b$  faible et un coefficient  $\alpha$  élevé.

#### II.B.4. Bilan de cette revue du point de vue de la conception

La problématique de la réduction du champ aux points triples du système d'isolation du module de puissance standard est apparue avec l'émergence des IGBTs en silicium de tenue en tension 6,5 kV. Le besoin, plus que jamais d'actualité, d'accroître le calibre en tension au-delà de 10 kV des dispositifs de puissance, et la perspective offerte de disposer de composants à semi-conducteur grand gap capables d'y parvenir à motiver les recherches dédiées à la montée en tension. Dans la grande majorité des travaux publiés, l'étude de conception repose sur des simulations numériques par E.F. de la répartition du champ électrique en régime électrostatique, sous polarisation sinusoïdale. L'effet de la fréquence de la tension sinusoïdale n'est pris en compte que par certaines des études s'intéressant à la mise en œuvre de matériaux FDC (par des simulations en régime temporel), afin de considérer l'efficacité de cette solution en présence de variations de tension très rapides. Quelques travaux considèrent aussi cette solution (par dépôt d'une couche FDC) pour des tensions appliquées en créneaux unipolaires, plus représentatives des conditions de fonctionnement des modules de puissance. Comme établi pour l'excitation sinusoïdale à fréquence élevée, l'efficacité de la réduction du champ pendant la phase transitoire de commutation dépend de la vitesse de variation ( $dV/dt$ ) du signal appliqué. Cependant, aucune étude parue à ce jour ne prend en compte des vitesses de variation de la tension

aussi élevées que celles induites par les puces en SiC, pour évaluer les paramètres du matériau FDC (champ seuil, coefficient de non-linéarité) nécessaires. De plus, l'évaluation des pertes en puissance engendrées par la mise en œuvre de matériaux FDC ou FDP au sein du module n'est que très peu abordée explicitement. Ces deux manques ont motivé les travaux que nous présentons dans le prochain paragraphe.

## **II.C. Simulation du système d'isolation avec une couche semi-résistive : étude paramétrique en régimes continu et d'impulsions**

Nous nous sommes intéressés à l'étude par simulation du système d'isolation du module comprenant une couche semi-résistive, soumis à un échelon de tension d'amplitude 20 kV, dont le front de montée est une rampe de pente  $k$ , variable jusqu'à une valeur maximale égale à 100 kV/ $\mu$ s (représentative des temps de commutation des nouveaux composants de puissance haute tension rapides en SiC). L'objectif est de quantifier plus explicitement que ne le fait l'état de l'art, le compromis entre une protection électrique du module de puissance efficace quelle que soit la dynamique de variation de la tension (tension continue, front de commutation) et des pertes générées par la couche de protection acceptables. On entend par protection, la réduction du renforcement de champ électrique aux points triples.

### **II.C.1. Présentation de l'étude de simulation**

Dans ce paragraphe, le choix de la géométrie simulée, les équations intégrées (COMSOL emploie le terme de « physique ») et le type d'excitation utilisé dans COMSOL vont être décrits. Les résultats de simulation de la répartition du champ électrique, sous l'effet de l'application d'un échelon de tension avec fronts de montée de différentes pentes, seront analysés en considérant deux cas d'étude : la présence d'une couche en surface à conductivité constante, et la présence d'une couche à conductivité dépendante du champ (FDC) avec différents jeux de paramètres ( $\alpha$ ,  $E_b$ ).

### II.C.1.a. Description de l'étude de simulation

La géométrie du système d'isolation avec couche résistive, simulée sous COMSOL, est présentée en Figure 24(a). Le système comprend : un substrat céramique en AlN (largeur : 50 mm, épaisseur : 2 mm), deux électrodes supérieures (largeur : 15 mm, épaisseur : 0,3 mm, distance inter-électrode : 2 mm) et une électrode inférieure (largeur : 42 mm, épaisseur : 0,3 mm) en cuivre, qui forment un substrat AlN-DBC (remarque : le profil du bord des électrodes est représentatif du profil réel de ce type de substrat métallisé gravé par attaque chimique [77], [89]). Ce substrat AlN-DBC est recouvert par une couche de matériau résistif (largeur : 32 mm, épaisseur : 0,1 mm) (Figure 24 (b)). Il est encapsulé par du gel silicone dont l'épaisseur au-dessus des électrodes supérieures est de 15 mm. Cet ensemble est environné de part et d'autre d'une couche d'air d'épaisseur supérieure à 25 mm, et sa largeur totale est 100 mm (laissant une marge latérale de 25 mm entre le bord du matériau céramique et la limite de la structure simulée pour limiter les effets de bord).

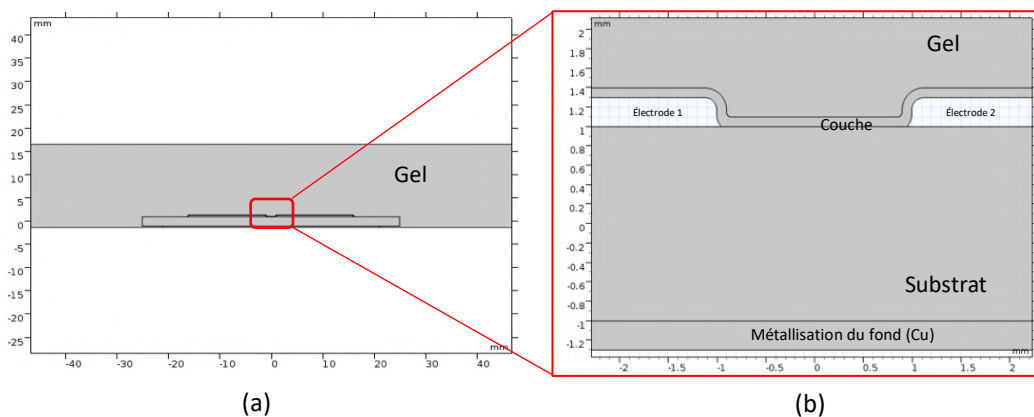


Figure 24 : (a) Schéma global de la géométrie simulée. (b) Dilatation au niveau de la zone inter-électrode.

La tension appliquée au niveau de l'électrode 1 (à gauche) considérée dans cette étude est **un échelon de 20 kV** dont le front de montée est une rampe de **pente variable k**. L'électrode 2 et la métallisation inférieure sont à la masse. Pour simuler le régime transitoire et prendre en compte les non-linéarité, il est indispensable de faire une simulation temporelle (solveur temporel). Les conditions aux limites de la structure simulée sont définies comme limites 'Isolation électrique' ce qui signifie qu'aucun courant électrique ne circule dans ces limites et que les équipotentielles sont normales à ces limites.

Afin de connaître les valeurs maximales du champ électrique  $E$  dans les isolants (gel et substrat) en évitant d'être trop proche d'un point singulier (mathématiquement, le champ  $E$  au point triple est infini), les lignes L1 et L2 dans le gel, et L3 dans la céramique, sur lesquelles le champ  $E$  sera calculé sont définies, positionnées à une distance de 15  $\mu\text{m}$  des zones critiques (comme représenté en Figure 25).

*Remarque : au voisinage des interfaces entre les matériaux et au voisinage du point triple, la taille du maillage utilisée est inférieure à 5  $\mu\text{m}$ .*



*Remarque : pour la structure standard sans couche (la couche se voit implémenter les mêmes valeurs de propriétés que le gel), nous mesurons le champ dans le gel à 15  $\mu\text{m}$  du PT (ligne symétrique à L3 vis à vis du plan de coupe entre le substrat et la « couche FDC »).*

Enfin, les propriétés électriques implémentées pour le gel silicone et le substrat céramique sont reportées Tableau 6. La structure utilisée comme **référence** pour évaluer l'impact des paramètres de la couche résistive sur la répartition du champ sera **le système d'isolation standard** (céramique et gel, sans couche), simulée en affectant à la couche les mêmes propriétés que celles du gel. Les valeurs des paramètres considérés pour définir la conductivité de la couche semi-résistive, pour les deux cas d'étude considérés (à conductivité  $\sigma$  constante et à  $\sigma$  dépendante du champ) seront données aux paragraphes correspondants.

Tableau 6 : Propriétés électriques des matériaux de substrat et d'encapsulation pour la structure simulée.

Constituant	Permittivité relative $\epsilon_r$	Conductivité $\sigma$ (S/m)
Substrat en AlN	9	$10^{-11}$
Gel silicone	2,7	$10^{-13}$

La Figure 25 illustre un résultat de simulation en régime permanent de la répartition du champ obtenue après application sur l'électrode 1 d'un échelon de tension d'amplitude 20 kV dont le front de montée  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ , à l'instant  $t = 1 \text{ s}$ , dans le cas de la structure de référence. Comme prévu, nous pouvons observer un renforcement du champ au point triple.

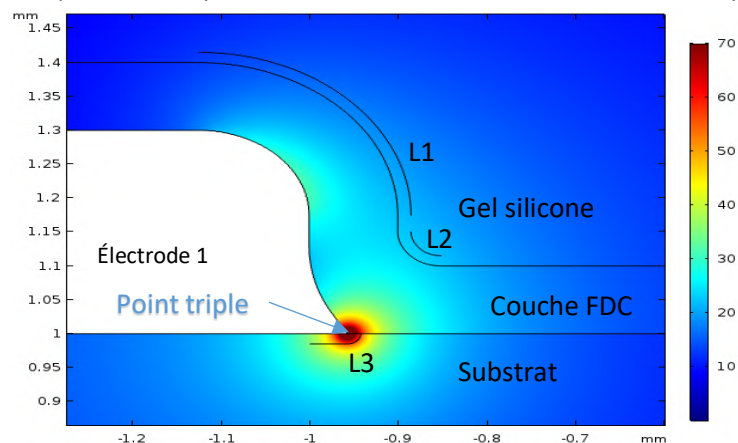


Figure 25 : Distribution du champ au point triple sans couche résistive à 1 s de l'application d'un échelon de tension d'amplitude 20 kV (La couche a les mêmes propriétés que le gel).

Nous allons étudier par la suite l'impact des propriétés de conductivité de la couche résistive sur l'évolution temporelle de la valeur maximale du champ au voisinage de ce point triple.

### II.C.1.b. Cas du système d'isolation standard (de référence)

La simulation de l'évolution temporelle des valeurs maximales du champ électrique dans le substrat AlN et dans le gel silicone pour la structure sans couche semi-résistive a pour objectif de fournir les valeurs de référence pour l'évaluation de l'aptitude de la couche à réduire ces grandeurs, à chaque instant d'application de la tension.

La Figure 26 (a) montre les évolutions du champ maximal dans le substrat (courbe bleue) et dans le gel (courbe rouge) pour un échelon de tension avec une rampe  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (courbe verte). Pendant la montée initiale de la tension, le champ maximal dans le substrat (respectivement dans le gel) croît rapidement et vaut  $E_{\text{maxA}} = 55,64 \text{ kV}/\text{mm}$  (respectivement  $59,14 \text{ kV}/\text{mm}$  dans le gel) à la fin de la rampe à  $t_A = 0,2 \mu\text{s}$  (voir zoom en Figure 26(b)). Ensuite, pendant la phase d'invariance de la tension, l'intensité du champ électrique continue d'augmenter jusqu'à atteindre  $E_{\text{maxB}} = 66,97 \text{ kV}/\text{mm}$  dans le substrat (respectivement  $75,39 \text{ kV}/\text{mm}$  dans le gel) au régime permanent (après 50 s).

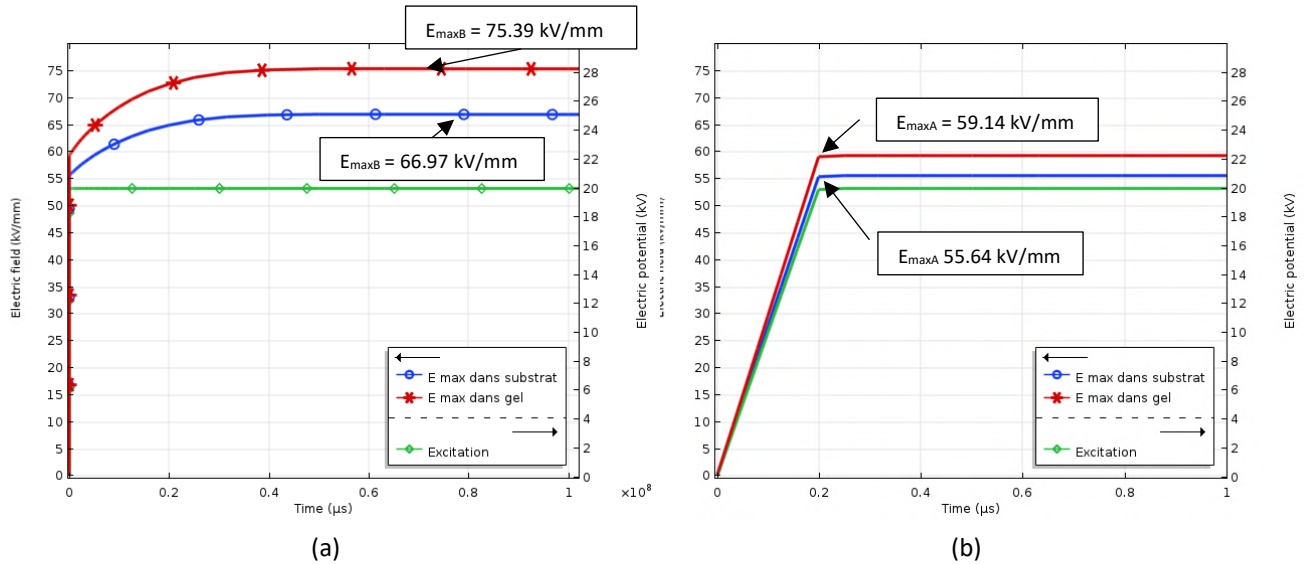


Figure 26 : Evolution de  $E_{\text{max}}$  dans le substrat (courbe bleue) et le gel (courbe rouge) vs. le temps (a) de 0 à 100 s, (b) de 0 à  $1 \mu\text{s}$ . Le potentiel appliqué à l'électrode 1 est un échelon d'amplitude 20 kV et de rampe  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (courbe verte).

L'allure des courbes de la Figure 26 peut être expliquée de façon simple en considérant les matériaux diélectriques présents comme des condensateurs [75], et comme suivant l'un ou l'autre des deux comportements 'limites' d'une charge de condensateur, selon que sa constante de temps,  $\tau = \epsilon_0 \epsilon_r / \sigma$ , est très grande ou très petite devant la vitesse de variation de la tension appliquée  $V_a(t)$ . Dans le premier cas, l'évolution du champ dans le diélectrique est gouvernée par le courant de déplacement induit par la variation de la tension (comportement 'capacitif'). Dans le second cas, l'évolution du champ est gouvernée par le courant de dérive (comportement 'résistif'). Autrement dit, le terme en  $\frac{dD(t)}{dt}$  est prépondérant dans le premier cas, alors que c'est le terme en  $\sigma E(t)$  qui prédomine dans le second cas dans l'équation (58) de la densité de courant présentée au chapitre 1 page 23.

Les valeurs des constantes de temps correspondant aux matériaux diélectriques impliqués dans la structure standard (calculées avec les propriétés données Tableau 6) sont présentées au Tableau 7.

Tableau 7 : Constantes de temps des matériaux diélectriques de la structure simulée.

Matériau	Constante de temps $\tau = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma}$ (s)
Substrat en AlN	8 s
Gel silicone	239 s

Ainsi, la phase initiale de l'évolution du champ (Figure 26), correspondant à la rampe de l'échelon appliqué (de durée très inférieure à  $\tau_{AIN}$  et  $\tau_{gel}$ ), est gouvernée par les courants de déplacement.  $E_A$  dépend alors uniquement des valeurs des permittivités des matériaux diélectriques impliqués. La phase subséquente, sous polarisation constante, est gouvernée uniquement par les courants de dérive. Le champ  $E_B$  aux temps longs dépend uniquement des valeurs des conductivités [75].

En pratique, les fronts de commutation (ou les périodes des signaux appliqués au système d'isolation des modules de puissance sont de durées très inférieures aux constantes de temps présentées au Tableau 7 (d'autant plus s'il s'agira de composants de puissance à grand gap 'rapides'). En particulier pour cette étude, cela signifie que les valeurs des champs maximaux aux temps  $t_A$  (fin des rampes de montée) et aux temps longs pour la structure standard ne dépendent pas des valeurs de  $k$  (temps de commutation) considérées (dans la gamme des vitesses de commutation des puces de puissance). La Figure 27 présente le champ maximal à la fin de rampe (à 2  $\mu s$ ) quand  $k = 10$  kV/ $\mu s$ , illustrant, par comparaison avec les résultats obtenus pour  $k = 100$  kV/ $\mu s$  (Figure 21), que la variation de  $k$  n'influence pas le champ à la fin de rampe.

Les valeurs  $E_{maxA}$  et  $E_{maxB}$  présentées en Figure 26 seront donc utilisées par la suite, comme valeurs de référence du renforcement de champ dans le système d'isolation, pour le régime transitoire et pour le régime stationnaire.

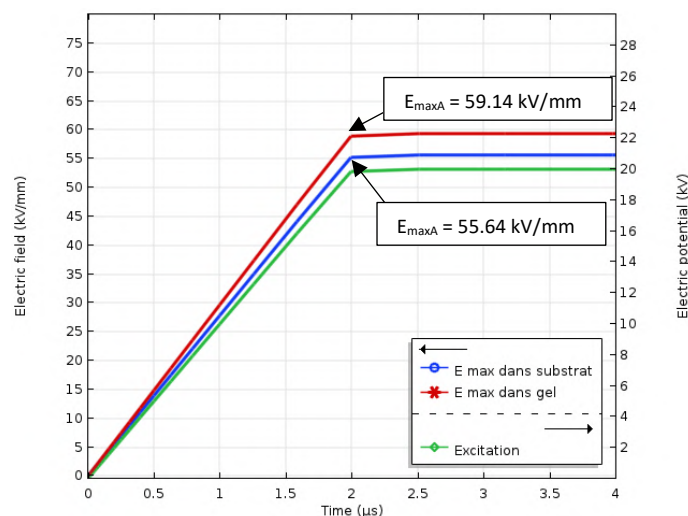


Figure 27 : Evolution de  $E_{maxA}$  dans le substrat (courbe bleue) et le gel (courbe rouge) vs. le temps de 0 à 4 $\mu s$ . Le potentiel appliqué à l'électrode 1 est un échelon d'amplitude 20 kV et de rampe  $k = 10$  kV/ $\mu s$  (courbe verte).

## II.C.2. Etude paramétrique du renforcement de champ électrique avec une couche semi-résistive

### II.C.2.a. Cas avec couche semi-résistive à conductivité constante et permittivité constante

Afin de réduire la contrainte électrique, une couche semi-résistive linéaire déposée en surface du substrat et connectant les deux électrodes est mise en œuvre dans le système. Comme discuté ci-dessus, l'évolution temporelle du champ au sein du système d'isolation va

dépendre de la constante de temps de cette couche, i.e. des valeurs de conductivité  $\sigma_{\text{couche}}$  et de permittivité  $\epsilon_{r(\text{couche})}$  du matériau.

Plusieurs valeurs de conductivité et de permittivité de la couche ont été explorées pour observer l'impact sur l'évolution temporelle de la contrainte électrique au sein du substrat et du gel, sous l'application d'un échelon de tension d'amplitude 20 kV, avec des rampes de montée élevées. Le Tableau 8 présente les propriétés physiques de la couche semi-résistives, considérées successivement dans les simulations ci-après.

Tableau 8 : Les propriétés électriques de la couche semi-résistive utilisées pour la structure simulée.

Régime observé	Permittivité $\epsilon_{r\text{couche}}$	Conductivité $\sigma_{\text{couche}}$ (S/m)	Constante de temps $\tau_{\text{couche}}$ associée aux valeurs
Temps longs	-	$10^{-11}$ à $10^{-4}$	-
Transition rapide	2	$10^{-4}$ à $10^{-2}$	0,18 $\mu$ s à 1,8 ns
Transition rapide	12	$10^{-4}$ à $10^{-2}$	1.1 $\mu$ s à 10,8 ns
Transition rapide	2 - 8 - 12 - 100 - 200	$10^{-4}$	0,18 ms - 0,71 ms - 1,1 ms - 8,9 ms - 17,7ms
Transition rapide	2 - 8 - 12 - 100 - 200	$10^{-6}$	17,7 ms – 70,8 ms – 0,11 ms – 1,8 ms

*i. Impact des propriétés de la couche aux temps longs*

Les résultats de simulation obtenus pour des valeurs croissantes de la conductivité de la couche sont présentées dans le Tableau 9.

Tableau 9 : Champ électrique max en régime permanent pour la configuration avec couche résistive linéaire.

$\sigma_{\text{couche}}$ (S/m)		$1.10^{-13}$	$1.10^{-11}$	$1.10^{-8}$	$1.10^{-6}$	$1.10^{-5}$	$1.10^{-4}$
$E_{\text{maxB}}$ (kV/mm)	AIN	75,39	47,10	22,95	22,87	22,87	22,87
	Gel	66,97	35,85	18,39	18,33	18,33	18,33

*Remarque : ces résultats ont été calculés par le solveur 'Statique' pour obtenir directement le régime établi sans calculer le régime transitoire.*

Grâce au courant de conduction circulant dans la couche, la contrainte électrique est atténuée lorsque  $\sigma_{\text{couche}}$  augmente, jusqu'à se stabiliser à une valeur minimale ne dépendant plus de  $\sigma_{\text{couche}}$  où les équipotentielles se répartissent uniformément (champ homogène). Le Tableau 9 montre qu'une valeur  $\sigma_{\text{couche}}$  de l'ordre de  $1.10^{-8}$  S/m permet déjà une réduction maximale et significative des champs  $E_{\text{maxB}}$  dans le substrat et le gel aux temps longs, (respectivement de l'ordre de 38 % et 46 %), comparées au système de référence (le cas à  $\sigma = 1.10^{-13}$  S/m correspond au résultat de la structure standard traité ci-dessus).

*ii. Impact de la conductivité de la couche en régime de transition rapide ( $\epsilon_{r(\text{couche})} = 2$ )*

L'observation de l'évolution de la contrainte électrique maximale au moment de l'application de l'échelon de tension montre que l'atténuation des valeurs de champs nécessite des valeurs de conductivité  $\sigma_{\text{couche}}$  plus élevées que celle obtenue pour les temps

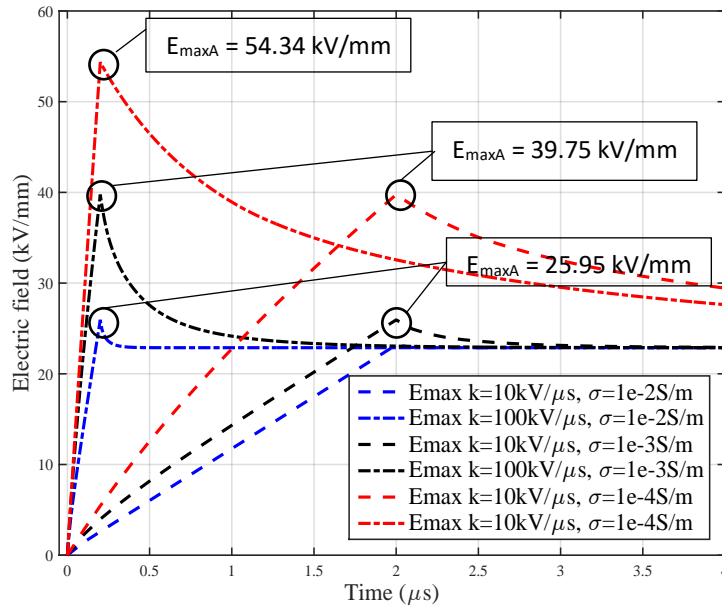


Figure 28 : Evolution de  $E_{\max A}$  dans le substrat pour différentes conductivités de la couche sous une excitation en échelon d'amplitude 20 kV avec différentes rampes  $k$ . Ceci est illustré par les résultats présentés sur la Figure 28 (dans le substrat) et la Figure 29 (dans le gel) pour trois valeurs de  $\sigma_{\text{couche}}$  ( $10^{-4} \text{ S/m}$ ,  $10^{-3} \text{ S/m}$ ,  $10^{-2} \text{ S/m}$ ), et pour deux valeurs de rampe  $k$  (10 kV/ $\mu\text{s}$  et 100 kV/ $\mu\text{s}$ ) de l'échelon de tension appliqué.

Si l'on compare le temps de montée de la tension à la constante de temps de la couche, la couche à  $\sigma_{\text{couche}} = 1.10^{-4} \text{ S/m}$ , avec une constante de temps de l'ordre de 0,1  $\mu\text{s}$ , a peu d'impact sur le champ maximal dans le substrat  $E_{\max A}$  à  $t_A = 0,2 \mu\text{s}$  (la fin de la rampe de pente  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ). Et  $E_{\max A}$  reste élevé, proche de la contrainte maximale obtenue dans le substrat de la structure de référence. Cette même couche protège en revanche plus efficacement le substrat dans le cas où la durée de la montée de tension devient d'un ordre de grandeur supérieure à  $\tau_{\text{couche}}$  (comme observé lorsque la rampe de pente  $k = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ).

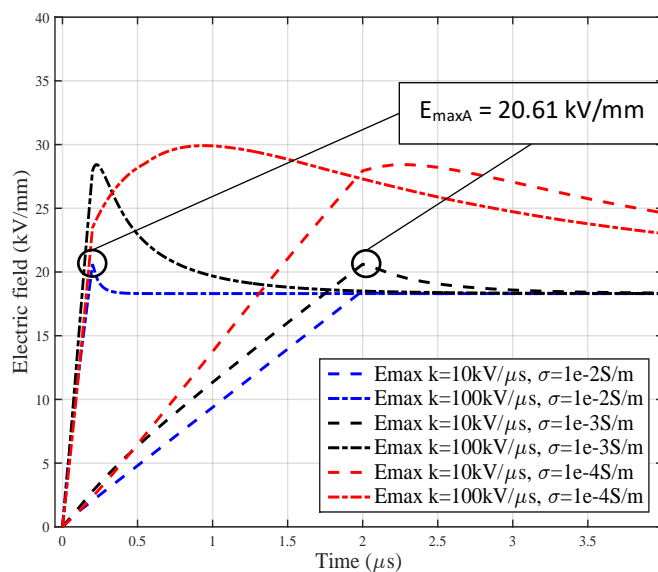


Figure 29 : Evolution de  $E_{\max A}$  dans le gel pour différentes conductivités de la couche sous une excitation en échelon d'amplitude 20 kV avec différentes rampes  $k$ .

La valeur  $E_{\max A}$  trouvée à la fin de la rampe de chaque cas résulte de la compétition entre l'augmentation de la tension (augmentation du champ électrique qui dépend de la vitesse de balayage  $k$ ) et la vitesse de réduction du champ électrique (qui dépend de la constante de temps  $\tau_{\text{couche}}$ ). La Figure 28 montre qu'afin de conserver les mêmes performances de réduction du champ électrique au régime transitoire, la conductivité de la couche doit être augmentée 10 fois tandis que la vitesse de croissance de la tension augmente 10 fois. Par exemple,  $E_{\max A}$  vaut 25,95 kV/mm dans le substrat pour une couche de conductivité  $10^{-3}$  S/m sous une excitation avec  $k = 10$  kV/ $\mu$ s et pour une couche de conductivité  $10^{-2}$  S/m sous une excitation avec  $k = 100$  kV/ $\mu$ s (ce sont les mêmes conclusions dans le gel Figure 29).

Avec une constante de temps de la couche très inférieure à la durée correspondant à la fin de la rampe de montée ( $t_A$ ) qui est de l'ordre de 1 ns ici dans le cas simulé avec une couche à  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-2}$  S/m, on observe qu'il est possible de réduire la contrainte électrique à sa valeur minimale 25,95 KV/mm (quasiment la même qu'au temps longs,  $E_{\max B}$  voisine de 23 kV/mm) même pour les valeurs les plus élevées de  $k$  considérées dans cette étude.

La Figure 30 permet d'observer la distribution du champ électrique dans le système d'isolation à l'instant  $t_A$  (de fin de rampe de montée de l'échelon) montrant aussi :

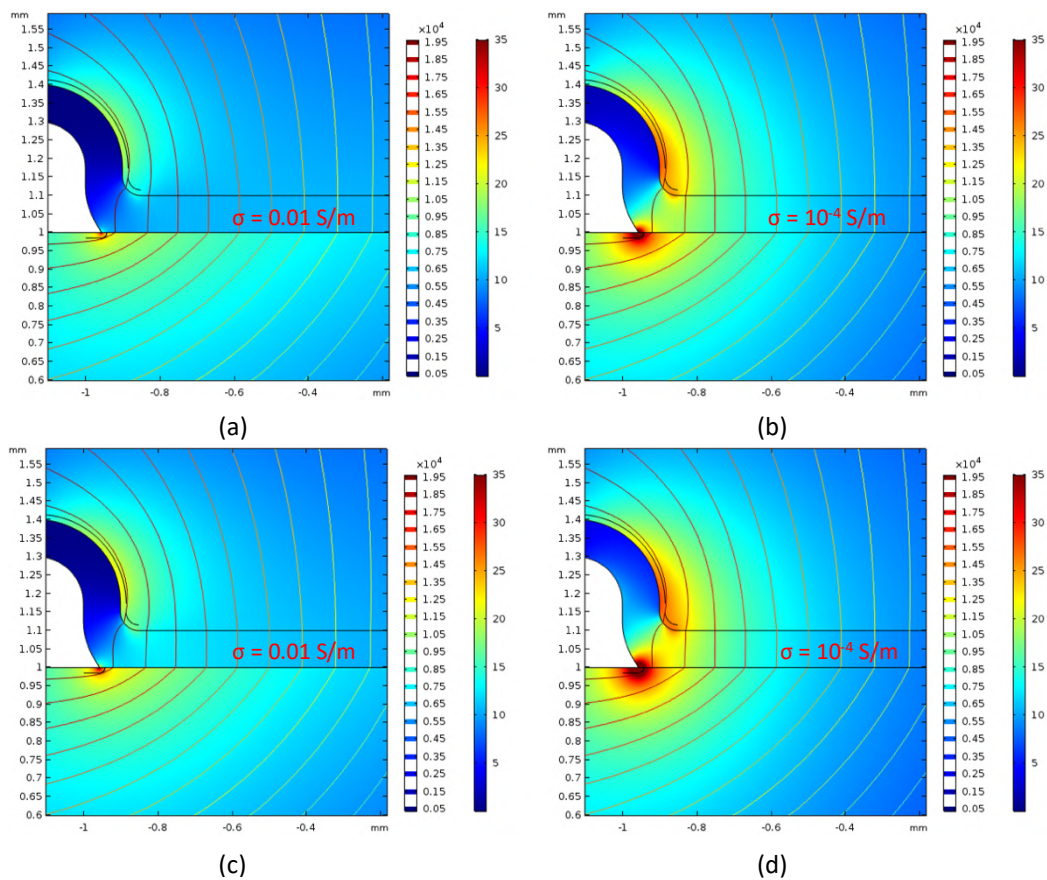


Figure 30 : Distribution du champ au point triple pour la configuration avec couche résistive linéaire, sous une excitation en échelon, à la fin de la rampe avec (a)  $\sigma = 0,01$  S/m,  $k = 10$  kV/ $\mu$ s, (b)  $\sigma = 10^{-4}$  S/m,  $k = 10$  kV/ $\mu$ s, (c)  $\sigma = 0,01$  S/m,  $k = 100$  kV/ $\mu$ s (d),  $\sigma = 10^{-4}$  S/m,  $k = 100$  kV/ $\mu$ s.

- la réduction de la contrainte de champ électrique lorsque la conductivité de la couche augmente à  $k = 10 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (comparer (a) et (b)), et à  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (comparer (c) et (d)),
- l'augmentation de la contrainte électrique lorsque la rampe  $k$  augmente à  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-4} \text{ S/m}$ , (comparer (a) et (c)), et à  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-2} \text{ S/m}$  (comparer (b) et (d)).

### iii. Impact de la permittivité de la couche en régime de transition rapide

Comme la permittivité relative influence la constante de temps de la couche ( $\tau_{\text{couche}}$  est proportionnelle à  $\epsilon_{\text{couche}}$ ), la Figure 31 reporte l'évolution du champ électrique pour différentes valeurs de permittivité de la couche ( $\epsilon_r=2, 8, 12$ ) pour deux valeurs de conductivité ( $\sigma_{\text{couche}}= 10^{-2}, 10^{-4} \text{ S/m}$ ) de la couche sous une excitation d'échelon avec  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ . Lorsque la conductivité de la couche est assez faible (égale à  $10^{-4} \text{ S/m}$ ), la valeur du pic du champ transitoire diminue de  $54,34 \text{ kV/mm}$  à  $44,99 \text{ kV/mm}$  et  $41,71 \text{ kV/mm}$  quand la permittivité augmente de 2 à 8 et 12. Dans cette situation où la constante de temps de la couche n'est pas suffisamment petite par rapport à la durée de la rampe, l'évolution du champ en régime transitoire dépend du rapport entre la permittivité de la couche et la permittivité du substrat.

Par contre, pour une conductivité de couche suffisamment élevée, le système atteint plus rapidement le régime permanent (régime permanent non observé sur la Figure 31) et la réduction du champ dépend presque essentiellement de la conductivité de la couche (pour la même géométrie examinée). Par conséquent, la variation considérée ici de la permittivité de la couche n'a presque aucun effet sur la valeur du pic du champ transitoire lorsque la conductivité de la couche est aussi élevée que  $10^{-2} \text{ S/m}$ , comme illustré par la Figure 31.

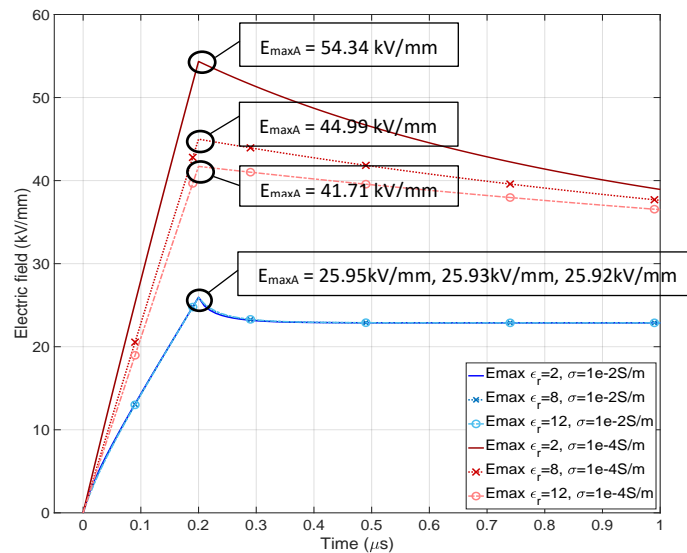


Figure 31 : Evolution de  $E_{\text{maxA}}$  dans le substrat pour différentes conductivités ( $10^{-2}, 10^{-4} \text{ S/m}$ ) et permittivités (2, 8, 12) de la couche sous une excitation en échelon d'amplitude 20 kV avec  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .

Pour les couches dont la conductivité n'est pas suffisamment élevée, nous continuons à augmenter la permittivité de la couche pour observer sur la Figure 32 l'évolution du champ électrique pour différentes valeurs de permittivité de la couche ( $\epsilon_r = 12, 50, 100, 200$ ) pour deux valeurs de conductivité ( $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-4}$  et  $10^{-6} \text{ S/m}$ ) de la couche sous une excitation

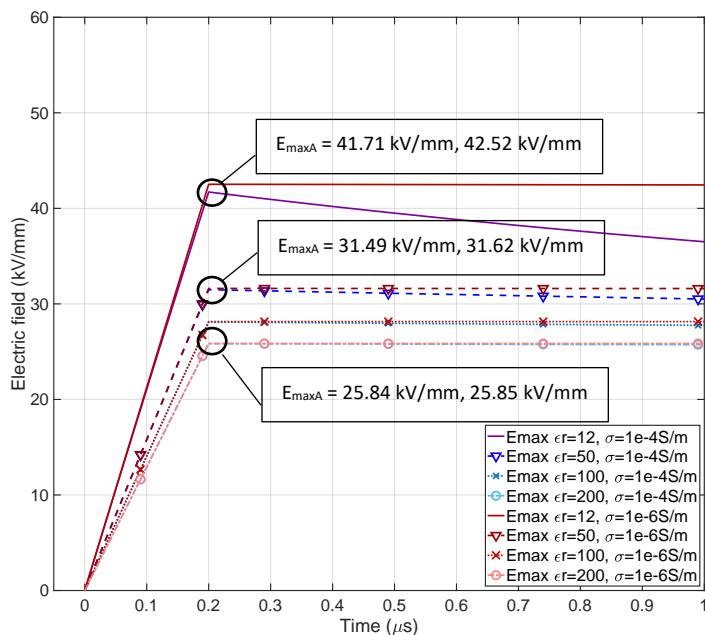


Figure 32 : Evolution de  $E_{\max A}$  dans le substrat pour différentes conductivités ( $10^{-4}$ ,  $10^{-6}$  S/m) et permittivités (12, 50, 100, 200) de la couche sous une excitation en échelon d'amplitude 20 kV avec  $k = 100$  kV/ $\mu$ s.

d'échelon avec  $k = 100$  kV/ $\mu$ s. Puisque la distribution du champ électrique en régime permanent est déterminée par la conductivité des matériaux, les résultats correspondants ( $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-4}$  et  $10^{-6}$  S/m) peuvent être trouvés dans le Tableau 9 (22,87 kV/mm).

Au fur et à mesure que la permittivité de la couche augmente, même les couches à faible conductivité peuvent réduire le champ électrique près du PT dans le substrat à une valeur voisine de 26 kV/mm. L'effet sur la réduction de l'intensité du champ électrique est donc le même que celui de l'augmentation de la conductivité. Lorsque la permittivité est à une valeur élevée (plus grande que 50), l'intensité du champ électrique transitoire est presque indépendante de la conductivité de la couche. En effet, la conductivité de la couche décide la distribution du champ au régime permanent, et la compétition entre l'augmentation de la tension ( $k$ ) et la vitesse de réduction du champ électrique ( $\tau_{\text{couche}}$ ) décide le champ transitoire.

En conclusion, dans le cas de la mise en œuvre d'une couche résistive linéaire, il a été démontré que pour bien contrôler la réduction du champ électrique en régime permanent et en régime transitoire, une conductivité électrique de la couche suffisamment élevée est nécessaire. Pour les futurs modules de puissance comprenant de nouveaux dispositifs à commutation à vitesse élevée (jusqu'à  $k$  de l'ordre de 100 kV/ $\mu$ s), des conductivités aussi élevées que celles mentionnées ci-dessus (de l'ordre de  $10^{-2}$  S/m) seraient nécessaires pour contrôler le champ au régime transitoire du blocage du composant. Une solution alternative à l'augmentation de conductivité est l'augmentation de la permittivité relative de la couche. Dans le cas évoqué, des valeurs de  $\epsilon_r$  supérieures à 100 seraient nécessaires. Dans ce dernier cas, pour limiter le renforcement du champ également aux temps longs, la valeur du champ étant contrôlée par les conductivités des matériaux, la conductivité de la couche devra être supérieure à  $10^{-8}$  S/m.



Jusqu'à présent, nous avons seulement discuté de la manière de réduire l'intensité du champ électrique local aux PT en modifiant les propriétés physiques de la couche semi-résistive, mais pour un système d'isolation, le courant de fuite pendant le fonctionnement du dispositif est également une question très importante à discuter. La contrepartie de la présence d'une couche aussi conductrice en surface du substrat céramique au sein du module est un courant de fuite et des pertes de puissance générées prohibitives dans le système électrique. Une couche avec une permittivité trop élevée peut quant à elle générer une grande quantité de courant de déplacement (courant capacitif) pendant la commutation. Ces valeurs seront estimées en détail dans la section II.C.3.

Une couche déposée en surface du module, pouvant adapter automatiquement ses propriétés en cas d'augmentation du champ, a été proposée comme une solution « intelligente » pour réduire la contrainte électrique sans entraîner de courant de fuite excessif (comme vu plus au paragraphe II.B.3.b). Dans la section suivante, les simulations avec une telle couche diélectrique non linéaire, de type FDC ou FDP, sont aussi discutées.

#### **II.C.2.b. Cas de la structure avec couche semi-résistive à conductivité dépendante du champ (FDC)**

On considère maintenant qu'une couche résistive non linéaire reliant les électrodes est mise en œuvre dans la structure simulée. La conductivité en fonction du champ électrique est définie par les paramètres ( $\sigma_0$ ,  $E_b$ ,  $\alpha$ ) selon l'équation (69) page 44. Pour cette étude :

- la conductivité  $\sigma_0$  a été fixée égale à  $10^{-13}$  S/m,
- le champ seuil  $E_b$  est une variable de valeur parmi : 2 kV/mm, 3 kV/mm, 5 kV/mm, 10 kV/mm,
- l'exposant de non linéarité  $\alpha$  est une variable de valeur parmi : 10, 12, 14, 15, 16,
- la permittivité  $\epsilon_{r(\text{couche})}$  est fixée à 12 (pour reprendre la valeur considérée en référence [86]).

Par ailleurs, les simulations sont réalisées sous une excitation en échelon avec la vitesse de montée  $k = 100$  kV/ $\mu$ s.

##### *i. Impact des propriétés de la couche aux temps longs*

Nous analysons d'abord les résultats des simulations résolues en régime stationnaire. Ils sont présentés Tableau 10. Nous observons que les couches avec  $E_b = 2$  kV/mm, 3 kV/mm, 5 kV/mm présentent les mêmes performances sur la réduction de la contrainte électrique dans le substrat (avec  $E_{\text{maxB}}$  proche de 25 kV/mm dans le substrat). Pour ces valeurs de  $E_b$ , l'impact est un peu plus sensible dans le gel, où la plus faible valeur du champ maximal est obtenue lorsque  $E_b$  vaut 5 kV/mm ( $E_{\text{maxB}}$  voisin de 17 kV/mm dans le gel). En revanche, une valeur trop élevée de  $E_b$  dégrade l'efficacité de la couche à réduire le renforcement du champ au PT, comme on l'observe pour le cas où  $E_b$  est égal à 10 kV/mm. Par ailleurs, cette efficacité est très peu dépendante des valeurs du paramètre  $\alpha$  considérées.

Comparés au cas avec une couche semi-résistive linéaire, ces résultats montrent donc qu'une performance équivalente à celle obtenue pour  $\sigma_{\text{couche}}$  de conductivité supérieure ou égale à  $10^{-6}$  S/m peut être atteinte aux temps longs.

Tableau 10 :  $E_{\text{maxB}}$  dans le gel et le substrat pour la configuration avec la couche FDC en régime stationnaire.

$E_b$ (kV/mm)	$\alpha$	$E_{\text{maxB}}$ - substrat (kV/mm)	$E_{\text{max}}$ - gel (kV/mm)
2	10	<b>25,03</b>	18,28
3	10	<b>25,02</b>	17,73
5	10	<b>25,63</b>	<b>16,95</b>
10	10	35,71	21,29
2	12	<b>24,97</b>	18,33
3	12	<b>24,97</b>	17,80
5	12	<b>25,14</b>	<b>16,76</b>
10	12	33,70	20,06
2	14	<b>25,06</b>	18,45
3	14	<b>25,07</b>	17,95
5	14	<b>25,06</b>	<b>16,76</b>
10	14	32,34	19,31
2	16	<b>24,97</b>	18,43
3	16	<b>25,02</b>	17,99
5	16	<b>24,98</b>	<b>16,79</b>
10	16	31,27	18,70

*ii. Impact de la conductivité de la couche en régime de transition rapide ( $\epsilon_{r(\text{couche})} = 12$ )*

Nous analysons ensuite la distribution du champ à la fin de la rampe. Les distributions du champ et des lignes équipotentielles à  $t_A = 0,2 \mu\text{s}$  pour différents cas sont proposées sur la Figure 33. Contrairement au régime permanent, la couche avec la conductivité de champ seuil la plus faible et le coefficient  $\alpha$  le plus élevé a une meilleure performance pour contrôler le champ dans le substrat et le gel. La couche FDC avec  $E_b = 2$  kV/mm et  $\alpha = 16$  (Figure 33(c)) a ainsi une meilleure capacité à linéariser le potentiel parmi ces quatre exemples présentés (comparé à même champ seuil et  $\alpha$  plus faible (Figure 33(a)), ou avec champ seuil plus élevé et  $\alpha$  plus faible (Figure 33(b)) ou identique (Figure 33(d)).

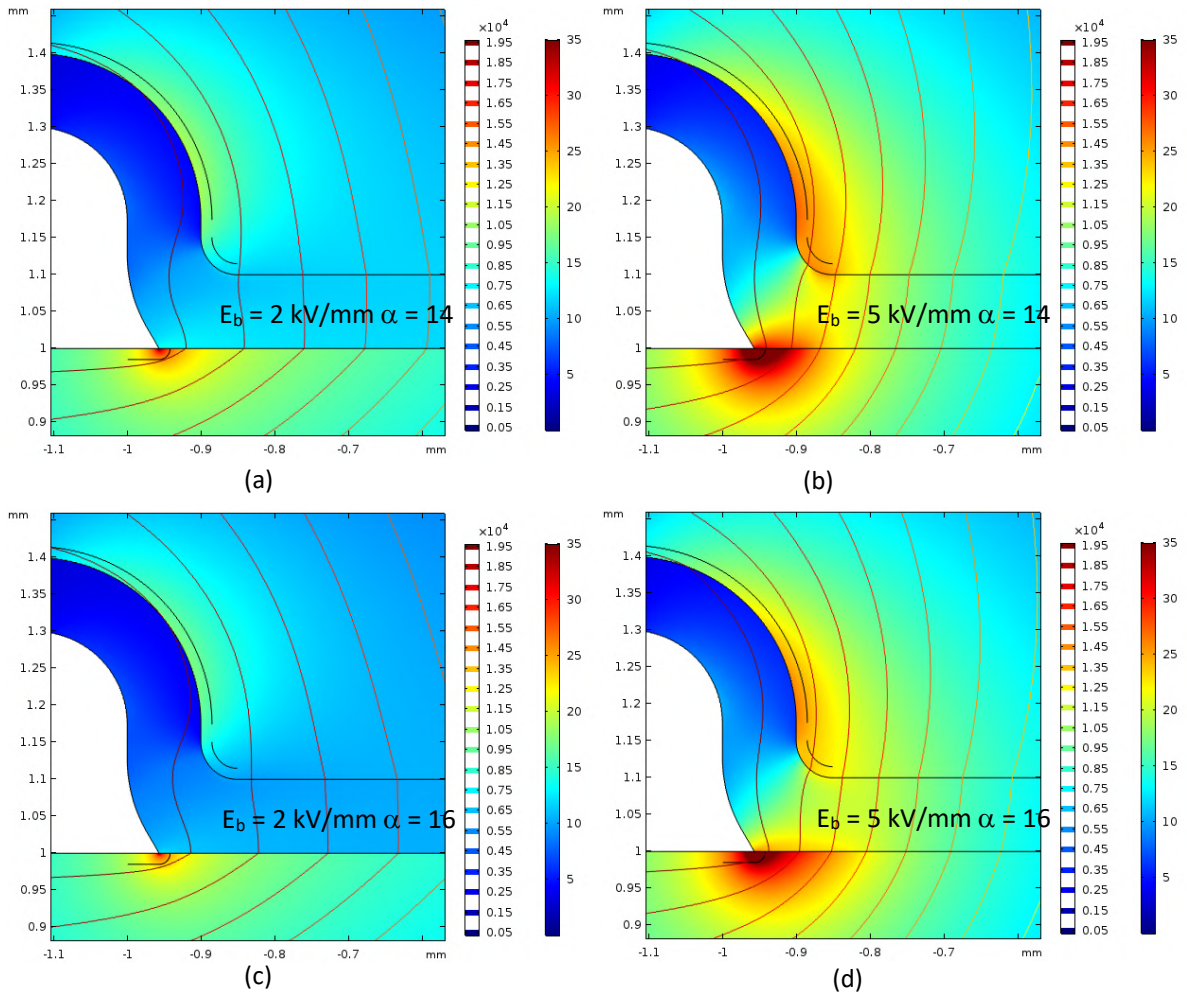


Figure 33 : Distribution du champ et des lignes équipotentielles à  $0,2 \mu\text{s}$  dans la configuration avec la couche FDC (a)  $E_b = 2 \text{ kV/mm}$ ,  $\alpha = 14$  (b)  $E_b = 5 \text{ kV/mm}$ ,  $\alpha = 14$  (c)  $E_b = 2 \text{ kV/mm}$ ,  $\alpha = 16$  (d)  $E_b = 5 \text{ kV/mm}$ ,  $\alpha = 16$ .

La Figure 34 montre l'évolution temporelle du champ électrique maximal dans le substrat pendant le régime transitoire pour tous les cas donnés (l'emplacement de la valeur maximale se déplace au cours de la simulation). Au début de l'excitation en tension, l'intensité du champ est faible dans la couche ( $E < E_b$ ), la couche FDC présente une conductivité constante très faible, par conséquent les taux d'augmentation du champ sont les mêmes dans tous les cas, gouvernés par les courants de déplacement dans les matériaux diélectriques. Lorsque la conductivité de la couche FDC augmente suffisamment sous l'effet de l'augmentation du champ (pour  $E$  devenant  $> E_b$ , donc d'autant plus tôt que  $E_b$  est faible), le courant de conduction qui traverse la couche impose un écartement des équipotentielles qui s'oppose à la croissance du champ. Enfin, un comportement plus non-linéaire ( $\alpha$  plus élevé) mène plus rapidement au régime permanent. Par conséquent, l'effet sur la réduction du champ dans le régime transitoire est plus important avec un  $E_b$  de faible valeur ou un  $\alpha$  élevé.

En conclusion, la mise en œuvre d'une couche semi-résistive non linéaire possédant un champ seuil  $E_b$  voisin de  $2 \text{ kV/mm}$  et un paramètre de non-linéarité  $\alpha$  élevé (égal à 15 ou 16)

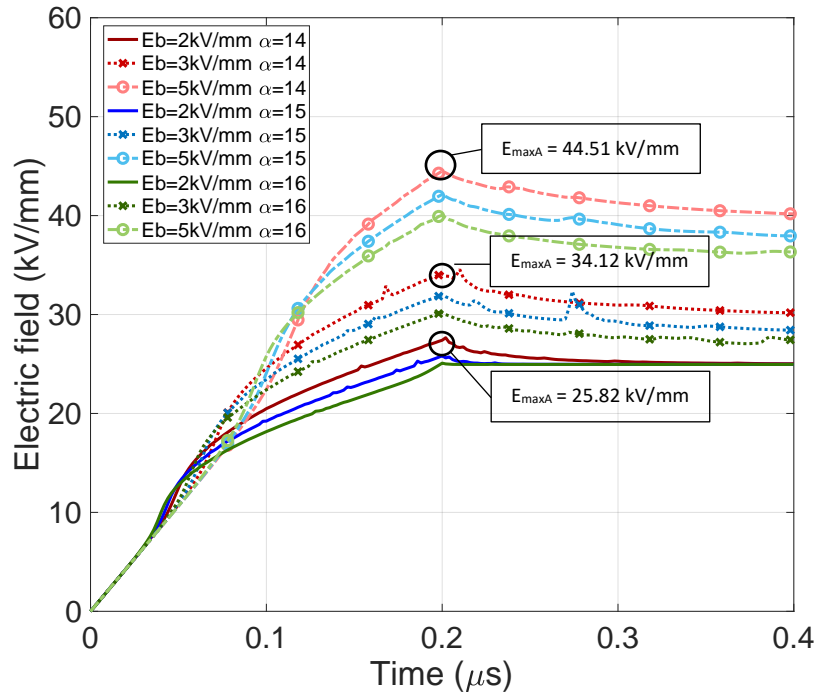


Figure 34 : Évolution du champ électrique maximal dans le substrat avec la couche FDC sous une excitation d'échelon avec  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .

permet de réduire la contrainte électrique au point triple du système d'isolation du module de puissance, aux temps longs ainsi que durant les phases de variation de tension très rapide, avec la même efficacité qu'une couche à conductivité constante de valeur  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-2} \text{ S/m}$ .

### II.C.2.c. Cas de la structure avec couche à permittivité dépendante du champ (FDP)

L'augmentation de la permittivité de la couche semi-résistive peut réduire le champ électrique transitoire (Figure 31, Figure 32), mais une permittivité trop élevée peut entraîner du courant capacitif important pendant la commutation et ce courant peut affecter les pertes dans l'ensemble du circuit. Mais l'introduction d'un matériau FDP (avec permittivité fonction de  $E : \epsilon_r(E)$ ) peut éviter cet inconvénient tout en réduisant le champ électrique transitoire en modifiant la permittivité locale.

La couche FDP dont la permittivité suit la relation trouvée dans la littérature [28] suivante :

$$\epsilon_r = 6,4 + 1,3 * E \quad (71)$$

est donc considérée pour cette étude (l'intensité du champ  $E$  est exprimé en  $\text{kV/mm}$  dans la relation (71)).

Nous utilisons avec la même géométrie que précédemment, sous une excitation d'échelon avec  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .

*Remarque* : Nous ne paramétrons pas cette relation car nous n'avons pas été en mesure de trouver plus d'informations dans la littérature sur la plage de variation des différents coefficients de cette relation.

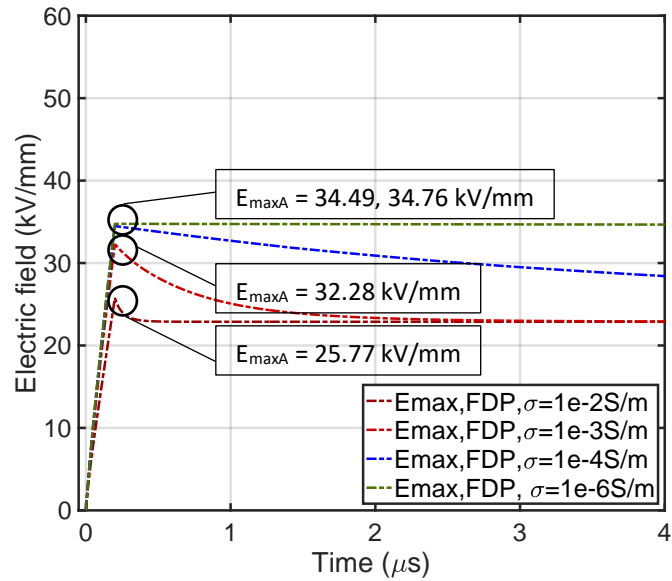


Figure 35 : Évolution du champ max proche de point triple dans le substrat en appliquant la couche FDP avec différentes conductivité.

Les résultats sur l'évolution du champ électrique maximal proche du point triple dans le substrat avec des conductivités différentes sont présentés sur la Figure 35. Par comparaison avec les résultats précédents ( $\sigma_{\text{couche}}$  constante et  $\epsilon_r = 12$  dans la Figure 28), le champ électrique au point triple dans le substrat est réduit de 36,5 % (si  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-4}$  S/m), de 18,9 % (si  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-3}$  S/m) et de 0,7 % (si  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-2}$  S/m). Ainsi, la couche FDP réduit la contrainte électrique transitoire au PT en augmentant la permittivité locale, mais sa contribution devient dépendante de la valeur de la conductivité de la couche lorsque celle-ci devient supérieure à  $10^{-6}$  S/m, et la contribution résultant du courant de conduction devenant prépondérante.

La couche FDP considérée ici peut donc aider à réduire la contrainte électrique au point triple pendant la phase transitoire, tout en conservant une conductivité peu élevée, de valeur inférieure à  $10^{-6}$  S/m. Même si elle ne permet pas une réduction aussi élevée qu'avec une couche à  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-2}$  S/m, ou avec une couche à FDC optimisée, ou avec une couche avec permittivité supérieure à 100, elle permet de restreindre la valeur pic  $E_{\max A}$  dans le substrat à une valeur voisine de 35 kV/mm (comparée à 59 kV/mm sans couche, et comparée à la meilleure valeur minimale de 26 kV/mm obtenue avec les autres solutions étudiées précédemment (dans ce cas d'étude et pour une rampe de tension de 100 kV/ $\mu$ s).

Dans ce qui suit, nous allons comparer les effets de ces méthodes sur le courant de fuite du système et les pertes engendrées.

## II.C.3. Évaluation en termes de courant de fuite et de puissance des pertes induites dans la structure

### II.C.3.a. Évaluation du courant de fuite induit pour la couche semi-résistive

Outre l'aspect de la réduction maximale du champ au point triple, les solutions linéaires et non linéaires doivent être comparées du point de vue du courant de fuite induit dans le circuit et de la puissance des pertes associées.

Pour estimer le courant de fuite aux électrodes de la structure simulée (telle que décrite au paragraphe II.C.1.a, page 51), une profondeur de la structure égale à 10 mm a été supposée pour obtenir un volume à partir de la simulation 2D. Le courant de fuite est déduit du calcul de l'intégrale des densités de courant à travers l'électrode (la surface de cette électrode est 1,5 cm<sup>2</sup>).

Dans un premier temps, nous comparons le courant de fuite pour une couche linéaire et une couche FDC, avec  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-2} \text{ S/m}$  et  $\epsilon_{r(\text{couche})} = 12$  pour le cas linéaire et les quatre cas non linéaires simulés avec les paramètres suivants :  $E_b = 2 \text{ kV/mm}$  avec  $\alpha = 15$  et  $\alpha = 16$ ,  $E_b = 3 \text{ kV/mm}$  avec  $\alpha = 14$ ,  $E_b = 5 \text{ kV/mm}$  avec  $\alpha = 14$ , et  $\epsilon_{r(\text{couche})} = 12$ . Les cas non linéaires ( $E_b = 2 \text{ kV/mm}$  avec  $\alpha = 15$  et  $\alpha = 16$ ) conduisent à une réduction équivalente du champ en régime transitoire sous une excitation d'échelon avec rampe  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ , que le cas linéaire comme montré précédemment en Figure 31 et Figure 34 et reporté au Tableau 11. Les deux autres cas non linéaires permettent quant à eux de considérer un cas intermédiaire et un pire cas (parmi ceux simulés) en terme d'abaissement du champ  $E_{\text{maxA}}$ .

Tableau 11 :  $E_{\text{maxA}}$  dans le substrat pour différentes couches FDC (comparées avec  $\sigma_{\text{couche}} = 10^{-2} \text{ S/m}$ ).

$\sigma_{\text{couche}}$	$\epsilon_{r(\text{couche})}$	$E_{\text{maxA}}$ dans le substrat (kV/mm)
$E_b = 2 \text{ kV/mm}$ avec $\alpha = 15$	12	25,82
$E_b = 2 \text{ kV/mm}$ avec $\alpha = 16$	12	25,08
$E_b = 3 \text{ kV/mm}$ avec $\alpha = 14$	12	34,12
$E_b = 5 \text{ kV/mm}$ avec $\alpha = 14$	12	44,51
$\sigma_{\text{couche}} = 10^{-2} \text{ S/m}$	12	25,92

Les évolutions temporelles du courant de fuite résultant des différentes configurations sont indiquées sur la Figure 36. Nous pouvons observer deux phases, la phase de montée de la tension (lorsque  $t < 0.2 \mu\text{s}$ ) et la phase où la tension appliquée est constante. La même excitation sur un matériau purement capacitif conduirait à un courant constant (dérivée de la rampe de tension) puis un courant nul pour  $t > 0,2 \mu\text{s}$ . Les résultats présentés confirment l'intérêt du matériau FDC pour limiter significativement le courant de fuite résistif ( $t > 0,2 \mu\text{s}$ ), de plus d'un ordre de grandeur selon les paramètres retenus. Ils montrent aussi l'impact non négligeable du paramètre  $\alpha$  sur le courant généré dans la couche, qui, pour  $E_b = 2 \text{ kV/mm}$ , est plus faible avec une couche moins non linéaire ( $\alpha = 15$ , comparé à  $\alpha = 16$ ), alors qu'il

n'impacte pas le pic de champ. On observe aussi l'impact du champ seuil sur la réduction du courant de fuite (si  $E_b$  plus grand), et donc le compromis existant, pour ce paramètre, avec la réduction du renforcement de champ (si  $E_b$  plus faible).

Ceci permet de quantifier et confirmer l'intérêt de la solution à conductivité non linéaire par rapport à la solution à conductivité constante, permettant d'ajuster la même efficacité de réduction de champ tout en réduisant les courants de fuite résistifs additionnels (cas de la couche FDC avec  $E_b = 2$  kV/mm avec  $\alpha = 15$ , en vert sur la Figure 36).

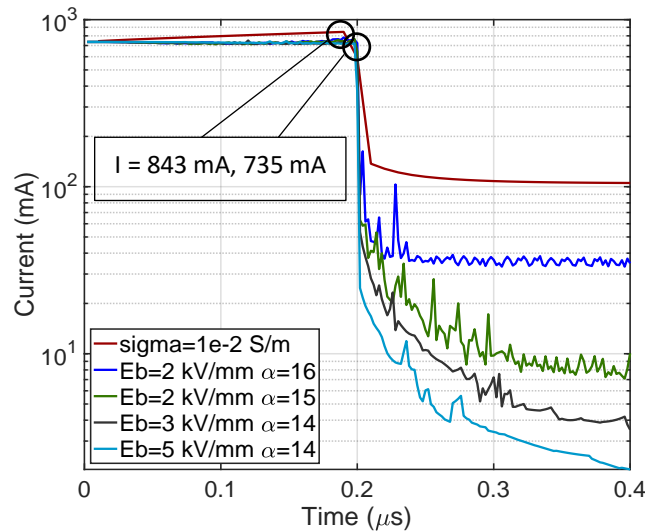


Figure 36 : Courant à travers l'électrode gauche avec différentes couches (linéaires et DC), sous une excitation en échelon d'amplitude 20 kV et de rampe  $k = 100$  kV/ $\mu$ s.

### II.C.3.b. Comparaison des courants de fuite induits avec une couche FDC et avec une couche à forte permittivité

L'augmentation du paramètre permittivité étant un autre moyen d'agir sur la contrainte électrique durant les régimes transitoires que celui consistant à augmenter la conductivité, on se propose de comparer les courants de fuite induits par les couches FDC avec ceux créés par les couches FDP et à permittivité constante élevée étudiées précédemment (en utilisant pour la simulation les mêmes hypothèses et méthodes sur la même structure).

On considère à nouveau, pour la couche FDC, un meilleur cas ( $E_b = 2$  kV/mm avec  $\alpha = 15$ , à  $E_{A_{max}}$  minimal), et un cas intermédiaire ( $E_b = 3$  kV/mm avec  $\alpha = 14$ , de compromis entre  $E_{A_{max}}$  et courant de fuite résistif), comparables (en termes de réduction du champ) avec les performances respectives de la couche avec permittivité constante égale à 200, et de la couche FDP (voir résultats en Figure 32 et Figure 35). Le Tableau 12 rappelle les valeurs du champ maximal  $E_{maxA}$  simulé à la fin de la rampe  $k = 100$  kV/ $\mu$ s en dernière colonne, pour chacun de ces cas. Les évolutions temporelles du courant de fuite résultant des différentes configurations sont présentées sur la Figure 37.

Tableau 12 :  $E_{\max A}$  dans le substrat avec couches FDC et FDP ( $\epsilon_r = 6,4 + 1,3 * E$ ) et à permittivité constante élevée.

$\sigma_{\text{couche}}$	$\epsilon_r(\text{couche})$	$E_{\max A}$ dans le substrat (kV/mm)
$E_b = 2 \text{ kV/mm}$ avec $\alpha = 15$	12	25,82
$E_b = 3 \text{ kV/mm}$ avec $\alpha = 14$	12	34,12
$10^{-4} \text{ S/m}$	FDP	34,49
$10^{-8} \text{ S/m}$	FDP	34,76
$10^{-6} \text{ S/m}$	200	25,85

Comme attendu, ces couches FDP ou à forte permittivité induisent un courant de fuite de nature résistive négligeable comparé à celui de la couche FDC (dépendant de la valeur de conductivité assignée, comme montré en Figure 36 avec les deux valeurs retenues pour les cas FDP). Une valeur constante élevée de permittivité peut en revanche introduire une augmentation non négligeable du courant capacitif pendant les phases de variation de la tension appliquée (d'environ 14 % dans l'exemple montré ici lorsque  $\epsilon_r = 200$ ). Celui-ci pourrait aussi être limité en réduisant la valeur de  $\epsilon_r$ , mais de serait au détriment de l'efficacité de limitation de la contrainte électrique (comme montré Figure 32). Si la nature de ce courant n'entraîne pas de pertes de puissance et de risque d'auto-échauffement au sein du système d'isolation, comme l'entraînent les courants de nature résistive, il peut induire des désagréments dans le circuit extérieur (pertes, perturbations électromagnétiques, ...).

Ces exemples quantifiés montrent qu'en pratique, l'optimisation du système d'isolation permettant de minimiser la contrainte électrique au PT reposera en fait sur une étude multicritères à définir en fonction de l'application visée. Ce paragraphe a mis en évidence l'un des compromis en jeu, à savoir le compromis entre réduction du champ au PT et limitation des

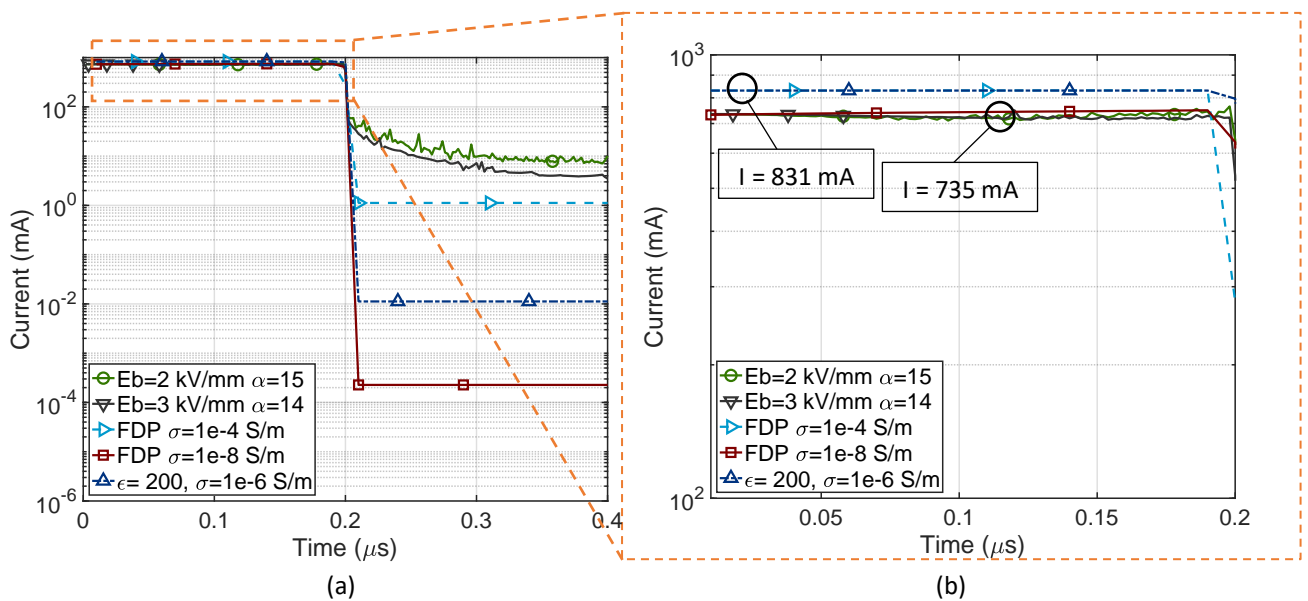


Figure 37 : Courant à travers l'électrode gauche avec différentes couches, sous une excitation en échelon d'amplitude 20 kV et de rampe  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$  (couche FDC et linéaire permittivité élevée). (a)  $[0, 0,4] \mu\text{s}$ , (b)  $[0, 0,2] \mu\text{s}$ .



perdes, et le fait qu'il existe quelle que soit la solution retenue. Nous allons pousser, au paragraphe suivant, notre démarche de conception, menée pour la solution FDC, jusqu'à une évaluation vis-à-vis d'un autre critère de dimensionnement possible : l'auto-échauffement induit par les pertes dans la couche FDC au sein du module de puissance.

### **II.C.3.c. Evaluation de la distribution des pertes électriques et de la température dans la couche FDC**

Les courants induits dans la couche vont conduire à des pertes électriques et à un échauffement interne de la couche semi-résistive, qui doivent également être considérés avec attention lors du processus de conception du système d'isolation.

#### *i. Distribution de la densité de puissance des pertes électriques*

La densité de la puissance dans le matériau semi-résistif peut être calculée à chaque nœud du maillage à partir du produit scalaire entre la densité de courant et le champ (72).

$$P = \vec{j} \cdot \vec{E} \quad (72)$$

Les distributions instantanées de la densité de puissance des pertes (en  $W/mm^3$ ) sont affichées sur la Figure 38, pour deux configurations du système d'isolation soumises à la même excitation (échelon de tension 20 kV,  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ), et calculées aux instants à  $0,2 \mu\text{s}$  et  $0,4 \mu\text{s}$  :

- avec une couche FDC telle que  $E_b = 2\text{kV}/\text{mm}$ ,  $\alpha = 15$  (Figure 38 (a) et (b)),
- avec une couche résistive linéaire telle que  $\sigma = 10^{-2} \text{ S}/\text{m}$  (Figure 38 (c) et (d)).

L'échelle des couleurs est fixée de manière identique pour les quatre simulations. A la fin de la rampe de commutation ( $t = 0,2 \mu\text{s}$ ), Figure 38 (a) et (c)) ou lors du plateau ( $t = 0,4 \mu\text{s}$ ), Figure 38 (b) et (d)), on observe une distribution beaucoup moins homogène de la densité de puissance dissipée au sein de la couche FDC, qui présente des zones au voisinage du PT, avec une densité de pertes maximale plus importante que dans le cas de la couche à forte conductivité constante (à savoir :  $5,21 \cdot 10^4 \text{ W}/\text{mm}^3$  vs.  $1,08 \cdot 10^4 \text{ W}/\text{mm}^3$  à  $t = 0,2 \mu\text{s}$ , et  $2,26 \cdot 10^4 \text{ W}/\text{mm}^3$  vs.  $5,25 \cdot 10^3 \text{ W}/\text{mm}^3$  à  $t = 0,4 \mu\text{s}$ ), et des zones plus éloignées à pertes beaucoup plus faibles.

Le plus faible courant de fuite induit dans le circuit par la couche FDC par rapport à la couche à forte conductivité n'est donc pas un critère suffisant d'évaluation. L'auto-échauffement lié à la concentration de la densité de pertes au voisinage du PT doit être estimé pour sa prise en compte dans l'évaluation globale de la fonctionnalité et de la fiabilité du système à concevoir.

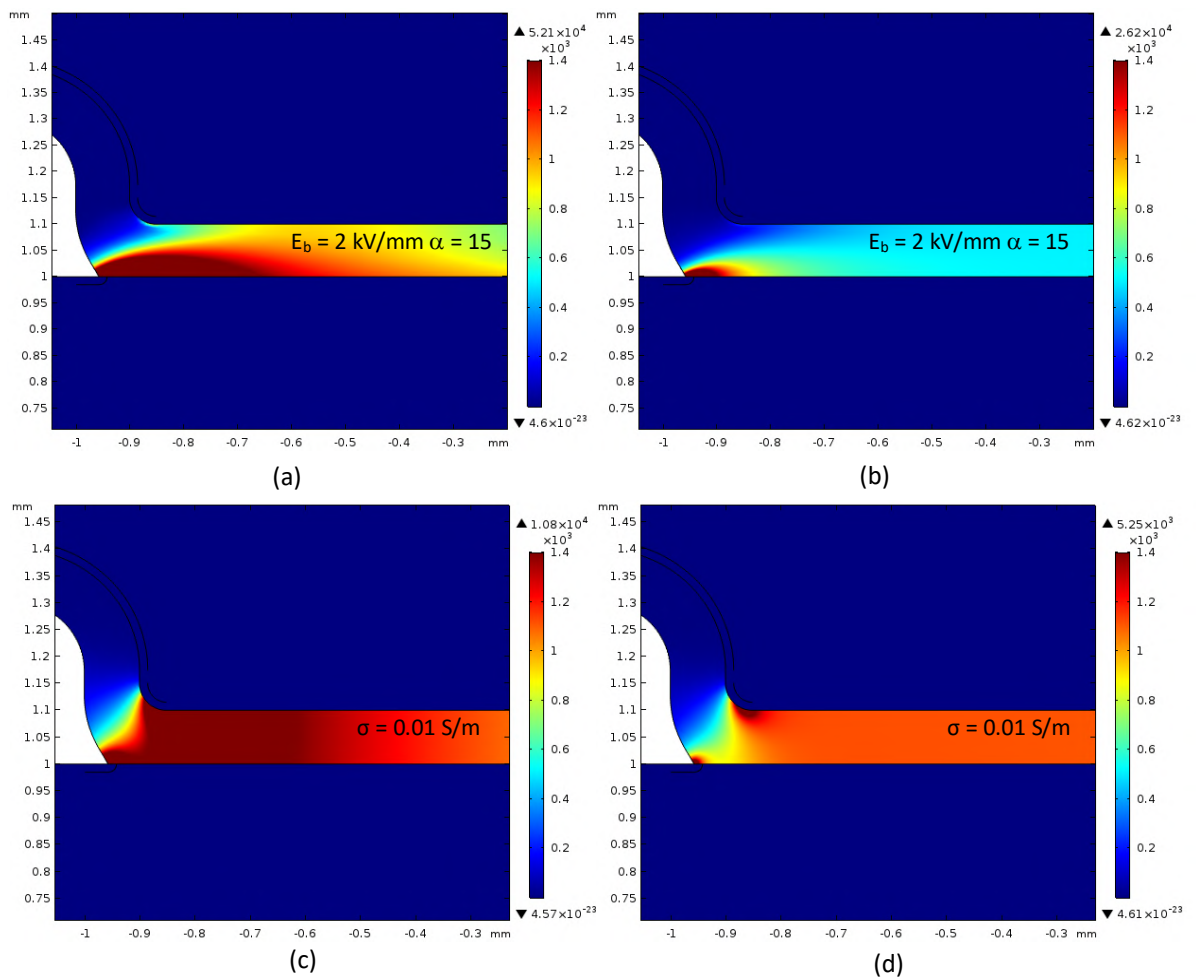


Figure 38 : Distribution de la densité de puissance sous une excitation en échelon d'amplitude 20 kV et de rampe  $k = 100 \text{ kV}/\mu\text{s}$  pour (a) couche FDC ( $E_b = 2 \text{ kV/mm}$   $\alpha = 15$ ) à  $0,2 \mu\text{s}$ , (b) couche FDC ( $E_b = 2 \text{ kV/mm}$   $\alpha = 15$ ) à  $0,4 \mu\text{s}$ , (c) couche linéaire ( $\sigma = 0,01 \text{ S/m}$ ) à  $0,2 \mu\text{s}$ , (d) la couche linéaire ( $\sigma = 0,01 \text{ S/m}$ ) à  $0,4 \mu\text{s}$ .

Nous proposons ci-après une méthode d'estimation de la distribution de température au sein du système d'isolation du module soumis à une excitation de tension de type MLI.

### ii. Estimation de l'élévation de température au sein de la couche FDC

La méthode proposée pour simuler les grandeurs électriques et les grandeurs thermiques permettant d'estimer l'élévation de température produite par la présence d'une couche FDC à l'aide de l'outil Consol MultiPhysics est décrite en Annexe A4 . La démarche suivie et les hypothèses émises sont résumées ici.

La structure utilisée pour la simulation considérée à titre d'exemple est, comme précédemment, le substrat céramique métallisé recouvert de la couche FDC et de l'encapsulant (gel), en y ajoutant la présence d'une source de chaleur simulant la dissipation d'une puce de semi-conducteur en fonctionnement de puissance notée  $P_{\text{puce}}$ . La métallisation inférieure du substrat céramique est supposée en contact avec un système de refroidissement par convection (de coefficient de convection thermique noté  $h_S$ ).

Nous montrons en Annexe A4 que l'on peut découpler les phénomènes dépendant des variables électriques (avec des variations très rapides), des phénomènes dépendant des variables thermiques (avec des variations aux constantes de temps beaucoup plus longues). Ce découplage permet de diviser la simulation en plusieurs étapes comme suit : une première étape de simulation électrique permettant d'évaluer la densité de puissance moyenne générée en régime établi par la couche semi-résistive en surface du substrat. Cette densité de puissance moyenne stationnaire, calculée en chaque point de la couche FDC, est ensuite utilisée comme seconde source de chaleur (en plus de  $P_{puce}$ ) pour effectuer dans un deuxième temps la simulation thermique permettant le calcul de la distribution de température au sein du système.

La couche FDC considérée est définie par les paramètres de champ seuil et de non-linéarité suivants :  $E_b = 3 \text{ kV/mm}$  et  $\alpha = 14$ . D'après l'étude précédente, ces propriétés permettent un compromis entre le contrôle du renforcement de la contrainte de champ au PT et le contrôle du courant de fuite.

Dans cette première approximation, nous avons supposé que les variables électriques et thermiques n'évoluent pas en fonction de la température.

Enfin, la source d'excitation électrique est une source d'impulsions de tension d'amplitude 20 kV, de rampe 100 kV/ $\mu\text{s}$ , de fréquence 100 kHz, de rapport cyclique égal à 0,5.

Avec ces conditions de simulation (et les valeurs des propriétés thermiques et électriques des matériaux données dans l'Annexe A4 ), nous avons pu calculer l'évolution temporelle de la température en tout point de la structure.

La Figure 39 (a) représente un zoom de la distribution de la température calculée au voisinage du PT (à l'instant  $t = 10 \text{ s}$  ici) et définit le point C où l'élévation locale de

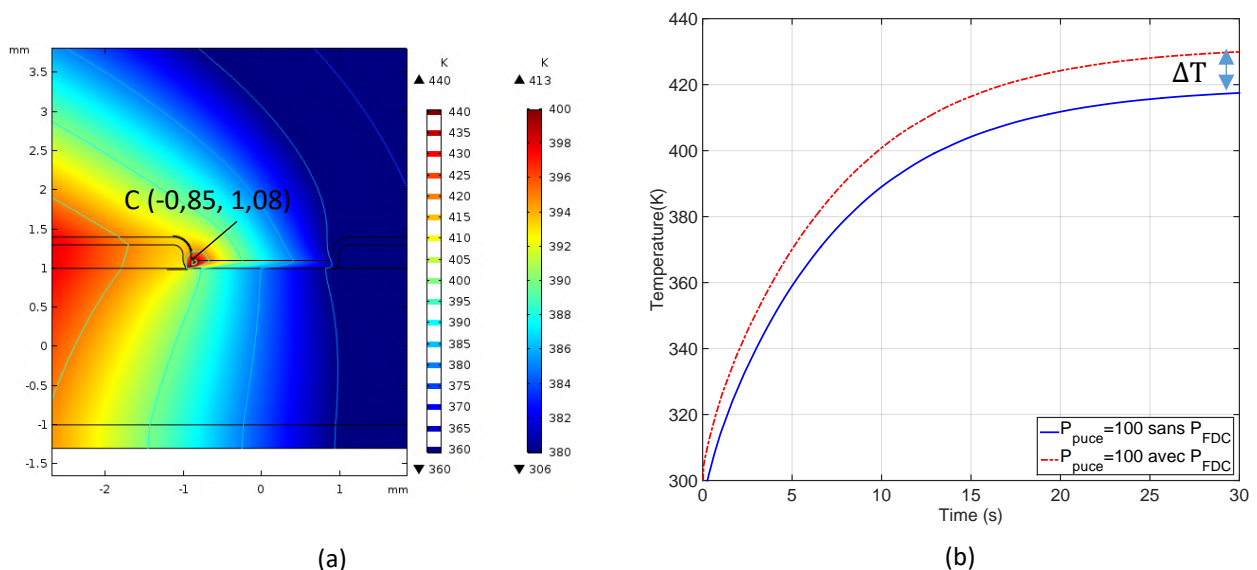


Figure 39 : (a) Distribution de la température à 10 s quand  $P_{puce} = 100 \text{ W}$  et  $h_s = 1000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ , (b) Evolution temporelle de la température au point C  $P_{puce} = 100 \text{ W}$  et  $h_s = 1000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ .

température est maximale. La Figure 39 (b) présente l'évolution temporelle de la température au point C dans la couche FDC, lorsque la puissance  $P_{puce}$  est égale à 100 W, et pour un coefficient de convection en face arrière  $h_s = 1000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ . Elle permet de comparer le cas avec prise en compte de la puissance dissipée par la couche FDC et le cas sans. Nous observons sur cette figure que l'écart de température induit par effet Joule au sein de la couche FDC considérée peut atteindre environ 12 °C en régime établi.

*Remarque* : nous notons aussi que ce régime établi est atteint après une durée d'application de la tension pulsée d'environ 30 s, durée très supérieure aux constantes de temps électriques en jeu, validant l'hypothèse de possibilité de découplage des dynamiques électriques et thermiques.

La Figure 40 permet de compléter ce résultat en montrant que l'échauffement ne dépend pas de la puissance dissipée par la puce ni de l'efficacité du refroidissement sur la température au point C en régime établi (à  $t = 30 \text{ s}$ ). Si un écart de 12 °C, pour cet exemple, semble raisonnable, nous constatons qu'il n'est pas négligeable et qu'une conception optimale d'un système d'isolation mettant en œuvre un matériau FDC tenant compte de ce critère est bien à recommander.

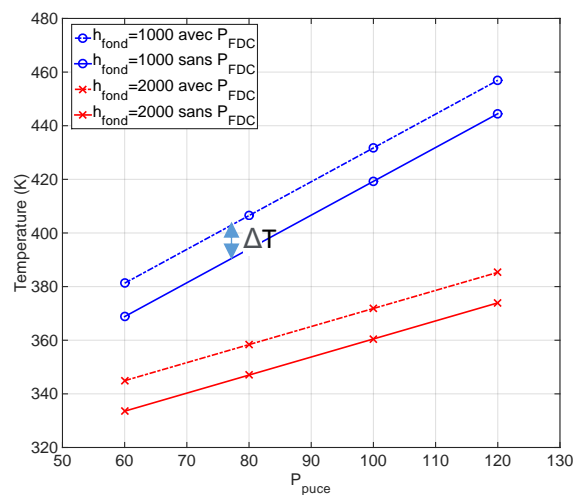


Figure 40 : Température au point C au régime permanent en fonction de la puissance dissipée par la puce et du coefficient de convection thermique en face arrière du substrat.

Nous avons également évalué l'impact de la conductivité thermique de la couche. Il est attendu que cette propriété soit un moyen de minimiser la formation du point chaud. De plus, comme évoqué dans les parties bibliographiques des chapitres précédents, les matériaux FDC sont généralement obtenus par chargement d'une matrice isolante (de type époxy ou silicone) avec des particules conductrices ou semi-conductrices à conductivité thermique élevée, de sorte que la conductivité thermique de la couche FDC pourrait être supérieure à celle fixée dans nos simulations (qui correspond à celle d'une époxy pure et égale à  $0,25 \text{ W}/(\text{m.K})$  [97]). Des travaux sont actuellement en cours au Laplace pour développer ce type de matériaux FDC en vue de leur application au sein des modules.

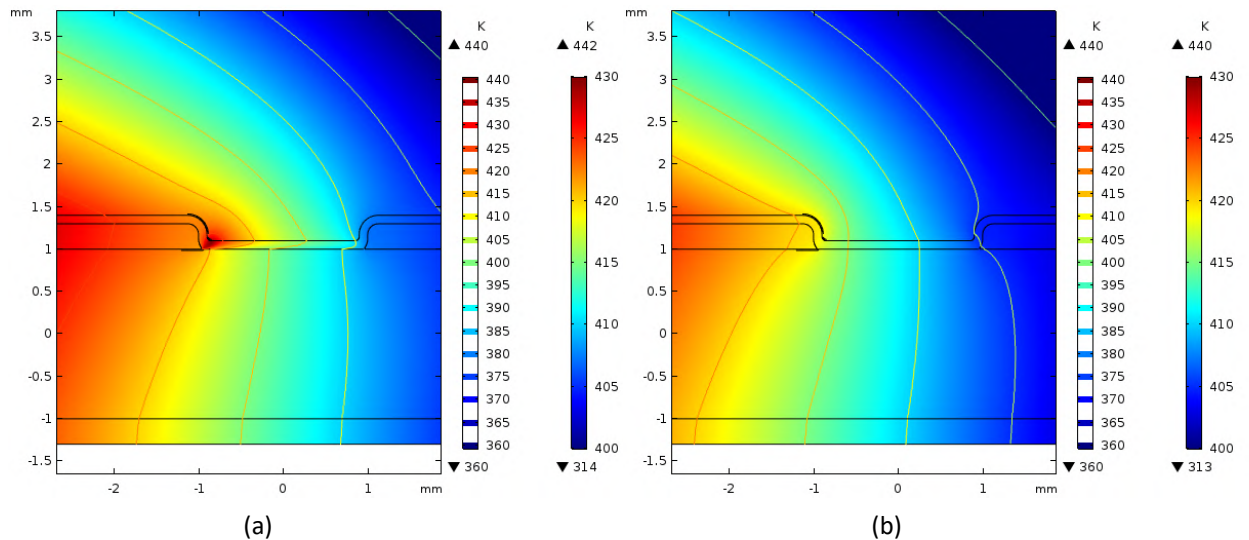


Figure 41 : Distribution de la température au point triple à 30 s avec  $P_{puce} = 100 \text{ W}$  et  $h = 1000 \text{ W}/(\text{m}^2.\text{K})$  :  
 (a) conductivité thermique de la couche  $k_{couche} = 0,25 \text{ W}/(\text{m.K})$ , (b) conductivité thermique de la couche  $k_{couche} = 1 \text{ W}/(\text{m.K})$ .

La Figure 41 permet de comparer la distribution de température au voisinage du PT lorsque la conductivité thermique passe de  $0,25 \text{ W}/(\text{m.K})$  à  $1 \text{ W}/(\text{m.K})$ , toutes conditions de simulation identiques par ailleurs. La température au point triple vaut  $418 \text{ K}$  pour la couche à plus forte conductivité thermique, comparée à  $430 \text{ K}$  pour la couche thermiquement moins conductrice. L'augmentation de ce paramètre permet bien de réduire les concentrations thermiques au sein de la couche, supprimant dans cet exemple le point chaud. Cet essai souligne la sensibilité importante du résultat à ce paramètre.

#### II.C.4. Exemple de comportement non intuitif des matériaux non linéaires : potentiel résiduel dans la couche à haute fréquence

Lorsqu'un système est soumis à un signal MLI périodique, en raison de la non-linéarité de la couche FDC, un phénomène particulier de potentiel résiduel dans les matériaux diélectriques entre deux électrodes peut apparaître.

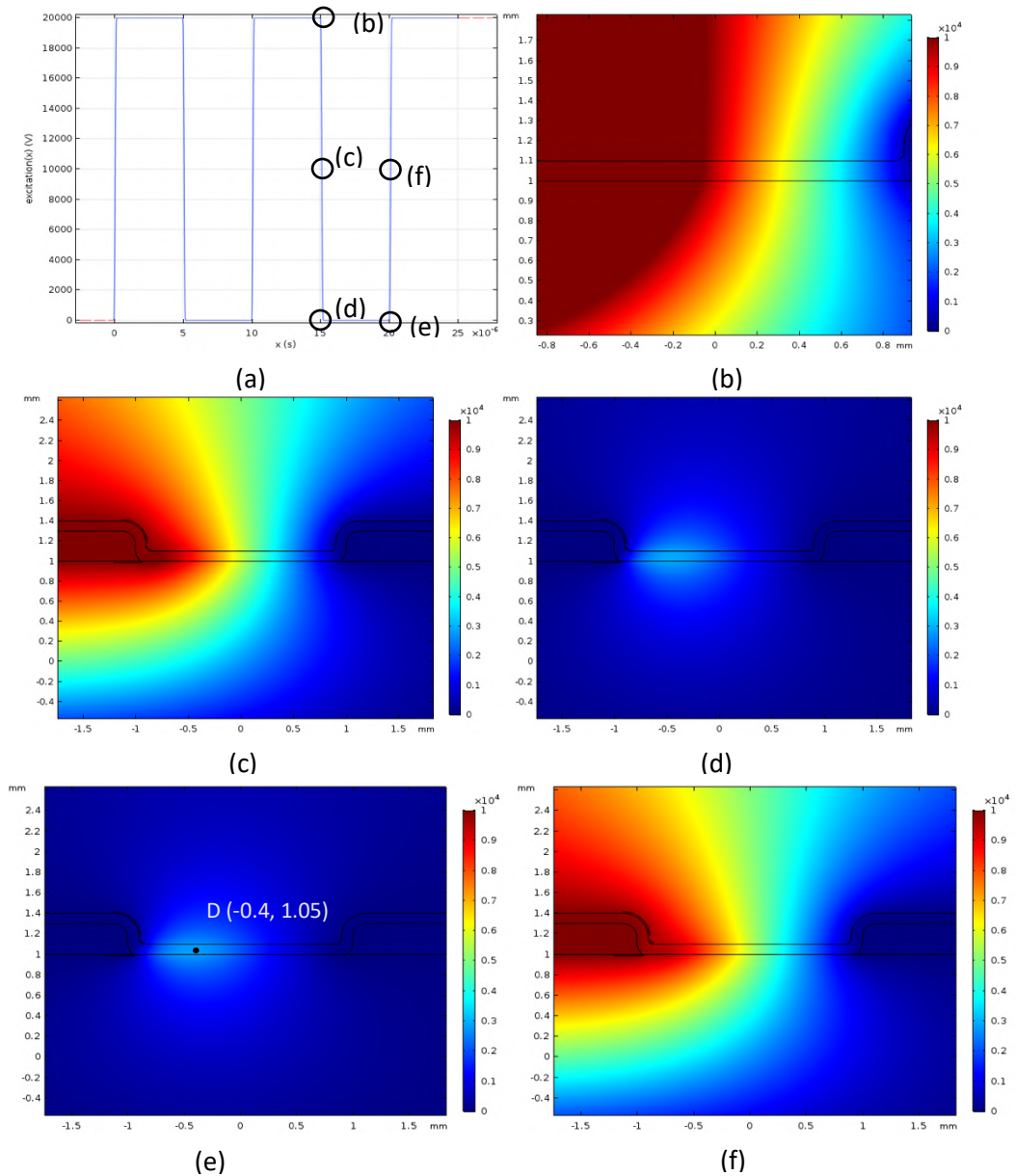


Figure 42 : (a) Excitation appliquée. Distribution du potentiel à différents moments : (b) à 15  $\mu$ s (zoom au milieu de l'inter-électrode) (c) 15,1  $\mu$ s (d) 15,2  $\mu$ s (e) 20  $\mu$ s (f) 20,1  $\mu$ s.

La Figure 42 permet d'observer ce phénomène, dans la zone du point noté D. Cette figure présente la distribution du potentiel dans le système à différents instants allant de la fin de l'application d'une impulsion au début de l'impulsion suivante (i.e. à  $t =$  (b) 15  $\mu$ s, (c) 15,1  $\mu$ s, (d) 15,2  $\mu$ s, (e) 20  $\mu$ s et (f) 20,1  $\mu$ s) pour l'excitation indiquée Figure 42 (a). La tension aux électrodes est nulle pour les Figure 42(d) et Figure 42(e) et pourtant, un potentiel résiduel existe dans la région inter-électrodes autour du point D.

Si on observe le potentiel électrique au point D, dans le cas de la couche non linéaire considérée, en le comparant au cas d'une couche linéaire à conductivité constante élevée (Figure 43), nous pouvons constater un potentiel résiduel d'environ 3 kV dans la couche

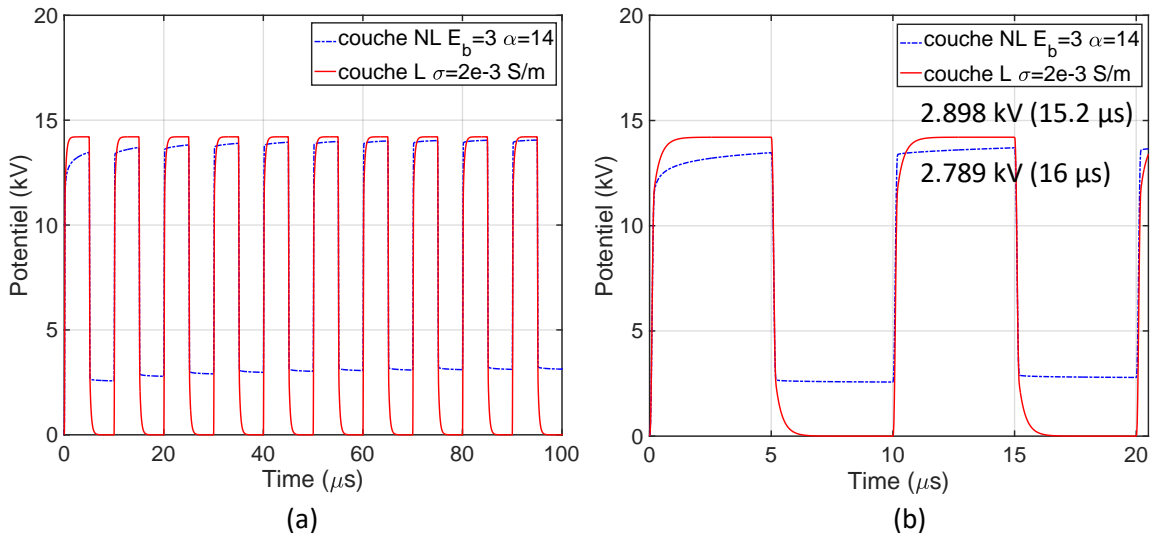


Figure 43 : Evolution du potentiel au point D en fonction du temps.

résistive non linéaire à chaque période lorsque la tension est à 0 V aux électrodes, alors que le potentiel est nul pour la couche linéaire.

Ce phénomène est dû au fait que, pour la couche résistive non linéaire, lorsque la tension à l'électrode est commutée de 20 kV à 0 V, la conductivité diminue très rapidement avec le champ électrique, ce qui entraîne l'augmentation très importante de la constante de temps  $\tau_{\text{couche}}$  du matériau, donc son temps de décharge est beaucoup plus lent, ne permettant pas d'atteindre le potentiel nul avant la prochaine impulsion, et produisant un potentiel résiduel (Figure 42). Le potentiel résiduel dû à la conductivité non linéaire du matériau FDC induit également un champ électrique et un courant de fuite au point triple, mais les valeurs sont beaucoup plus faibles que lorsque l'électrode est sous haute tension.

## II.D. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit les principaux constituants du système d'isolation d'un module de puissance haute tension et leurs propriétés électriques et thermiques. Cela a permis de comprendre l'importance actuelle du compromis entre les aspects électrique, thermique, mécanique et thermomécanique pendant la conception du packaging du module. L'augmentation du niveau de tension liée à l'introduction de nouveaux composants SiC doit amener à développer de nouvelles solutions d'isolation permettant la tenue sous fort champ électrique et la maîtrise des décharges partielles en fonctionnement. Les méthodes proposées et leurs limites en pratique afin de réduire la contrainte électrique dans la littérature ont aussi été présentées.

Généralement, le système d'isolation dans les modules est soumis dans l'application à des excitations continues ainsi qu'à des excitations pulsées avec une rampe  $dV/dt$  élevée due à des vitesses de commutation très élevées (100 kV/μs) des composants en SiC. L'état de l'art a montré que peu de recherches ont été menées sur la validation des nouvelles solutions d'isolation vis-à-vis de cette contrainte et vis-à-vis des pertes éventuelles engendrées. Dans ce chapitre, nous avons donc étudié par simulation, l'impact du point de vue électrique mais

aussi thermique d'un système d'isolation comprenant une couche de matériau diélectrique à propriétés non-linéaires, lors de l'application d'une tension continue ou d'un échelon de tension d'amplitude 20 kV, dont le front de montée est représentatif de la rapidité de commutation des composants SiC.

Ainsi, après avoir simulé une géométrie de module de puissance avec des propriétés d'isolation standard comme référence, nous avons montré que dans le cas de la présence d'une couche linéaire, une valeur élevée de la conductivité pouvait réduire le champ électrique au PT en régime établi et mais aussi en régime transitoire. Cependant l'augmentation nécessaire de la conductivité pour une bonne efficacité de réduction du champ électrique au PT aux temps courts conduirait à des pertes rédhibitoires dans le système. Les simulations effectuées (à partir de caractéristiques et propriétés de matériaux réalistes), montrent que l'introduction d'une couche non linéaire FDC semble permettre un compromis acceptable entre la protection en régime transitoire et la limitation du courant de fuite associé et de l'auto-échauffement résultant. Le dimensionnement optimal d'une telle couche portera alors sur les valeurs du champ seuil et du paramètre  $\alpha$  devant tenir compte de critères sur le champ, le courant de fuite, et l'élévation de température admissibles au sein du système. En modifiant la permittivité de la couche, il est aussi possible de réduire la contrainte électrique au PT mais uniquement lors du régime transitoire. Cependant, une permittivité trop élevée peut aussi générer un courant capacitif transitoire trop important dans l'ensemble du circuit. L'étude présentée, d'un système d'isolation avec une couche FDP (basée sur les propriétés d'un matériau issu de la bibliographie), a montré que ce matériau présente un intérêt, malgré la faible non linéarité de la permittivité qui ne permet pas un contrôle du champ électrique aussi efficace qu'avec les matériaux FDC.





## Chapitre III. Amélioration du modèle des matériaux diélectriques simulés dans COMSOL

Ce chapitre a pour objectif d'introduire une nouvelle méthode de simulation locale des matériaux diélectriques qui permet de prendre en compte les phénomènes de relaxation dans le domaine temporel. Il s'agit de polarisations non instantanées telles que décrites dans le Chapitre I. Dans un premier temps, une modélisation puis des simulations sont proposées en introduisant une relaxation de type Debye, pour un condensateur plan et pour différentes excitations. Cette approche sera ensuite étendue à d'autres modèles au moyen de l'outil "Représentation Diffusive". Nous verrons que cet outil permet aussi une identification des paramètres du modèle à partir de mesures par spectroscopie d'impédance. Nous simulerons alors ces modèles et présenterons des améliorations liées aux mesures fréquentielles. La faisabilité des modèles dans le processus de simulation et les erreurs qui en résultent sont discutées à l'aide d'exemples.

### III.A. Modélisation avec une relaxation de type Debye

#### III.A.1. Modèle de Debye

Le comportement des diélectriques a été décrit au chapitre I.B.2 page 16. Sous l'effet d'une excitation de champ électrique  $E$ , le milieu réagit par le déplacement local de charges liées, conséquence du phénomène de polarisation du matériau diélectrique, et le mouvement de charges libres lié à la conduction de ce même matériau. Cet ensemble de phénomènes génère aux électrodes, respectivement un courant de polarisation et un courant de conduction. La réponse non instantanée de certains phénomènes de polarisation induit un décalage temporel entre le champ électrique  $\vec{E}$  et le déplacement électrique induit  $\vec{D}$ . On parle alors de phénomène de relaxation, dont le plus simple correspond au modèle de Debye décrit dans le Chapitre I : il s'agit d'un modèle linéaire du premier ordre avec une constante de temps  $\tau$ .

#### III.A.2. Intégration du modèle Debye dans COMSOL

Pour décrire dans COMSOL le modèle, on peut partir des équations préétablies dans COMSOL avec la physique "Courant Electrique" :

$$\vec{J}(t) = \sigma \vec{E}(t) + \frac{d\vec{D}(t)}{dt} + \vec{J}_e(t) \quad (73)$$

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}(t), \quad (74)$$

avec  $\vec{J}(t)$  et  $\vec{J}_e(t)$  les vecteurs de densité de courant totale et densité de courant extérieur ( $\vec{J}_e(t) = 0$  dans notre cas).

Dans le Chapitre I, nous avons introduit les équations différentielles ci-dessous où la relaxation de type Debye est intégrée :

$$\overrightarrow{D}_{\#}(t) + \tau \frac{\partial \overrightarrow{D}_{\#}}{\partial t} = \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) \vec{E}(t) \quad (75)$$

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} \vec{E}(t) + \overrightarrow{D}_{\#}(t), \quad (76)$$

avec  $\varepsilon_{\infty}$  et  $\varepsilon_s$  qui correspondent respectivement à la polarisation instantanée et la polarisation en régime permanent, et  $\tau$  la constante de temps de la relaxation de Debye. La Figure 4 du Chapitre I en rappelle une représentation par schéma-bloc dans le domaine de Laplace, obtenue en remplaçant formellement les dérivations par rapport au temps  $\frac{d(.)}{dt}$  par une multiplication par  $p$  (variable de Laplace).

Afin de tenir compte du phénomène de polarisation non instantanée de type Debye au sein de la simulation dans COMSOL, les équations (75) et (76) doivent être résolues conjointement avec la loi d'Ohm généralisée (73) en remplaçant l'équation (74) par la relation du déplacement électrique (76).

Le déplacement électrique non instantané  $\overrightarrow{D}_{\#}(t)$  est calculé de manière couplée par l'introduction d'une EDP (Equation Différentielle aux dérivées Partielles), avec  $\vec{E}$  comme la variable d'entrée (75). Le déplacement électrique total est alors composé par la partie non instantanée  $\overrightarrow{D}_{\#}(t)$  et la partie instantanée  $\varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} \vec{E}(t)$ . Le vecteur déplacement électrique  $\vec{D}$  est calculé dans les différentes directions de l'espace ( $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$ ). En conséquence, le déplacement électrique non instantané  $\overrightarrow{D}_{\#}(t)$  dans les trois directions ( $D_{\#,x}(t), D_{\#,y}(t), D_{\#,z}(t)$ ) est généré par trois équations EDP liées au champ électrique dans ces trois directions ( $E_x, E_y, E_z$ ). Le déplacement électrique dans un matériau diélectrique linéaire et isotrope dans COMSOL s'exprime alors par :

$$D_{\#,x}(t) + \tau \frac{\partial D_{\#,x}}{\partial t} = \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) E_x(t) \quad (77)$$

$$D_{\#,y}(t) + \tau \frac{\partial D_{\#,y}}{\partial t} = \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) E_y(t) \quad (78)$$

$$D_{\#,z}(t) + \tau \frac{\partial D_{\#,z}}{\partial t} = \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) E_z(t) \quad (79)$$

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} \vec{E}(t) + \overrightarrow{D}_{\#}(t). \quad (80)$$

Les équations (77), (78) et (79) sont résolues avec les conditions initiales nulles. Par exemple pour la composante  $x$  :

$$D_{\#,x}(0) = 0 \quad (81)$$

$$\frac{\partial D_{\#,x}(0)}{\partial t} = 0 \quad (82)$$

La condition aux limites par défaut sur les frontières du milieu diélectrique reste identique :

$$D_{\#,x} = 0 \quad (83)$$

### III.A.3. Exemples de simulations du modèle de Debye

#### III.A.3.a. Définition du modèle

La validation des performances de la simulation en tenant en compte des mécanismes de polarisation non instantanée de type Debye dans le domaine temporel a été effectuée en considérant une structure simple d'électrode-condensateur plan parallèle. La géométrie implantée dans COMSOL est présentée dans la Figure 44, avec un matériau diélectrique de 10 mm d'épaisseur (la partie bleue) en sandwich entre deux électrodes plans métalliques (les parties blanches), recouvert par de l'air (partie grise). Le rapport longueur des électrode vs épaisseur est suffisamment grand pour négliger les effets de bord et considérer le champ électrique uniforme dans tout le diélectrique.

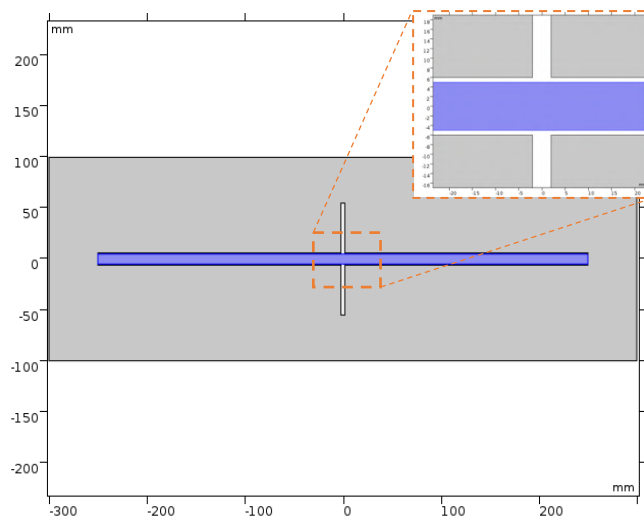


Figure 44 : Géométrie d'un condensateur plan dans COMSOL.

Les propriétés du matériau diélectrique ont été définies à l'aide des paramètres  $\sigma$ ,  $\tau$ ,  $\epsilon_s$  et  $\epsilon_\infty$ , en supposant un comportement de polarisation non instantanée selon le modèle de Debye. Dans cette section, les valeurs paramètres  $\sigma$ ,  $\epsilon_s$  et  $\epsilon_\infty$  sont fixées et présentées dans le Tableau 13, tandis que la constante de temps  $\tau$  sera spécifiée pour chaque cas de simulation.

Tableau 13 : Paramètres de simulation pour un milieu diélectrique avec relaxation de Debye.

Propriété	$\sigma$ (S/m)	$\epsilon_s$	$\epsilon_\infty$
Valeur	$10^{-12}$	9	3

Afin de vérifier si le résultat de la simulation en régime temporel avec les équations implantées de (77) à (83) est correct, nous allons le comparer avec le cas où le résultat est déjà directement disponible dans COMSOL, c'est à dire le cas du régime fréquentiel stationnaire (ou encore régime sinusoïdal établi). Ce module fréquentiel de COMSOL est utilisable ici, car notre modèle correspond à un système linéaire invariant (système linéaire dont les paramètres ne dépendent pas du temps). Comme proposé au Chapitre I et en s'aidant de la Figure 4, on peut définir une permittivité de polarisation non instantanée équivalente dans le domaine de Laplace par :

$$\varepsilon_{\#}(p) = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + \tau p}, \quad (84)$$

et écrire :

$$\overrightarrow{D}_{\#}(p) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\#}(p) \overrightarrow{E}(p). \quad (85)$$

(73) et (76) s'écrivent dans le domaine de Laplace :

$$\overrightarrow{D}(p) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} \overrightarrow{E}(p) + \overrightarrow{D}_{\#}(p), \quad (86)$$

$$\vec{J}(p) = \sigma \overrightarrow{E}(p) + p \overrightarrow{D}(p). \quad (87)$$

Posons :

$$\vec{J}(p) = p \overrightarrow{D}^*(p), \quad (88)$$

où :

$$\overrightarrow{D}^*(p) = \frac{\sigma}{p} \overrightarrow{E}(p) + \overrightarrow{D}(p). \quad (89)$$

Avec (86) et (85), (89) devient :

$$\overrightarrow{D}^*(p) = \left[ \frac{\sigma}{p} + \varepsilon_0 (\varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{\#}(p)) \right] \overrightarrow{E}(p) = \varepsilon_0 \left[ \frac{\sigma}{\varepsilon_0 p} + (\varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{\#}(p)) \right] \overrightarrow{E}(p). \quad (90)$$

On peut introduire une permittivité relative équivalente

$$\varepsilon^*(p) = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 p} + (\varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{\#}(p)). \quad (91)$$

Dans le domaine fréquentiel ( $p = j\omega$ ), cette permittivité s'écrit :

$$\varepsilon^*(j\omega) = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 j\omega} + (\varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{\#}(j\omega)). \quad (92)$$

Classiquement pour un matériau diélectrique, elle est décomposée sous la forme d'une partie réelle et d'une partie imaginaire suivant :

$$\varepsilon^*(j\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega). \quad (93)$$

Le mode fréquentiel de COMSOL traite cette permittivité au moyen des équations :

$$\overrightarrow{D}^*(j\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon^*(j\omega) \overrightarrow{E}(j\omega), \quad (94)$$

$$\vec{J}(j\omega) = p \overrightarrow{D}^*(j\omega), \quad (95)$$

à condition de fournir pour cela  $\varepsilon'(\omega)$  et  $\varepsilon''(\omega)$ .

Dans le cas du modèle de Debye où  $\varepsilon_{\#}(j\omega)$  peut être obtenue à partir de (84), (89) et (93) donnent :

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})}{1 + \tau^2 \omega^2}, \quad (96)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} + \frac{\tau \omega (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})}{1 + \tau^2 \omega^2}. \quad (97)$$

### III.A.3.b. Simulation pour une excitation sinusoïdale

Dans COMSOL, comme décrit précédemment dans le Chapitre I, en utilisant le mode fréquentiel, nous pouvons obtenir la réponse harmonique du matériau diélectrique. Il convient de noter que dans ce mode, nous pouvons entrer les propriétés des matériaux de deux manières. La première consiste à fournir la conductivité  $\sigma$  et la permittivité relative  $\epsilon_r$  du matériau ; mais les relaxations ne sont alors pas prises en compte. La seconde consiste à fournir la permittivité complexe  $\epsilon^*(j\omega)$  du matériau, COMSOL prenant alors par défaut une conductivité nulle. Dans ce cas, la simulation reflétera la relaxation diélectrique du matériau.

Nous commençons donc par comparer les résultats du solveur dans le domaine temporel couplé à notre modèle avec les résultats du solveur dans le domaine fréquentiel pour le même matériau diélectrique avec la même excitation harmonique.

Nous considérons d'abord une excitation sinusoïdale du courant, avec une amplitude de courant de 0,5 mA ( $I_0$ ) et une fréquence de 5 Hz ( $f$ ) :  $i(t) = I_0 \sin(2\pi f t)$ . Le modèle de Debye est introduit avec une constante de temps  $\tau$ , associée aux valeurs des parties réelles  $\epsilon'(\omega)$  et imaginaires  $\epsilon''(\omega)$  de la permittivité complexe à partir des équations (96) et (97). Les valeurs numériques sont les suivantes :

$\epsilon'(\omega)$  est égale 8,8555 et 3,0002,  $\epsilon''(\omega)$  est égale 0,9234 et 0,0418 et enfin  $\tau$  est 0,005 s et 5 s respectivement.

L'évolution du champ électrique obtenu à partir de la simulation temporelle est présentée en Figure 45 et Figure 46 pour les deux valeurs de  $\tau$  considérées. Elles montrent l'évolution temporelle pendant le régime transitoire et le régime permanent. Il convient de noter que le champ électrique dans le milieu pour une structure plan-plan ne dépend pas de la position de mesure.

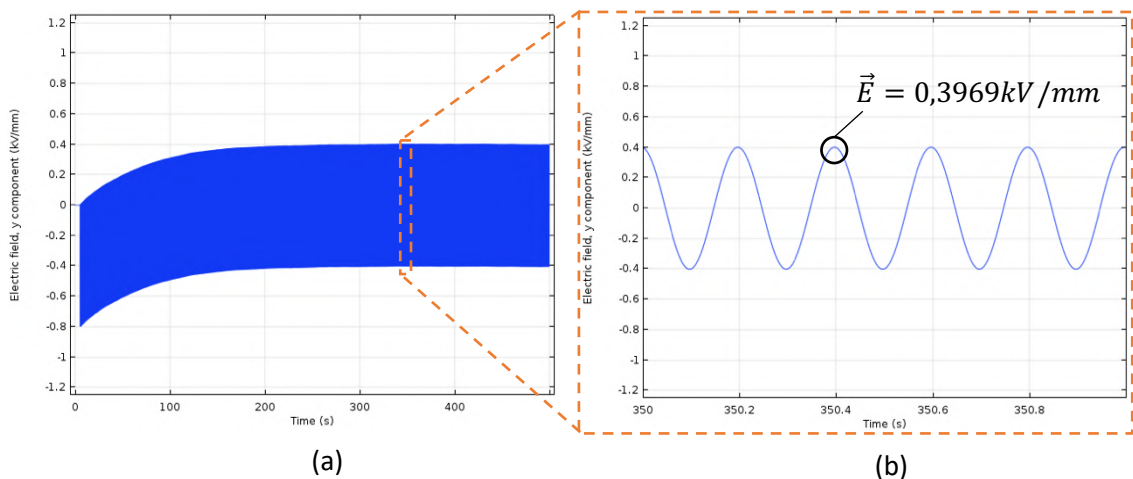


Figure 45 : Evolution du champ électrique dans le domaine temporel pour le milieu  $\tau = 0,005$  s. (a) du régime transitoire au régime permanent, (b) régime permanent.

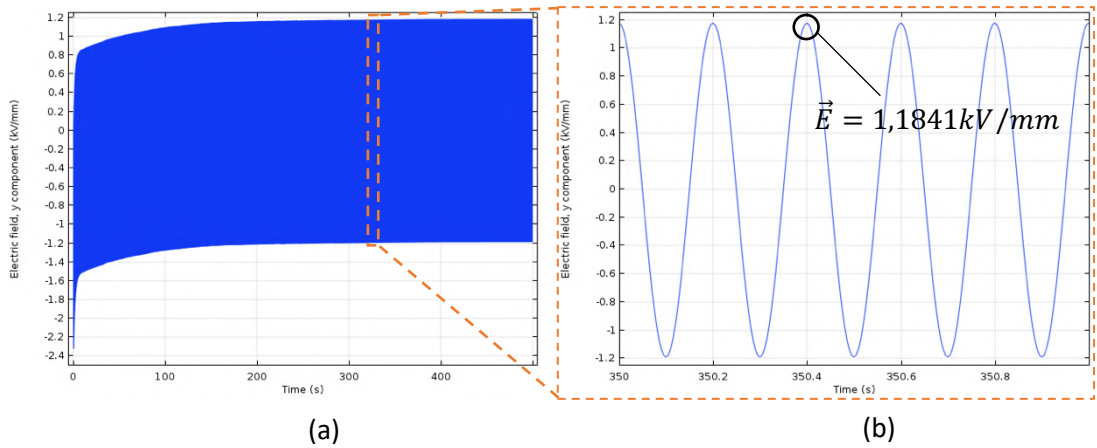


Figure 46 : Evolution du champ électrique dans le domaine temporel pour le milieu  $\tau = 5$  s.  
 (a) du régime transitoire au régime permanent, (b) régime permanent.

Pour valider la simulation, nous la comparons à une simulation fréquentielle où seul le régime permanent est accessible. Les valeurs du champ électrique calculées dans le solveur fréquentiel pour le milieu avec  $\tau = 0,005$  s et  $\tau = 5$  s sont simulées en Figure 47. Il convient de noter que ces valeurs correspondent au module du champ électrique complexe  $\vec{E}(j\omega)$ . Le champ électrique est uniforme entre les électrodes et son module vaut 0,4023 kV/mm et 1,185 kV/mm respectivement pour des constantes de temps de Debye  $\tau = 0,005$  s et  $\tau = 5$  s. Cela correspond à quasiment les mêmes intensités de champ électrique que celles obtenues avec notre modèle lors de la simulation temporelle.

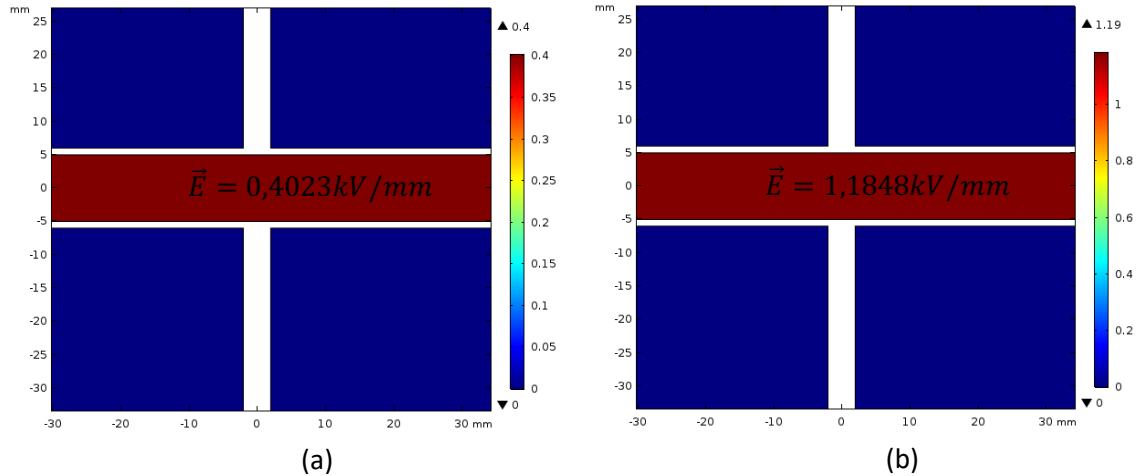


Figure 47 : Simulations dans le domaine fréquentiel pour un milieu avec (a)  $\tau = 0005$  s et (b)  $\tau = 5$  s.

Cette comparaison atteste donc du bon fonctionnement de notre méthode, de sa validation en régime permanent pour une excitation sinusoïdale et de son intérêt pour obtenir la période transitoire du système simulé quel que soit le type d'excitation.

### III.A.3.c. Résultats des simulations pour une excitation en échelon : étude du régime transitoire

Le modèle proposé permet la simulation du régime transitoire du champ électrique, nous allons dans cette section étudier le comportement du modèle avec différentes constantes de temps et différentes valeurs de permittivité pour l'application d'un échelon de

courant de 0,5 mA. Nous comparerons ce modèle avec des modèles de référence avec une relaxation instantanée.

Modèles référence	<ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\epsilon_r = 3</math></li> <li>• <math>\epsilon_r = 9</math></li> </ul>
Modèles de Debye	<ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\epsilon_\infty = 3 ; \epsilon_\infty = 9 ; \tau = 5 \text{ s}</math>,</li> <li>• <math>\epsilon_\infty = 3 ; \epsilon_\infty = 9 ; \tau = 25 \text{ s}</math></li> </ul>

Les résultats d'évolution du champ électrique avec le modèle varient entre les résultats obtenus avec  $\epsilon_r = 9$  et  $\epsilon_r = 3$ . L'influence de la constante de temps  $\tau$  sur la vitesse de variation du champ électrique en régime transitoire peut être observée. Plus la constante de temps est faible, plus la courbe de la variation du champ est proche de la courbe ' $\epsilon_r = 9$ '. Cela signifie que toutes les polarisations se réalisent rapidement.

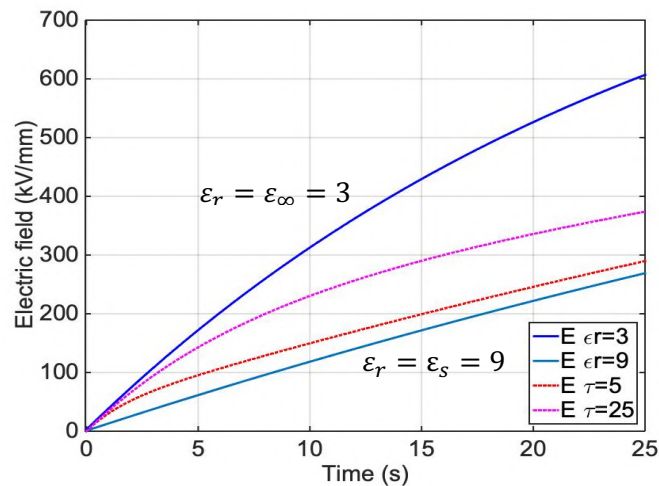


Figure 48 : Champ électrique (excitation d'échelon) en fonction du temps devant l'électrode. Bleu / bleu clair : sans modèle de Debye  $\epsilon_r = 3/9$ . Rouge / rosé : avec le modèle Debye  $\tau = 5/25 \text{ s}$ .

Il convient de noter que le régime transitoire du système excité par un échelon est le fruit d'une compétition entre deux constantes de temps : une constante de temps qui dépend de la conductivité et la permittivité du matériau diélectrique (constante de temps diélectrique  $\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma}$ ) et la constante de temps  $\tau$  de la relaxation.

### III.B. Extension à d'autres modèles à relaxations non instantanées

Les matériaux diélectriques avec une polarisation de type Debye sont rares. Dans la présente section, nous allons étendre la méthode utilisée pour décrire la relaxation de Debye à l'ensemble des matériaux possédant plusieurs relaxations simultanément. Les modèles fréquentiels correspondants ont été présentés dans le paragraphe I.B.2.b.ii du Chapitre I; nous allons développer ici des modèles temporels.



### III.B.1. Distribution des temps de relaxation

La théorie de relaxation universelle proposée par A. K. Jonscher, L. A. Dissado, R. M. Hill et al.[98] et le modèle de réponse diélectrique de Dissado-Hill [99], [100] fournissent une nouvelle théorie pour l'analyse de la réponse diélectrique des diélectriques. Pourtant dès 1941, J. Kirkwood et R. Fuoss introduisirent une approche globale ne fixant pas a priori un comportement non rationnel en  $p^\alpha$ , mais dont le formalisme peut permettre d'exprimer ce type de comportement. Ils formulèrent la permittivité relative non instantanée  $\varepsilon_\#$  sous la forme d'une distribution continue de temps de relaxation :

$$\varepsilon_\#(p) = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \int_0^{+\infty} \frac{v(\tau)}{1 + \tau p} d\tau \quad (98)$$

La fonction  $v(\tau)$  est la distribution des temps de relaxation  $\tau$  de 0 à l'infini. L'intégrale de cette distribution est finie et normalisée à 1, afin de conserver la même signification aux permittivités  $\varepsilon_\infty$  et  $\varepsilon_s$ , introduites habituellement dans l'étude de la polarisation des matériaux diélectriques :

$$\int_0^{+\infty} v(\tau) d\tau = 1 \quad (99)$$

La réponse diélectrique de la plupart des matériaux diélectriques linéaires peut être décrite par une fonction  $v(\tau)$  adaptée [101]. A cet effet, en 1956, J.R. Macdonald et M.K. Brahman ont introduit une nouvelle distribution  $F(\lambda)$  définie par  $F(\lambda) = \lambda^{-1}v(\lambda^{-1})$  avec  $\lambda = \tau^{-1}$ , qui conduit à réécrire  $\varepsilon_\#(p)$  :

$$\varepsilon_\#(p) = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \int_0^{+\infty} \frac{F(\lambda)}{p + \lambda} d\lambda. \quad (100)$$

Dans le domaine diélectrique, l'approche de J.R. Macdonald peut être considérée comme un cas particulier du formalisme plus général introduit dans [103] sous la dénomination de "représentation diffusive" et dont la distribution  $F(\lambda)$  correspondant au symbole diffusif  $\eta(\xi)$  (à une constante près  $(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)$ ).

### III.B.2. Représentation diffusive

Le cas général de la représentation diffusive se reporte à [104]. Une explication détaillée de l'application de cette méthode dans le domaine des diélectriques peut être trouvée dans les thèses de L. Laudebat [20] et A. Rumeau [21].

La notion de symbole diffusif se déduit directement du symbole au sens classique de la transformation de Laplace et permet de représenter exactement le comportement dynamique du diélectrique sous la forme de réalisations d'état classiques (mais de dimension infinie) qui, du point de vue de l'utilisateur, se prêtent bien à l'analyse ainsi qu'aux réalisations numériques approchées directement dans le domaine temporel.

En utilisant le symbole diffusif  $\eta(\xi)$ , la permittivité relative  $\varepsilon_\#(p)$  dans l'équation (98) s'exprime par :

$$\varepsilon_{\#}(p) = \int_0^{+\infty} \frac{\eta(\xi)}{p + \xi} d\xi \quad (101)$$

Le déplacement électrique  $\vec{D}_{\#}(p) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\#}(p) \vec{E}(p) = \varepsilon_{\#}(p) \varepsilon_0 \vec{E}(p)$  s'exprime alors par la représentation d'état en dimension infinie :

$$\frac{\partial \vec{\psi}(t, \xi)}{\partial t} = -\xi \vec{\psi}(t, \xi) + \varepsilon_0 \vec{E}(t), \quad \vec{\psi}(0, \xi) = 0, \xi \in \mathbb{R}^+ \quad (102)$$

$$\vec{D}_{\#}(t) = \int_0^{+\infty} \eta(\xi) \vec{\psi}(t, \xi) d\xi \quad (103)$$

Pour tous les modèles empiriques (Cole-Cole, Cole Davidson...), le symbole diffusif associé est donné par la limite au sens des distributions :

$$\eta(\xi) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \frac{1}{2j\pi} [\varepsilon_{\#}(-\xi - j\epsilon) - \varepsilon_{\#}(-\xi + j\epsilon)], \xi > 0 \quad (104)$$

Les symboles diffusifs correspondants aux différents modèles empiriques et des exemples peuvent être retrouvés dans les thèses de L. Laudebat [20] et A. Rumeau [21].

Pour simuler ces comportements, il faut discrétiser les équations (102) et (103) dans le domaine temporel par rapport à la variable  $\xi$ . Ceci entraîne une troncature du domaine de  $\xi$  à un intervalle de  $k = 1, \dots, K$  valeurs [ $\xi_1 = \xi_{min}, \xi_K = \xi_{max}$ ], qui correspond en pratique à la plage dans laquelle le symbole prend des valeurs significatives (étant donné la plage de fréquence ou de temps sur laquelle le modèle est connu). On choisira souvent  $\xi_k$  en progression géométrique  $\xi_{k+1} = r\xi_k$ , de façon à couvrir une plage étendue avec peu de points, ce choix permettant d'affecter le même poids à chaque décade couverte. La réalisation diffusive approchée en dimension finie des équations (102) et (103) s'écrit alors :

$$\frac{d\vec{\psi}_k(t)}{dt} = -\xi_k \vec{\psi}_k(t) + \varepsilon_0 \vec{E}(t), \vec{\psi}_k(0) = 0, k = 1, \dots, K \quad (105)$$

$$\vec{\widetilde{D}}_{\#}(t) = \sum_{k=1}^K \eta_k \vec{\psi}_k(t) \quad (106)$$

Les coefficients  $\eta_k$  sont une version 'numérique' (discrétisée sous intégrale) du symbole diffusif  $\eta$ .  $\vec{\widetilde{D}}_{\#}$  constitue une approximation de  $\vec{D}_{\#}$ . Plusieurs approximations sont possibles ([20], [21]). Dans le cas d'une interpolation linéaire, on obtient :

$$\eta_k = \eta(\xi_k) \frac{\xi_{k+1} + \xi_{k-1}}{2}, k = 2, \dots, K - 1 \quad (107)$$

La Figure 49 montre le schéma-bloc de cette approximation basée sur (105) et (106).

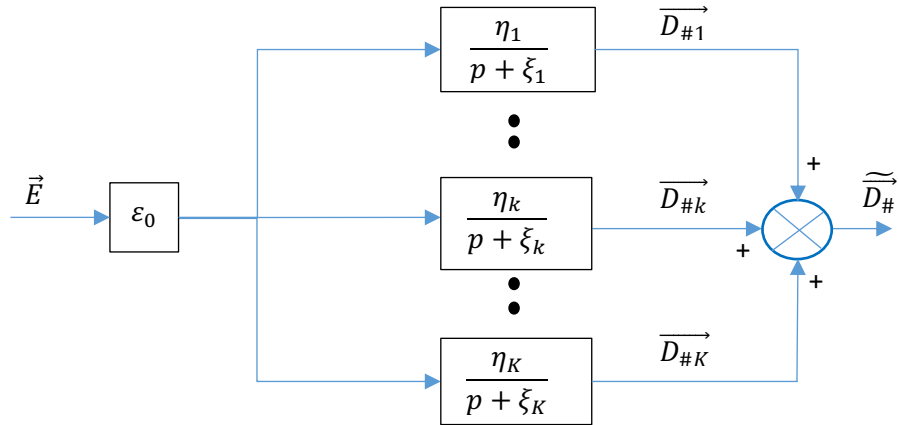


Figure 49 : Schéma de l'approximation de la représentation diffusive du déplacement électrique ( $\overrightarrow{D}_{\#k} = \eta_k \overrightarrow{\psi}_k$ ).

Dans le cas de matériaux diélectriques réels, nous avons besoin d'une méthode d'identification du symbole diffusif à partir de mesures temporelles ou plus souvent fréquentielles.

### III.B.3. Identification du symbole diffusif : résolution de problèmes inverses

#### III.B.3.a. Généralités

Nous pouvons identifier un modèle  $\hat{y}$  à partir de mesures  $y$  par projection orthogonale (Figure 50), en vue d'obtenir les paramètres de ce modèle, ici le symbole diffusif  $\eta$ . Il s'agira alors de minimiser un critère quadratique (méthode des moindres carrés).

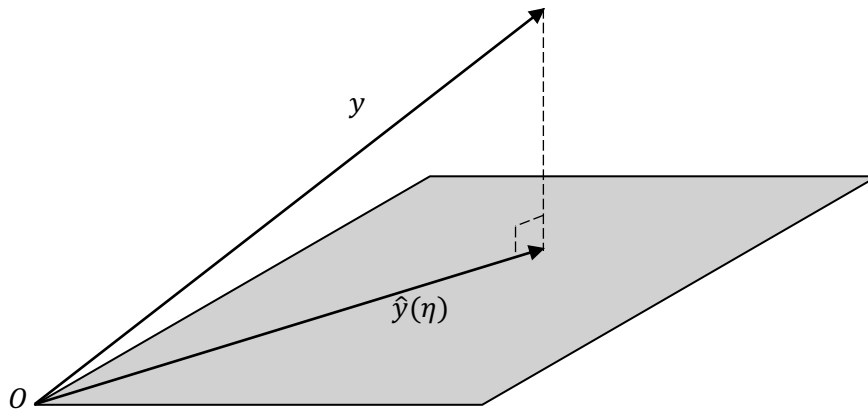


Figure 50 : Projection orthogonale minimisant la distance euclidienne entre  $\hat{y}$  estimé et la mesure  $y$ .

Dans le domaine temporel ce critère s'écrit :

$$J(\eta) = \int_0^T (y(t) - \hat{y}(t, \eta))^2 dt = \|y - \hat{y}\|^2 \quad (108)$$

Le comportement des matériaux diélectriques est souvent étudié par des mesures en fréquence, appelées spectroscopie diélectrique. Ces mesures fournissent alors une réponse fréquentielle notée  $H(j\omega)$ . Le critère à minimiser devient :

$$J(\eta) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left( H(j\omega) - \widehat{H}(j\omega, \eta) \right)^2 d\omega = \|H - \widehat{H}\|^2. \quad (109)$$

Dans le cas d'une représentation diffusible du modèle  $\widehat{H}(j\omega, \eta)$ , on définit l'opérateur linéaire  $A$  :

$$\eta \rightarrow A\eta, (A\eta)(j\omega) := \int_0^{+\infty} \frac{\eta(\xi)}{j\omega + \xi} d\xi. \quad (110)$$

Le problème d'identification revient alors à déterminer, à partir de la connaissance de  $H(j\omega)$ , le symbole diffusif tel que :

$$H = A\eta. \quad (111)$$

Les détails de la méthode sont donnés dans les thèses de L. Laudebat [20] et A. Rumeau [21]. Nous en décrivons ci-dessous les grandes lignes en vue de l'application à notre cas.

Une solution de (111) est obtenue en résolvant le problème suivant au sens des moindres carrés :

$$\min_{\eta} \|H - A\eta\|^2, \quad (112)$$

dont la solution s'écrit :

$$\eta = (A^*A)^{-1}A^*H, \quad (113)$$

où  $A^*$  est l'opérateur dual  $A$ . L'opération  $(A^*A)^{-1}A^*$  est appelé pseudo inverse de  $A$ .

### III.B.3.b. Formulation en dimension finie

En pratique, les solutions numériques imposent une discrétisation de l'axe  $\xi$  avec un nombre fini  $K$  de pivots  $\{\xi_k\}_{k=1:K}$  choisis en fonction de la plage de mesure fréquentielle, elle aussi discrète  $\{\omega_m\}_{m=1:M}$ . Le modèle discrétisé s'écrit alors

$$\widehat{H}(j\omega, \eta) = \sum_{k=1}^K \frac{\eta_k}{j\omega + \xi_k}. \quad (114)$$

Les mesures discrètes  $H(j\omega)$  constituent un vecteur de dimension  $M$  et l'opérateur  $A$  (110) devient une matrice  $M \times K$ . Chacun de leurs éléments s'écrivent respectivement :

$$H_m = H(j\omega_m), \quad A_{m,k} = \frac{1}{j\omega_m + \xi_k}. \quad (115)$$

En notant le vecteur  $\mathbf{H} := [H_m]_{m=1:M}$ , la matrice  $\mathbf{A} := [A_{m,k}]$  et le vecteur  $\boldsymbol{\eta} := [\eta_k]_{k=1:K}$ , le problème (112) est alors transformé en dimension finie :

$$\min_{\boldsymbol{\eta}} \sum_{m=1}^M |H_m - (\mathbf{A}\boldsymbol{\eta})_m|^2, \quad (116)$$

dont la solution est donnée par :

$$\boldsymbol{\eta} = [\text{Re}(\mathbf{A}^*\mathbf{A})]^{-1}\text{Re}(\mathbf{A}^*\mathbf{H}), \quad (117)$$

où  $\mathbf{A}^*$  est la matrice transposée conjuguée de  $\mathbf{A}$ .

Cependant la solution obtenue est en général sensible aux bruits de mesure lorsque la matrice  $\mathbf{A}$  est mal conditionnée, en particulier lorsqu'on veut couvrir plusieurs décades pour la variable  $\xi$ . [105] a proposé d'utiliser un terme de pénalisation au moyen d'un petit paramètre  $\epsilon > 0$ . Le problème d'optimisation (112) devient :

$$\min_{\boldsymbol{\eta}} \{ \|\mathbf{H} - \mathbf{A}\boldsymbol{\eta}\|^2 + \epsilon \|\boldsymbol{\eta}\|^2 \}, \quad (118)$$

soit en dimension finie :

$$\min_{\boldsymbol{\eta}} \sum_{m=1}^M [|H_m - (\mathbf{A}\boldsymbol{\eta})_m|^2 + \epsilon \|\boldsymbol{\eta}\|^2], \quad (119)$$

dont la solution est donnée par :

$$\boldsymbol{\eta} = [\text{Re}(\mathbf{A}^* \mathbf{A}) + \epsilon \|\mathbb{I}\|]^{-1} \text{Re}(\mathbf{A}^* \mathbf{H}) \quad (120)$$

### III.B.3.c. Passivité et réduction du modèle diffusif

Lorsque le système étudié est passif (i.e. un système qui ne produit pas d'énergie), ce qui est le cas d'un matériau diélectrique, il est intéressant de rechercher un symbole diffusif positif (A. Rumeau [21]). Dans ce cas en effet, on peut obtenir une réduction importante du nombre de  $\eta_k$  identifiés. L'algorithme utilisé, qui correspond à une méthode des moindres carrés pénalisée par contrainte de positivité, est *lsqnonneg* sous MATLAB. La réduction d'ordre est obtenue par le fait qu'à chaque fois que l'algorithme bute sur la contrainte (i.e.  $\eta_k = 0$ ), on peut éliminer ce terme.

### III.B.3.d. Synthèse des étapes de l'identification dans le domaine fréquentiel

En résumé, voici les étapes principales de la procédure que nous utiliserons pour réaliser l'identification d'un symbole diffusif :

- 1) On effectue les mesures fréquentielles pour obtenir le vecteur  $\mathbf{H} := [H_m]_{m=1:M}$  (115).
- 2) On choisit les pivots  $\{\xi_k\}_{k=1:K}$ . Pour limiter les effets de bord sur la solution identifiée, on doit choisir les pivots  $\xi_k$  sur un intervalle  $[\xi_1, \xi_K]$ , inclus dans l'intervalle des mesures fréquentielles  $[\omega_1, \omega_M]$  ([104], [21]). Comme proposé au §III.B.2, on choisit souvent  $\xi_k$  en progression géométrique  $\xi_{k+1} = r\xi_k$ , de façon à couvrir une plage étendue avec peu de points, ce choix permettant d'affecter le même poids à chaque décade couverte.
- 3) On construit la matrice  $[A_{m,k}]$  (115) et on effectue le calcul d'inversion (117) (éventuellement avec pénalisation, voir § III.B.3.c) pour obtenir le vecteur  $\boldsymbol{\eta} := [\eta_k]_{k=1:K}$ .

### III.B.3.e. Application à l'identification d'un modèle diffusif de la permittivité

Notre objectif est de modéliser localement (en tout point d'un matériau) les phénomènes de polarisation non instantanée. Dans le cas d'un matériau homogène isotrope et linéaire, nous pouvons utiliser la spectroscopie d'impédance sur un échantillon plan métallisé sur les deux faces (Figure 51).

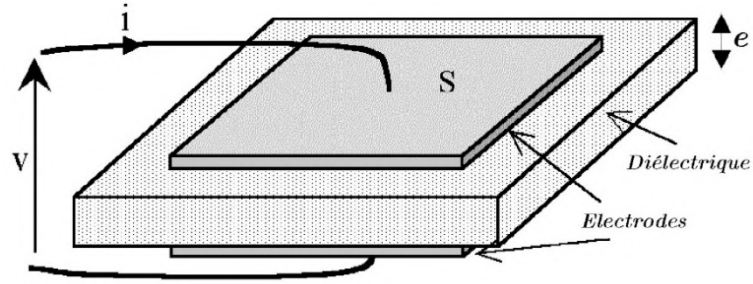


Figure 51 : Echantillon plan métallisé.

Dans la mesure où la surface  $S$  de ces électrodes métalliques est grande devant l'épaisseur  $e$  du matériau, on peut négliger les effets de bord et considérer les champs vectoriels  $\vec{E}$  et  $\vec{D}$  uniformes et perpendiculaires aux électrodes. La géométrie correspond à celle d'un condensateur plan et l'impédance mesurée peut s'écrire dans le domaine de Laplace :

$$Z^*(p) = \frac{1}{C^*(p)p}, \quad (121)$$

où  $C^*(p)$  correspond à une capacité équivalente que l'on peut écrire :

$$C^*(p) = \varepsilon_0 \varepsilon^*(p) \frac{S}{e}, \quad (122)$$

avec  $\varepsilon^*(p)$  la permittivité relative équivalente associée. L'expression de cette permittivité à partir de l'impédance est alors donnée par :

$$\varepsilon^*(p) = \frac{1}{\varepsilon_0 Z^*(p)p} \cdot \frac{e}{S}. \quad (123)$$

Dans le domaine fréquentiel (i.e.  $p = j\omega$ ), et avec l'écriture classique  $\varepsilon^*(j\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega)$ , on obtient la correspondance :

$$\begin{aligned} \varepsilon'(\omega) &= -\frac{e}{\varepsilon_0 S \omega} \cdot \frac{\text{Im}(Z^*(j\omega))}{|Z^*(j\omega)|^2}, \\ \varepsilon''(\omega) &= -\frac{e}{\varepsilon_0 S \omega} \cdot \frac{\text{Re}(Z^*(j\omega))}{|Z^*(j\omega)|^2}. \end{aligned} \quad (124)$$

Nous pouvons donc déterminer la permittivité complexe  $\varepsilon^*(j\omega)$  à partir de l'impédance mesurée. Certains ponts de mesure intègrent d'ailleurs le calcul de cette permittivité.

Le § III.B propose un modèle diffusif des polarisations non instantanées portées par le vecteur  $\vec{D}_\#$ , dont la forme discrétisée est donnée sur la Figure 49. Mais la permittivité équivalente  $\varepsilon^*$  porte aussi (et par définition) tous les autres phénomènes présents dans le matériau : polarisation instantanée, conductivité et phénomènes inductifs à très hautes fréquences. Dans un premier temps, si on néglige la conductivité et les phénomènes inductifs, on peut écrire :

$$\vec{D}(p) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \vec{E}(p) + \vec{D}_\#(p). \quad (125)$$

Avec

$$\vec{D}_{\#}(p) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\#}(p) \vec{E}(p), \quad (126)$$

on obtient

$$\vec{D}(p) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} \vec{E}(p) + \varepsilon_0 \varepsilon_{\#}(p) \vec{E}(p), \quad (127)$$

qui donne

$$\vec{D}(p) = (\varepsilon_{\infty} + \varepsilon_{\#}(p)) \vec{E}(p) = \varepsilon^*(p) \vec{E}(p). \quad (128)$$

Le modèle de la Figure 49 peut alors être complété avec la polarisation instantanée (Figure 52) :

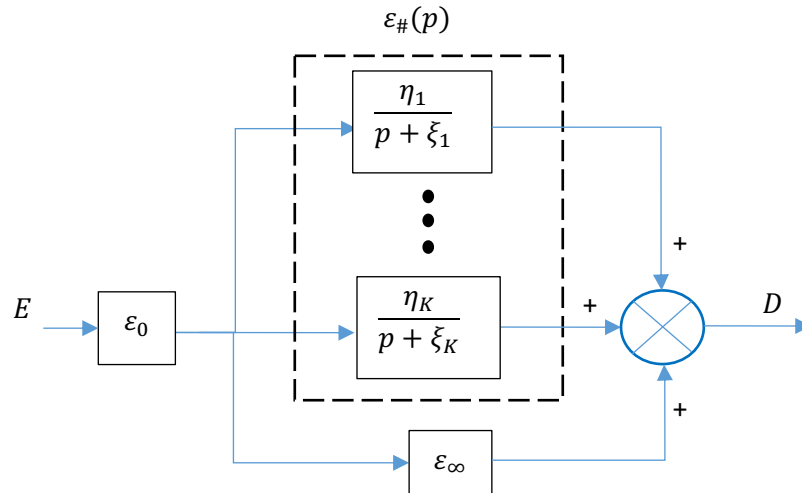


Figure 52 : Modèle discrétisé de la polarisation.

Les vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{D}$  ont été remplacés par des scalaires, car les champs associés sont uniformes dans l'échantillon mesuré.

Si on désire utiliser la procédure d'identification résumée dans le § III.B.3.d pour  $\varepsilon^*(j\omega)$ , on doit alors augmenter :

- le vecteur  $\boldsymbol{\eta}$  avec un dernier terme supplémentaire  $\eta_{K+1}$  pour prendre en compte la permittivité  $\varepsilon_{\infty}$ ,
- la matrice  $[A_{m,k}]$  avec une colonne K+1 constituée de 1.

La Figure 53 donne un schéma-bloc du modèle correspondant.

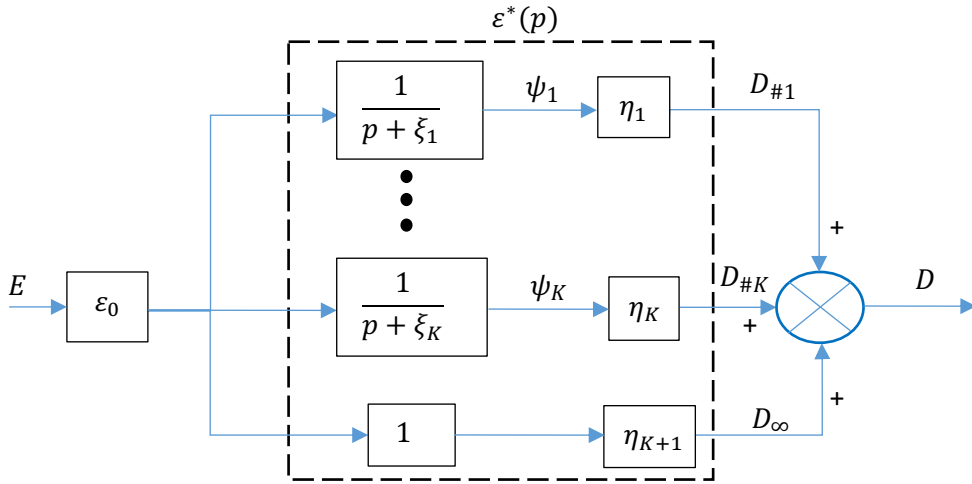


Figure 53 : Schéma du symbole diffusif de  $\varepsilon^*$  pour l'identification.

Ce modèle s'écrit dans le domaine temporel suivant les équations :

$$\frac{d\psi_k(t)}{dt} = -\xi_k\psi_k(t) + \varepsilon_0 E(t), \quad \psi_k(0) = 0, k = 1, \dots, K \quad (129)$$

$$D(t) = \sum_{k=1}^K \eta_k \psi_k(t) + \varepsilon_0 \eta_{K+1} E(t), \quad (130)$$

ou encore après changement de variable :

$$\frac{dD_{\#k}(t)}{dt} = -\xi_k D_{\#k}(t) + \varepsilon_0 \eta_k E(t), \quad D_{\#k}(0) = 0, \quad k = 1, \dots, K \quad (131)$$

$$D(t) = \sum_{k=1}^K D_{\#k}(t) + \varepsilon_0 \eta_{K+1} E(t). \quad (132)$$

La Figure 54 constitue un circuit électrique équivalent à ce modèle pour l'échantillon de mesure de la Figure 51.

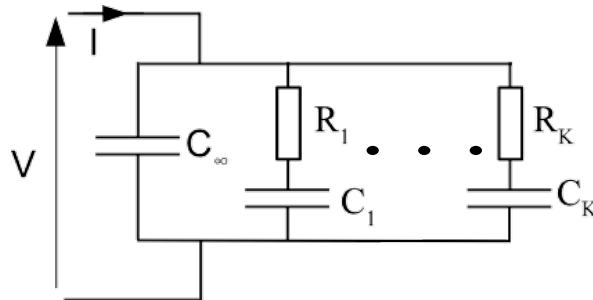


Figure 54 : Circuit électrique équivalent.

La correspondance des paramètres entre les équations (131) et (132) et ce circuit est la suivante :

$$R_k = \frac{e}{\varepsilon_0 S \eta_k}, \quad C_k = \varepsilon_0 \frac{S \eta_k}{e \xi_k}, \quad k = 1, \dots, K, \quad C_\infty = \varepsilon_0 \frac{S}{e} \eta_{K+1}, \quad (133)$$

$$\text{qui donne } \xi_k = \frac{1}{R_k C_k}, \quad k = 1, \dots, K. \quad (134)$$



### III.B.4. Exemples d'identification par la représentation diffusive

#### III.B.4.a. Identification d'un modèle connu

A titre d'exemple, pour valider la démarche, on considère un modèle Cole-Cole avec deux mécanismes de polarisation superposés, auxquels s'ajoute une polarisation instantanée :

$$\varepsilon^*(p) = \frac{(\varepsilon_{s,1} - \varepsilon_{\infty,1})}{1 + (\tau_1 p)^{\alpha_1}} + \frac{(\varepsilon_{s,2} - \varepsilon_{\infty,2})}{1 + (\tau_2 p)^{\alpha_2}} + \varepsilon_{\infty,1} \quad (135)$$

Avec les permittivités :  $\varepsilon_{s,1} = 11$ ,  $\varepsilon_{\infty,1} = 6$ ,  $\varepsilon_{s,2} = 40$ ,  $\varepsilon_{\infty,2} = 11$ , les constantes de temps sont  $\tau_1 = 10 \text{ s}$ ,  $\tau_2 = 5 * 10^6 \text{ s}$ , et les exposants  $\alpha_1 = 0,8$  et  $\alpha_2 = 0,7$ . Les diagrammes de pulsation obtenus par l'identification du symbole diffusif et la réponse exacte (obtenue en remplaçant  $p$  par  $j\omega$  dans l'équation (135)) sont présentés dans la Figure 55 (a). La réponse exacte et l'identification sont extrêmement similaires dans la plage de fréquence donnée. Les symboles (Figure 55 (b)) correspondent aux constantes de temps du modèle (135).

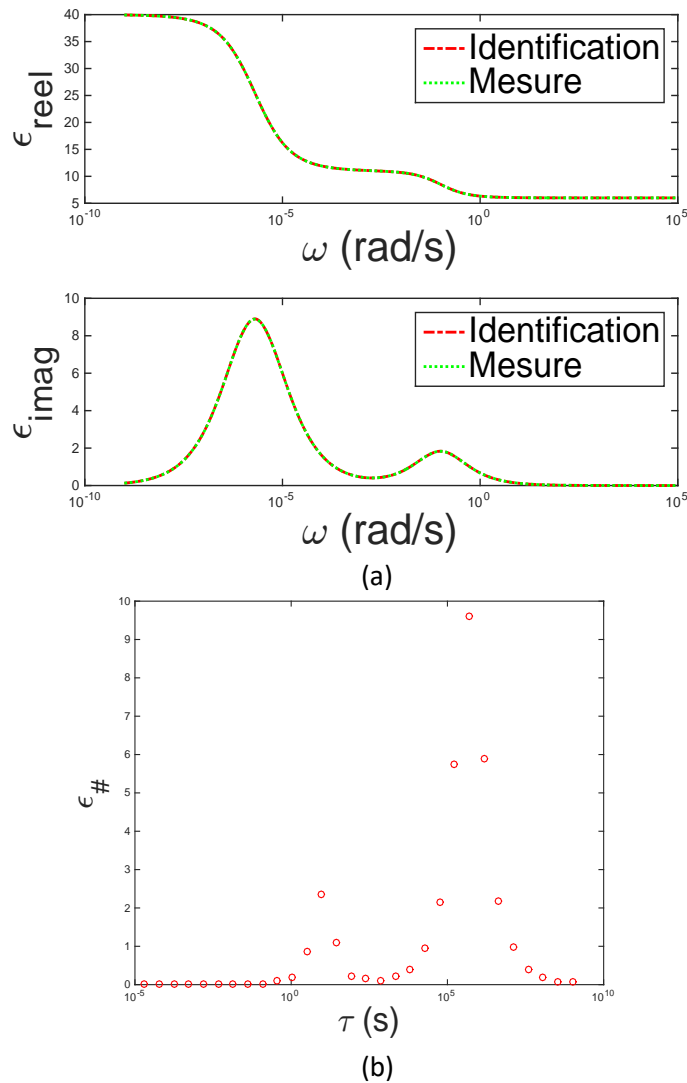


Figure 55 : (a) Permittivité complexe des relaxations (partie réelle en haut et partie imaginaire en bas) du modèle (135) et de son identification diffusive. (b) Son symbole diffusif identifié ( $\eta_k$ ), mais tracé sous la forme  $\varepsilon_{\#k} = \eta_k / \xi_k$  qui est homogène à une permittivité relative, en fonction de la distribution des constantes de temps (de relaxation)  $\tau = 1/\xi_k$ .

### III.B.4.b. Identification de mesures fréquentielles

A titre d'exemple, prenons un échantillon d'AIN mesuré par spectroscopie diélectrique [106] sur une plage de fréquences [0,1 Hz, 10<sup>6</sup> Hz]. Les mesures de la permittivité à température ambiante (20°C) sont comparées avec le modèle identifié. Les symboles correspondants sont présentés sur la Figure 56. La permittivité  $\varepsilon_\infty$  obtenue par identification ( $\eta_{K+1} = \varepsilon_\infty$ ) est égale à 8,6 (Figure 53).

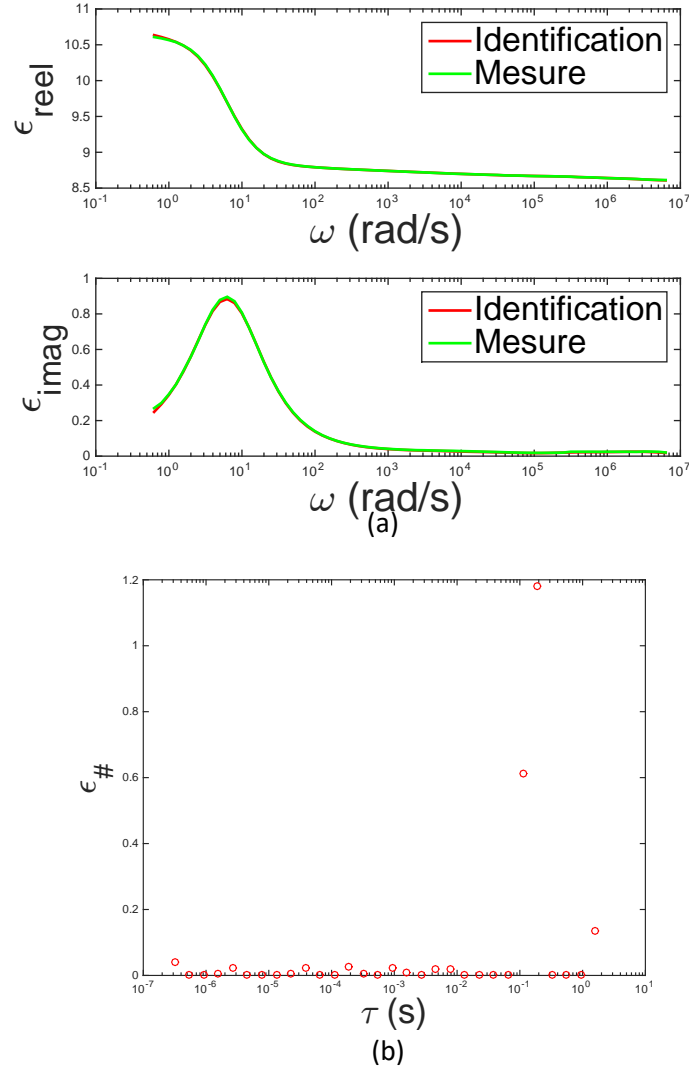


Figure 56 : (a) Permittivité complexe (partie réelle en haut et partie imaginaire en bas) de la mesure (AIN 20°C) et de son identification diffusive. (b) Son symbole diffusif identifié ( $\eta_k$ ), mais tracé sous la forme  $\varepsilon_{\#k} = \eta_k/\xi_k$  qui est homogène à une permittivité relative, en fonction de la distribution des constantes de temps (de relaxation)  $\tau = 1/\xi_k$ .

Afin d'évaluer la précision de l'identification, nous introduisons un paramètre pour distinguer le degré d'approximation des deux courbes. Le vecteur  $\Delta Z(\omega_m)$  est la différence entre l'impédance complexe mesurée  $Z^*(\omega_m)$  et l'impédance identifiée  $\widehat{Z}^*(\omega_m)$  à la pulsation  $\omega_m$ , qui s'exprime alors :

$$\Delta Z^*(\omega_m) = Z^*(\omega_m) - \widehat{Z}^*(\omega_m), \quad m = 1, \dots, K \quad (136)$$

$$\omega_m \in [\omega_1 = \omega_{min} , \omega_M = \omega_{max}].$$

Pour chaque pulsation discrète  $\omega_k$ , nous pouvons également calculer une erreur par rapport à la valeur mesurée (erreur relative) :

$$Err(\omega_m) = \frac{|\Delta Z^*(\omega_m)|}{|Z^*(\omega_m)|}, \quad m = 1, \dots, K \quad (137)$$

La phase et l'impédance mesurées et celles simulées à partir du modèle identifié ainsi que les erreurs correspondantes sur la phase  $\varphi$  et l'impédance  $Z^*(\omega)$  pour la spectroscopie d'impédance de l'AIN à 20°C sont proposées dans la Figure 57. Les écarts moyens correspondants sont 0,019 % et 0,028 % respectivement, ce qui permet de valider notre

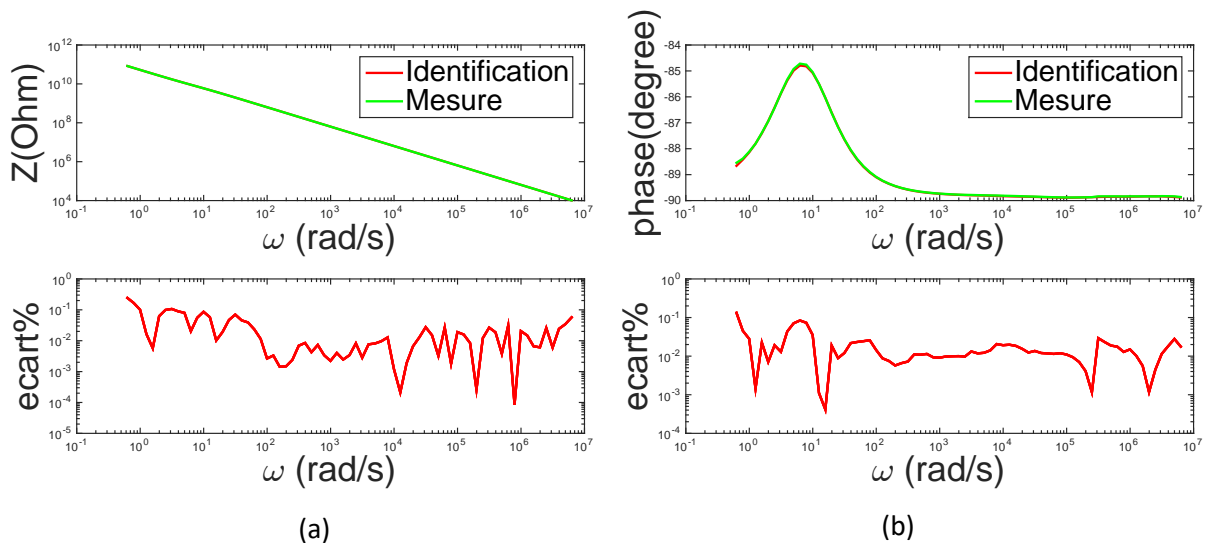


Figure 57 : Module (a) et phases (b) de l'impédance du modèle identifié et de la mesure, avec les écarts (%) correspondants. Exemple pour AIN à 20 °C.

modèle.

Après avoir ajusté le modèle en fonction de sa dynamique, nous devons introduire ses caractéristiques dans COMSOL pour simuler l'intensité du champ électrique (la distribution du champ électrique) et la densité de courant dans une géométrie quelconque en tenant compte des effets des phénomènes de relaxation diélectrique.

### III.C. Intégration du modèle dans COMSOL

#### III.C.1. Implémentation dans COMSOL

Dans le cas d'un matériau diélectrique comportant un continuum de phénomènes de polarisation non instantanée, la représentation diffusive permet d'en obtenir une modélisation en tout point de l'espace au moyen de K équations différentielles du premier ordre.

Après une identification des paramètres de ce modèle avec MATLAB à partir de mesures fréquentielles, on peut directement transférer ces valeurs dans COMSOL à l'aide du module

Livelink MATLAB où nous intégrons pour les trois dimensions de l'espace (x,y,z) les K équations décrivant les phénomènes de polarisation du matériau.

Les équations résolues dans COMSOL pour un matériau deviennent alors :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}V \quad (138)$$

$$\vec{J}(t) = \sigma \vec{E}(t) + \frac{d\vec{D}(t)}{dt} \quad (139)$$

$$\overrightarrow{D_{\#k}}(t) + \frac{1}{\xi_k} \frac{\partial \overrightarrow{D_{\#k}}}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\eta_k}{\xi_k} \vec{E}(t), \text{ pour } k = 1, \dots, K \quad (140)$$

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \vec{E}(t) + \sum_{k=1}^K \overrightarrow{D_{\#k}}(t) \quad (141)$$

Avec  $\varepsilon_\infty = \eta_{K+1}$ .

*Remarque* : la conductivité DC du matériau peut donc être prise en compte dans cette modélisation à travers le paramètre  $\sigma$  (eq. (139)).

Il faut noter qu'en pratique lors de l'identification, certains symboles  $\eta_k$  sont égaux à 0 et l'équation associée n'est alors pas simulée ce qui réduit le temps de calcul. Ceci est particulièrement vrai dans le cas d'un critère d'optimisation avec contraintes de positivité (voir paragraphe III.B.3.c).

La géométrie simulée sera celle d'un substrat métallisé avec un encapsulant. Les paramètres du modèle identifié précédemment (Figure 56 et Figure 57) pour une AIN à 20°C sont intégrés pour le substrat. Une identification est faite de même pour l'encapsulant (gel silicone Qsil556 mesuré à 20 °C) : Les mesures et le modèle diffusif obtenu sont présentés dans la Figure 58.

La permittivité  $\varepsilon_\infty$  identifiée pour le gel à 20°C est 3,51. Les erreurs en valeur relative sont plus importantes par rapport à celles pour l'AIN, principalement en raison du fait que les variables mesurées varient peu, mais ces erreurs restent très faibles (0,023 % et 0,038 % respectivement pour la phase et de l'impédance).

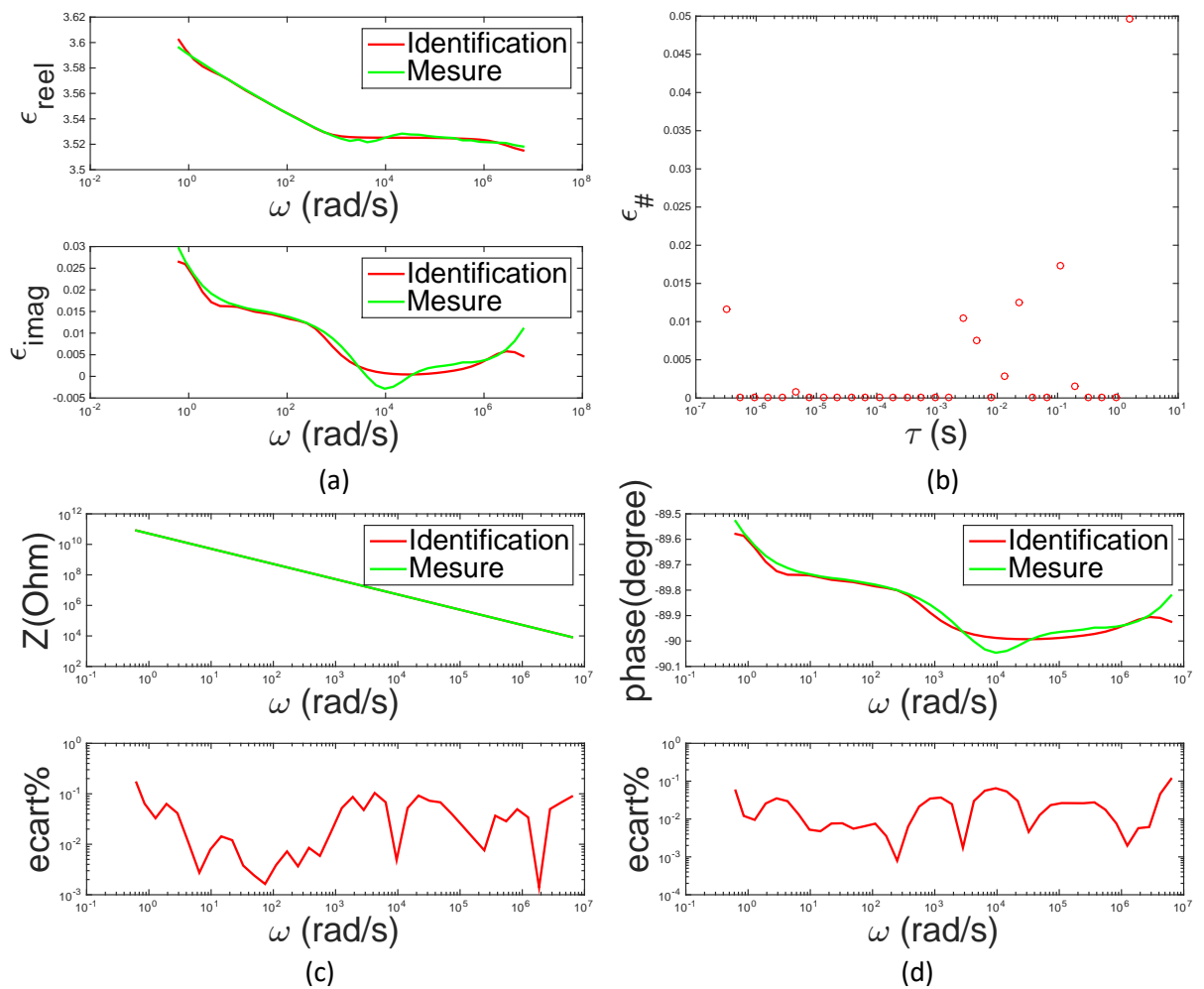


Figure 58 : (a) Permittivités complexes identifiée et mesurée. (b) Symboles diffusifs correspondants. Module (c) et phases (d) de l'impédance du modèle identifié et de la mesure, avec les écarts (%) correspondants. Exemple pour le gel silicone à 20°C.

### III.C.2. Simulation temporelle pour un échelon : excitation MLI des isolants

#### III.C.2.a. Géométrie du système d'étude

La géométrie proposée pour la simulation est présentée sur la Figure 59 : deux électrodes de dimensions différentes sont fixées en haut et en bas d'un substrat en AlN de 1 mm\*10 mm et l'ensemble est enveloppé dans du gel Qsil 556. Pour ne pas être influencé par la singularité du point triple lors de la simulation du champ électrique, celui-ci sera considéré aux deux points P1 et P2, positionnés dans la géométrie à une distance éloignée de 21  $\mu\text{m}$  (15  $\mu\text{m}$  vers la droite et 15  $\mu\text{m}$  vers le bas/haut) du point triple dans l'AlN et le gel.

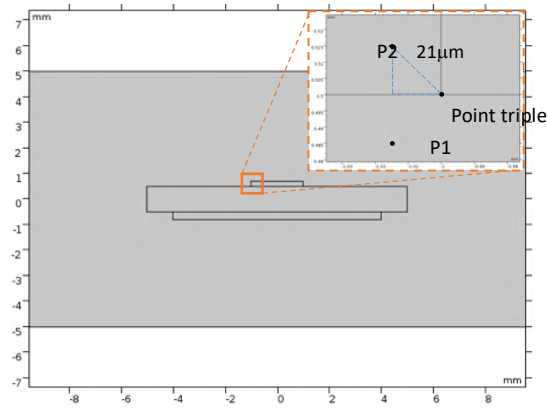


Figure 59 : Schéma de la structure DBC.

Pour comparer les résultats de la simulation, nous prenons comme référence les conductivités et les permittivités habituellement utilisées pour le substrat AlN et le gel silicone respectivement [ $\sigma = 10^{-11}$  S/m –  $\epsilon_r = 9$ ] et [ $\sigma = 10^{-13}$  S/m –  $\epsilon_r = 3,5$ ].

### III.C.2.b. Comportement du champ électrique

Pour considérer un signal d'entrée représentatif d'une excitation MLI, un échelon de tension avec une rampe de montée de  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$  est appliqué à l'électrode supérieure. Les champs électriques résultants dans l'AlN (P1) et dans le gel (P2) en fonction du temps sont présentés sur la Figure 60.

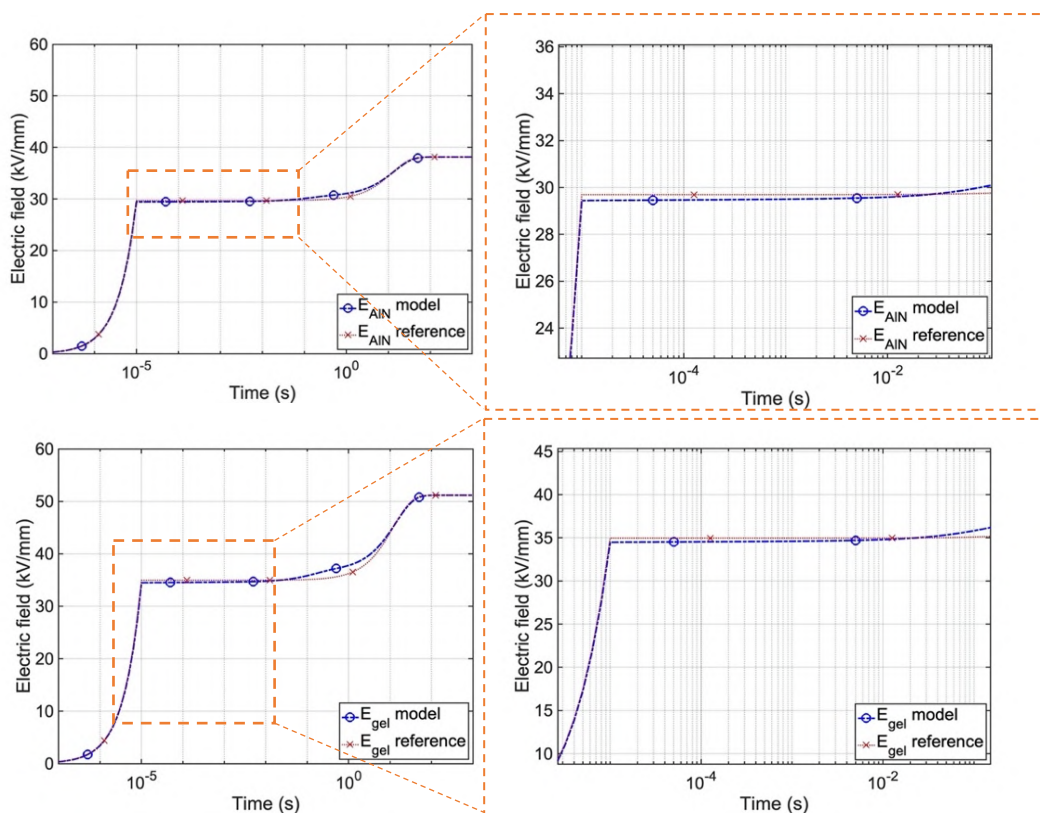


Figure 60 : Champ électrique en P1 et P2 fonction du temps, pour un échelon de tension appliqué avec une rampe de  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .

Le champ électrique augmente d’abord rapidement avec l’augmentation de la tension, après 10  $\mu$ s, la tension atteint 10 kV et reste constante. Le champ électrique évolue alors lentement et on observe une différence entre la courbe de référence rouge avec des paramètres constants et la courbe bleue qui intègre les phénomènes de polarisation. La valeur différente du champ électrique à la fin de la rampe (10  $\mu$ s) est due au fait que la valeur mesurée de la permittivité relative de AlN aux hautes fréquences ( $\epsilon_{\infty} = 8,6$ ) est légèrement inférieure à la valeur de la permittivité de AlN utilisée pour la courbe bleue ( $\epsilon_r = 9$ ). Il faut noter aussi que la permittivité diélectrique du gel à haute fréquence ( $\epsilon_{\infty} = 3,512$ ) est presque identique à la permittivité du gel utilisée pour la courbe bleue ( $\epsilon_r = 3,5$ ), la permittivité du gel n’a donc pas d’influence ici.

La prise en compte des phénomènes de relaxation dans notre modèle permet d’observer une augmentation du champ électrique aux temps plus longs ( $>10^{-2}$  s), cependant, il convient de préciser que l’identification fréquentielle limite la validité du modèle aux temps longs car la fréquence basse de mesure est de 0,1 Hz.

Un autre point est à préciser, la valeur du champ électrique en régime permanent dépend de la conductivité du matériau, qui est fixée aux mêmes valeurs dans les deux simulations, de sorte que les deux courbes finissent par converger à la même valeur.

### III.C.2.c. Simulation de la densité de courant

En intégrant la densité de courant ( $A/m^2$ ) à la frontière de l’électrode (sur la longueur de la frontière dans une géométrie 2D ici), nous pouvons obtenir le courant total (courant de fuite) en A/m pour l’ensemble du système. Lorsqu’une excitation en échelon avec une rampe de 1 kV/ $\mu$ s est appliquée à l’électrode supérieure, la courbe résultante du courant en fonction du temps est présentée dans la Figure 61.

Nous observons clairement le courant capacitif important qui se produit de 0 à 10  $\mu$ s en raison de l’augmentation rapide de la tension. Pour la courbe rouge, dès que la tension se

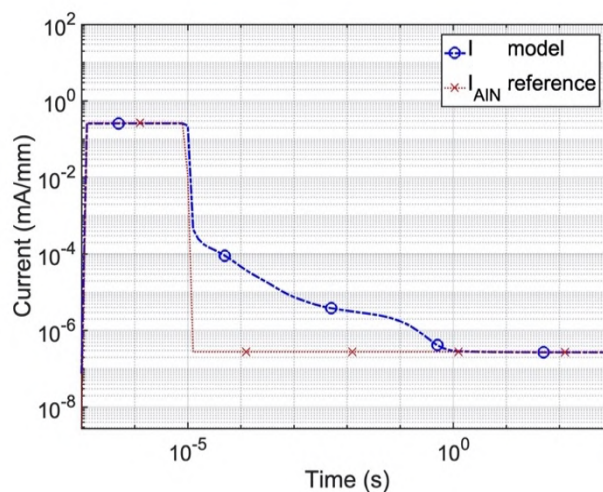


Figure 61 : Courant en fonction du temps lorsqu’une excitation en échelon avec une rampe de 1 kV/ $\mu$ s est appliquée.

stabilise, le courant passe brusquement à un courant de conduction « pur » avec une valeur de  $2,77e-7$  mA/mm qui est la même que la valeur obtenue lorsque le signal sinusoïdal de tension à 5 Hz est au pic. Cependant, pour les résultats obtenus à partir de notre modèle, la courbe bleue montre un courant de polarisation qui devient progressivement plus petit avec le temps, c'est-à-dire qu'un phénomène transitoire existe pour le courant et qui converge finalement vers un état stable, un courant purement conducteur, après un certain temps.

### **III.C.3. Résumé**

Nous avons mis en œuvre l'utilisation de la méthode d'identification par la représentation diffusive pour obtenir un modèle qui décrit les polarisations non instantanées dans le domaine temporel du matériau diélectrique sur la base des données mesurées. Ce modèle est couplé avec succès à la simulation dans le domaine temporel de COMSOL. Un exemple a été utilisé pour démontrer sa faisabilité et pour le comparer aux résultats obtenus par les méthodes de simulation conventionnelles. Dans l'exemple nous avons observé que notre modèle a une influence significative sur les résultats du courant dans le domaine temporel lorsque le système d'isolation est soumis à une excitation de tension.



### III.D. Améliorations et limites des modèles identifiés

#### III.D.1. Limite des modèles sous représentation diffuse

Dans la section précédente, nous avons identifié les propriétés diélectriques de l'AIN et du gel à 20 °C au moyen de la méthode de représentation diffuse. Cependant, lorsque nous essayons d'utiliser la même méthode pour identifier les propriétés diélectriques de l'AIN à d'autres températures (200 °C, 400 °C), comme le montre la Figure 62, l'identification présente un grand écart avec les résultats mesurés, notamment aux basses fréquences. Ceci est dû au fait que les effets de conductivité plus prononcés aux basses fréquences ne sont pas pris en compte dans notre modèle. Nous devons donc introduire une composante de conductivité représentative de la réalité dans le modèle pour l'améliorer.

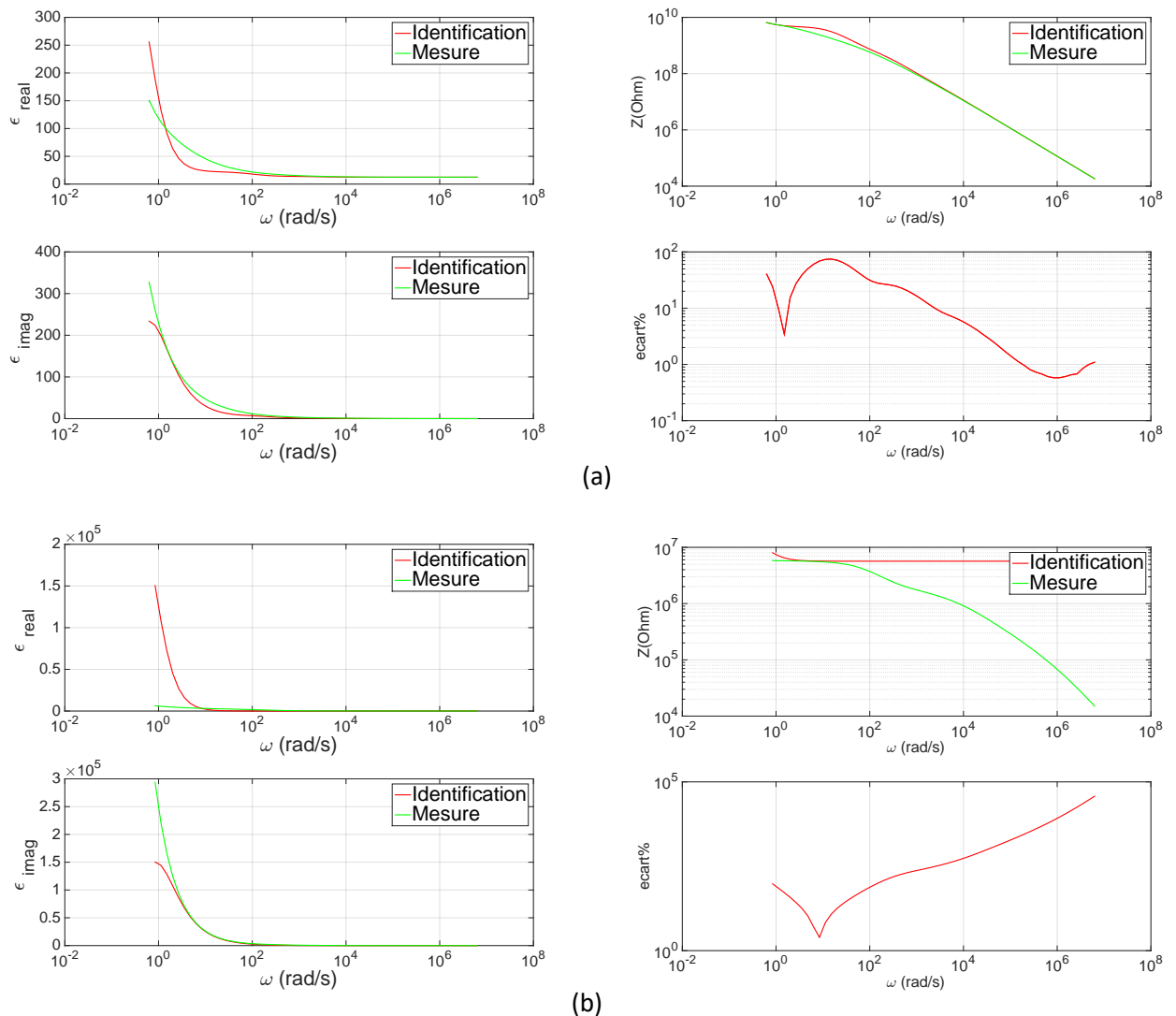


Figure 62 : Permittivité complexe et impédance identifiées par RD et mesurées de AIN (a) à 200°C, (b) à 400°C.

#### III.D.2. Modèle étendu avec conductivité équivalente

La Figure 63 compare l'évolution de la conductivité en fonction de la température relevée à partir de mesures temporelles I(t, V) (souvent nommée conductivité DC,  $\sigma_{DC}$ ) et

l'évolution de la conductivité obtenue par spectroscopie d'impédance pour le signal sinusoïdal de plus faible fréquence (i.e. 0,1 Hz dans notre cas) nommée conductivité AC, ( $\sigma_{AC}$ ) ; ceci pour deux céramiques AlN et Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>.

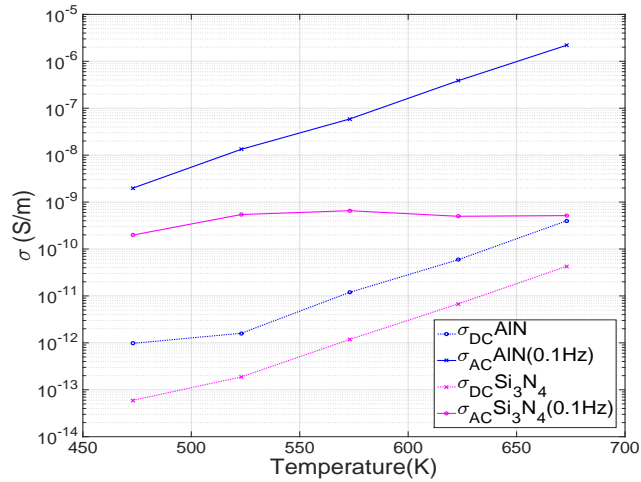


Figure 63 : Conductivité DC et conductivité AC à 0,1 Hz de AlN et Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> à différentes températures.

Pour rappel, dans le cadre de la spectroscopie d'impédance, la conductivité  $\sigma_{AC}$  est issue d'une vision où l'échantillon de mesure de la Figure 51 est vu, non plus comme un condensateur équivalent, mais une résistance équivalente de longueur  $e$  et de surface  $S$ . L'impédance mesurée s'écrit alors dans le domaine de Laplace :

$$Z^*(p) = R^*(p), \quad (142)$$

où  $R^*(p)$  correspond à cette résistance équivalente que l'on peut écrire :

$$R^*(p) = \frac{1}{\sigma^*(p)} \cdot \frac{e}{S}, \quad (143)$$

avec  $\sigma^*(p)$  la conductivité équivalente associée. L'expression de cette conductivité à partir de l'impédance est alors donnée par :

$$\sigma^*(p) = \frac{1}{Z^*(p)} \cdot \frac{e}{S}. \quad (144)$$

Dans le domaine fréquentiel (i.e.  $p = j\omega$ ), et avec l'écriture classique  $\sigma^*(j\omega) = \sigma'(\omega) - j\sigma''(\omega)$ , on obtient la correspondance :

$$\begin{aligned} \sigma'(\omega) &= \frac{e}{S} \cdot \frac{Re(Z^*(j\omega))}{|Z^*(j\omega)|^2}, \\ \sigma''(\omega) &= \frac{e}{S} \cdot \frac{Im(Z^*(j\omega))}{|Z^*(j\omega)|^2}. \end{aligned} \quad (145)$$

Nous pouvons donc déterminer la conductivité complexe  $\sigma^*(j\omega)$  à partir de l'impédance mesurée. Certains ponts de mesure intègrent d'ailleurs le calcul de cette conductivité.

Par définition, la conductivité AC ( $\sigma_{AC}$ ) correspond à la partie réelle  $\sigma'$  de  $\sigma^*$  et dépend donc de la fréquence.

*Remarque* : on peut lier la permittivité relative équivalente  $\varepsilon^*(p)$  définie par (122), (123) et (124) et la conductivité équivalente  $\sigma^*(p)$  :

$$\sigma^*(p) = p\varepsilon_0\varepsilon^*(p), \quad (146)$$

qui donne dans le domaine fréquentiel (i.e.  $p = j\omega$ ) :

$$\sigma'(\omega) = \omega\varepsilon_0\varepsilon''(\omega), \quad \sigma''(\omega) = -\omega\varepsilon_0\varepsilon'(\omega). \quad (147)$$

La Figure 63 montre clairement que la conductivité  $\sigma_{DC}$  diffère de plusieurs ordres de grandeurs de  $\sigma_{AC}$  à la fréquence minimale  $f_{min}$  de la gamme de mesure de notre analyseur Novocontrol. Cela suggère l'existence de phénomènes physiques lents (par rapport à 0,1 Hz), dont nous ne discuterons pas la nature ici. Ce qui est certain, en revanche, c'est que ces phénomènes vont générer des courants au sein du matériau : pour les prendre en compte, nous proposons d'introduire une résistance équivalente  $R_e$  dans le modèle de la Figure 54, ce qui conduit au nouveau circuit équivalent de l'échantillon de mesure donné Figure 64. On considère ainsi le courant résultant d'un phénomène physique se produisant à une fréquence inférieure à la fréquence minimale de mesure  $f_{min}$ , qui sera associé à une densité de courant de conduction équivalente  $\sigma_e$ .

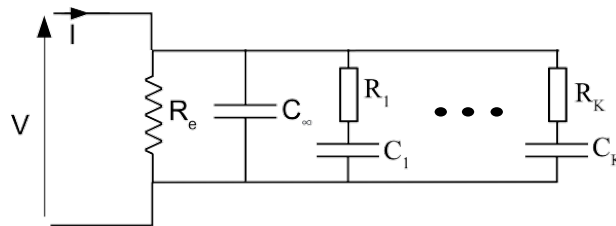


Figure 64 : Circuit équivalent du modèle après l'introduction de la conductivité équivalente.

Pour décrire les phénomènes de relaxation dans la plage de mesure (i.e. les fréquences supérieures à 0,1 Hz), on va soustraire la conductivité  $\sigma_e$  avant d'identifier le modèle sous représentation diffusive. Afin d'ajuster au mieux  $\sigma_e$ , nous mettons en place une méthode itérative présentée sur la Figure 65. A partir d'une valeur initiale  $\sigma_1$ , nous augmentons progressivement cette valeur par des boucles successives jusqu'à une valeur  $\sigma_i$  pour laquelle la partie imaginaire de la permittivité  $\varepsilon''(\omega)_i$  devient négative. Dans chaque boucle, l'impédance  $Z^*$  est calculée pour la valeur de  $\sigma_i$  et l'erreur relative du modèle diffusif identifié  $\widehat{Z}^*$  résultant est calculée. Cela permet de déterminer la conductivité  $\sigma_e$  qui permet de minimiser l'erreur relative totale sur le modèle (Figure 66). L'erreur relative totale est la somme des erreurs relatives sur chaque  $\xi_i$  discret.

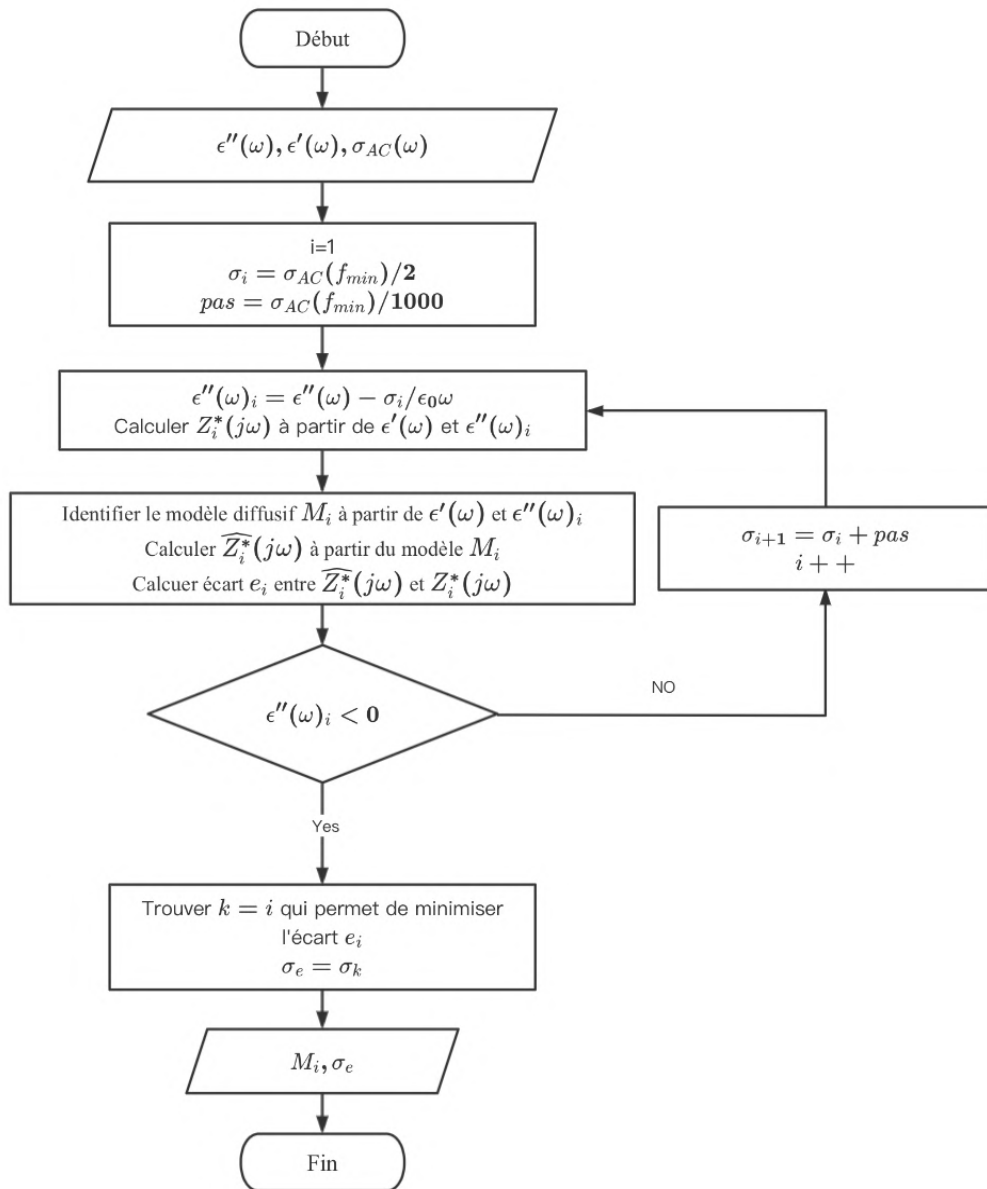


Figure 66 : Schéma de la procédure permettant de trouver la conductivité équivalente.

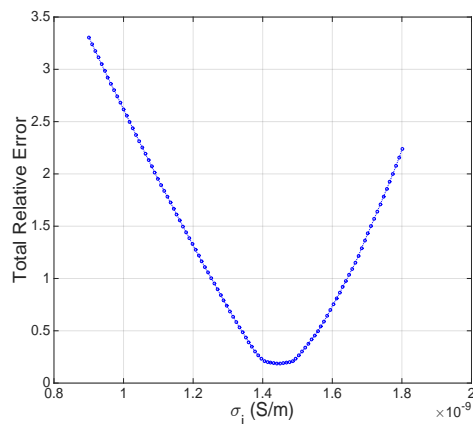


Figure 65 : Evolution de l'erreur relative totale sur l'impédance en fonction de l'augmentation de la conductivité équivalente (pour AIN à 200 °C).

**Remarque :** Il est important de mentionner que, théoriquement, la conductivité équivalente  $\sigma_e$  recherchée doit se situer dans l'intervalle  $(\sigma_{DC}, \sigma_{AC}(f_{min}))$ . En règle générale, cette valeur tend à être plus proche de  $\sigma_{AC}(f_{min})$ . Pour réduire le temps de calcul, la valeur initiale  $\sigma_1$  de  $\sigma_e$  est choisie à  $\sigma_{AC}(f_{min})/2$ . Enfin, le pas d'augmentation est fixé à  $\sigma_{AC}(f_{min})/100$ .

Le modèle identifié et l'erreur relative pour deux températures sur les mesures pour AIN, sont présentés dans la Figure 67 ; on remarque la bonne adéquation du modèle avec les mesures.

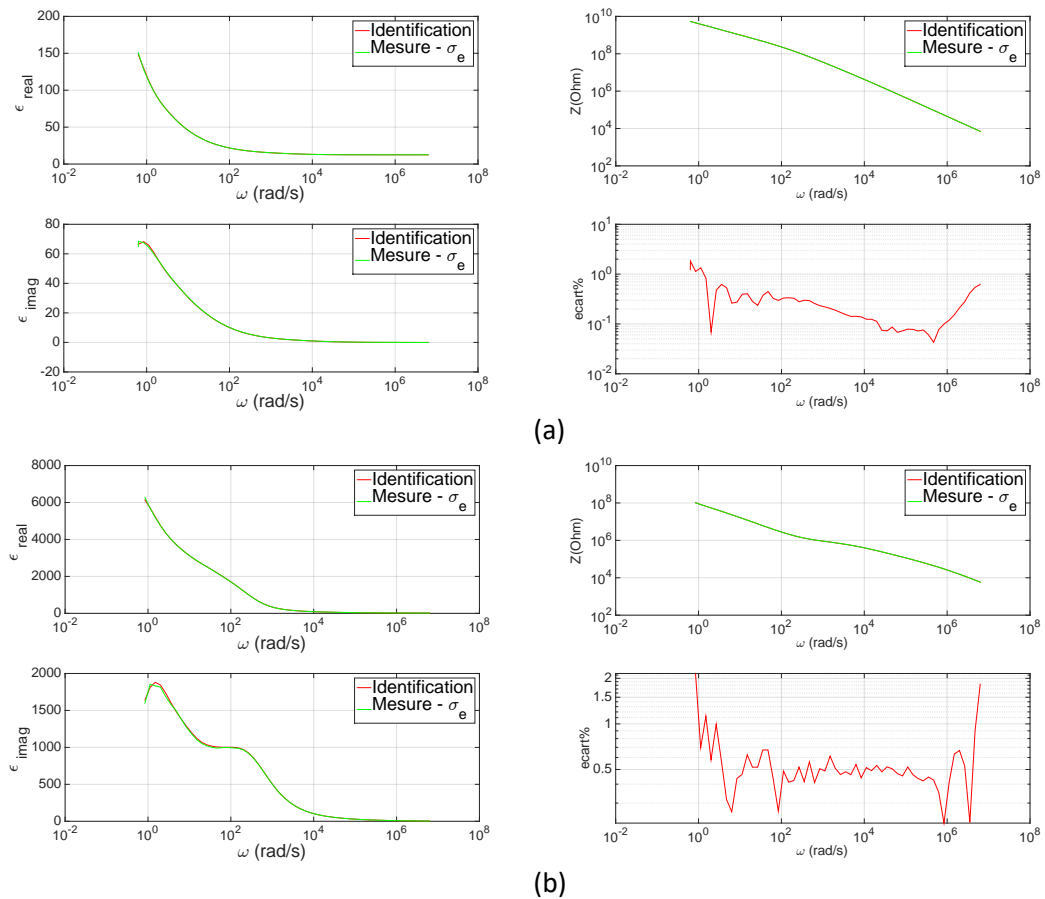


Figure 67 : Permittivité complexe et impédance identifiées et mesurées par la méthode conductivité équivalente.

### III.D.3. Modèle étendu avec branche $(R_e, C_e)$ équivalente

La limitation du modèle initial à identifier à partir des données mesurées est due au fait qu'il manque dans les mesures fréquentielles la réponse diélectrique du matériau sur une plage de fréquences suffisamment basses. Si, dans le paragraphe précédent, l'ajout d'une résistance supplémentaire  $R_e$  (Figure 64) permet d'assurer que le modèle suit bien le

comportement basse fréquence mesuré, ce modèle est néanmoins incomplet sur deux aspects :

- i. Aux temps longs en régime continu, le circuit de la Figure 64 tend vers la résistance équivalente  $R_e$  alors qu'il faudrait obtenir une résistance beaucoup plus grande  $R_{DC}$  associée à la conductivité  $\sigma_{DC}$  (voir début du paragraphe III.D.2 et Figure 63).
- ii. Le comportement à très basses fréquences, sur la plage non mesurée, peut s'assimiler à des phénomènes de polarisation lents et non à des phénomènes de conduction.

Pour prendre en compte ces deux remarques, nous proposons d'introduire un simple phénomène de polarisation de Debye, en incorporant dans le modèle un circuit série  $(R_e, C_e)$ .

Le circuit équivalent du nouveau modèle est présenté dans la Figure 68 :

- la partie encadrée en orange représente les phénomènes de relaxation qui se produisent dans la plage de mesure fréquentielle,
- la capacité  $C_\infty$  est associée à la polarisation instantanée dans le matériau (cadre bleu),
- le circuit  $(R_e, C_e)$  (cadre noir) représente les phénomènes physiques lents qui se produisent hors de la plage de mesure basses fréquences,
- la résistance  $R_{DC}$  (cadre vert) porte la conductivité en courant continu.

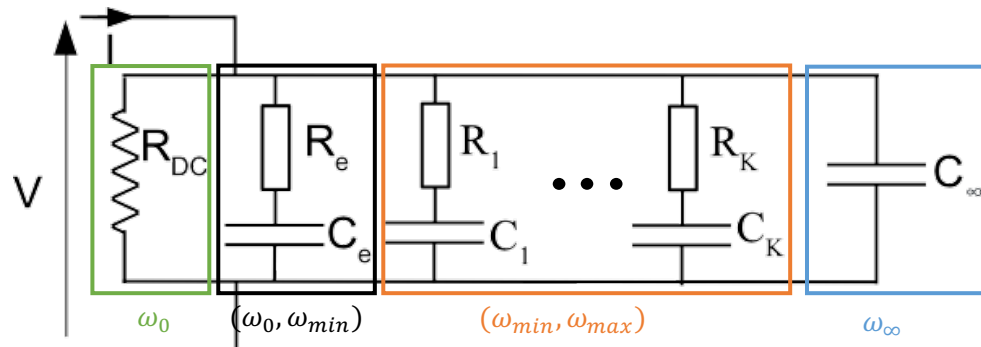


Figure 68 : Circuit équivalent du modèle après l'introduction de  $(R_e, C_e)$ .

L'identification de  $(R_e, C_e)$  supplémentaire va se faire dans notre modèle d'identification en introduisant un pivot supplémentaire  $\xi_0$  dans le modèle diffusif. La plage initiale choisie  $[\xi_1, \xi_K]$  est incluse dans la plage des pulsations mesurées  $[\omega_{min}, \omega_{max}]$  ;  $\xi_0$  est placée telle que  $\xi_0 \ll \omega_{min}$ . En utilisant les propriétés du matériau AlN à 400°C comme exemple, la Figure 69 montre que l'erreur relative entre l'impédance  $\widehat{Z}^*$  du modèle identifié et celle mesurée  $Z^*$  dans la plage  $[\omega_{min}, \omega_{max}]$  diminue lorsque  $\xi_0$  diminue.

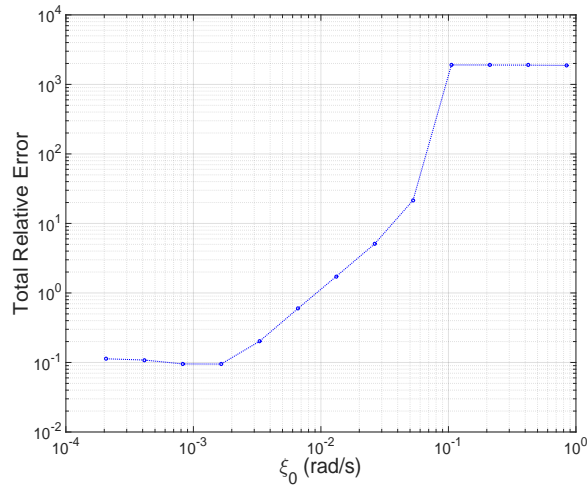


Figure 69 : Évolution de l'erreur relative en fonction de la valeur de  $\xi_0$  pour AlN à 400 °C.

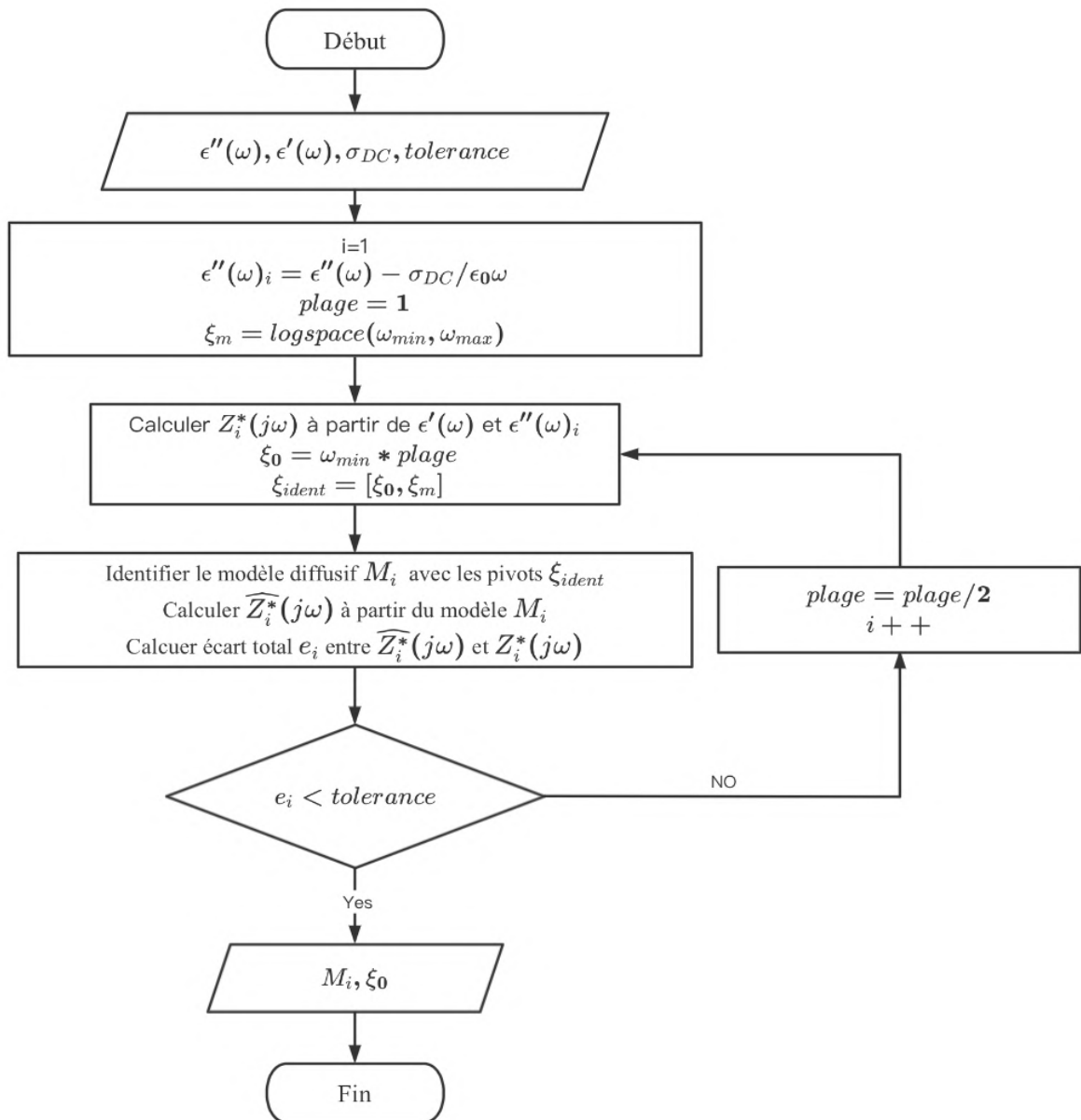


Figure 70 : Schéma de la procédure pour identifier avec  $(R_e, C_e)$  équivalent.

Nous avons alors fixé une tolérance admissible sur cette erreur relative et intégré une nouvelle boucle dans le processus d'identification pour trouver une valeur maximale de  $\xi_0$  qui soit compatible avec cette tolérance (Figure 70). Pour ce faire, la partie conduction DC est d'abord enlevée sur les mesures fréquentielles (la conductivité DC est supposée connue avec les mesures I(V)). La première itération débute par  $\xi_0 = \xi_1$ , que l'on diminue ensuite à chaque boucle. Afin d'accélérer la convergence, une diminution de moitié est employée.

Les résultats obtenus en intégrant ( $R_e, C_e$ ) au modèle sont présentés pour AIN avec une tolérance de 0.2 (0.2 est la tolérance cumulée sur tous les pivots  $\{\xi_k\}_{k=1:K}$ ) sur la Figure 71 pour 200 °C et la Figure 72 pour 400 °C. Le modèle s'adapte extrêmement bien aux mesures réelles et les erreurs relatives moyennes de l'impédance complexe sont de 0,34 % et de 0,17 %.

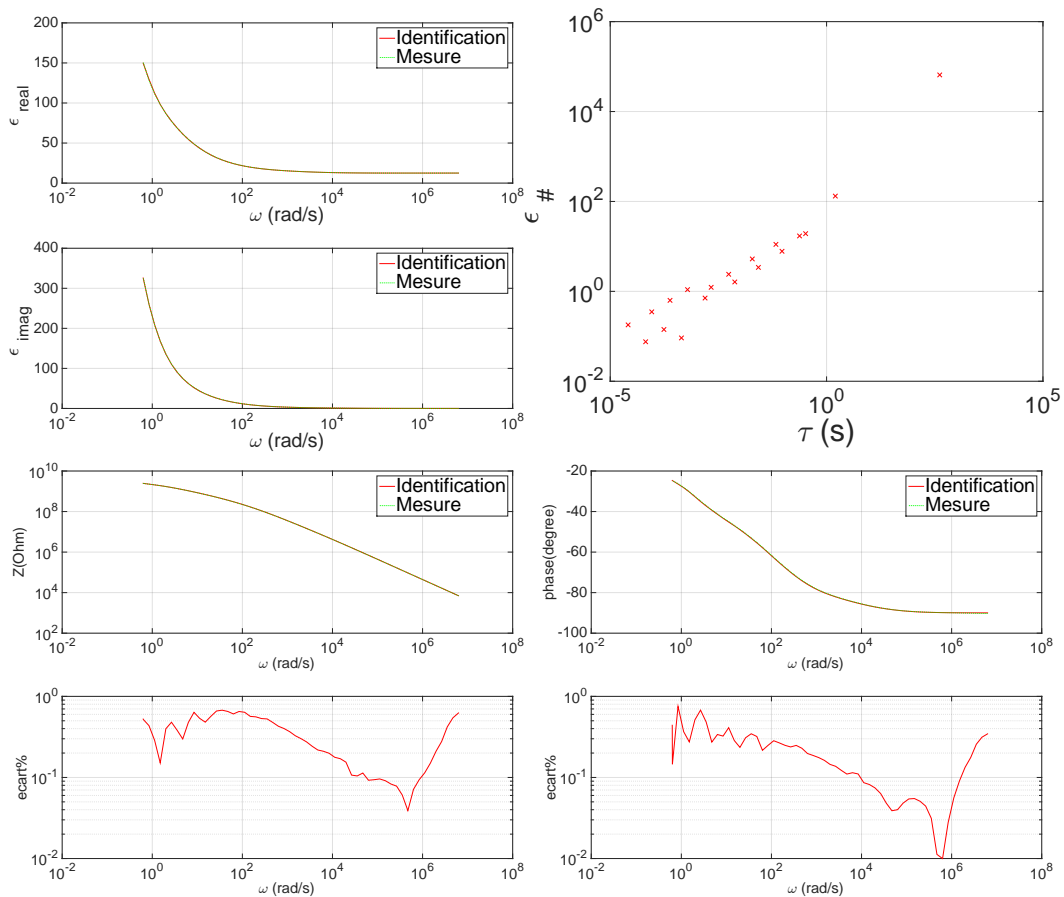


Figure 71 : Permittivité complexe et impédance mesurées et identifiées par la méthode ( $R_e, C_e$ ) équivalent pour AIN à 200°C.



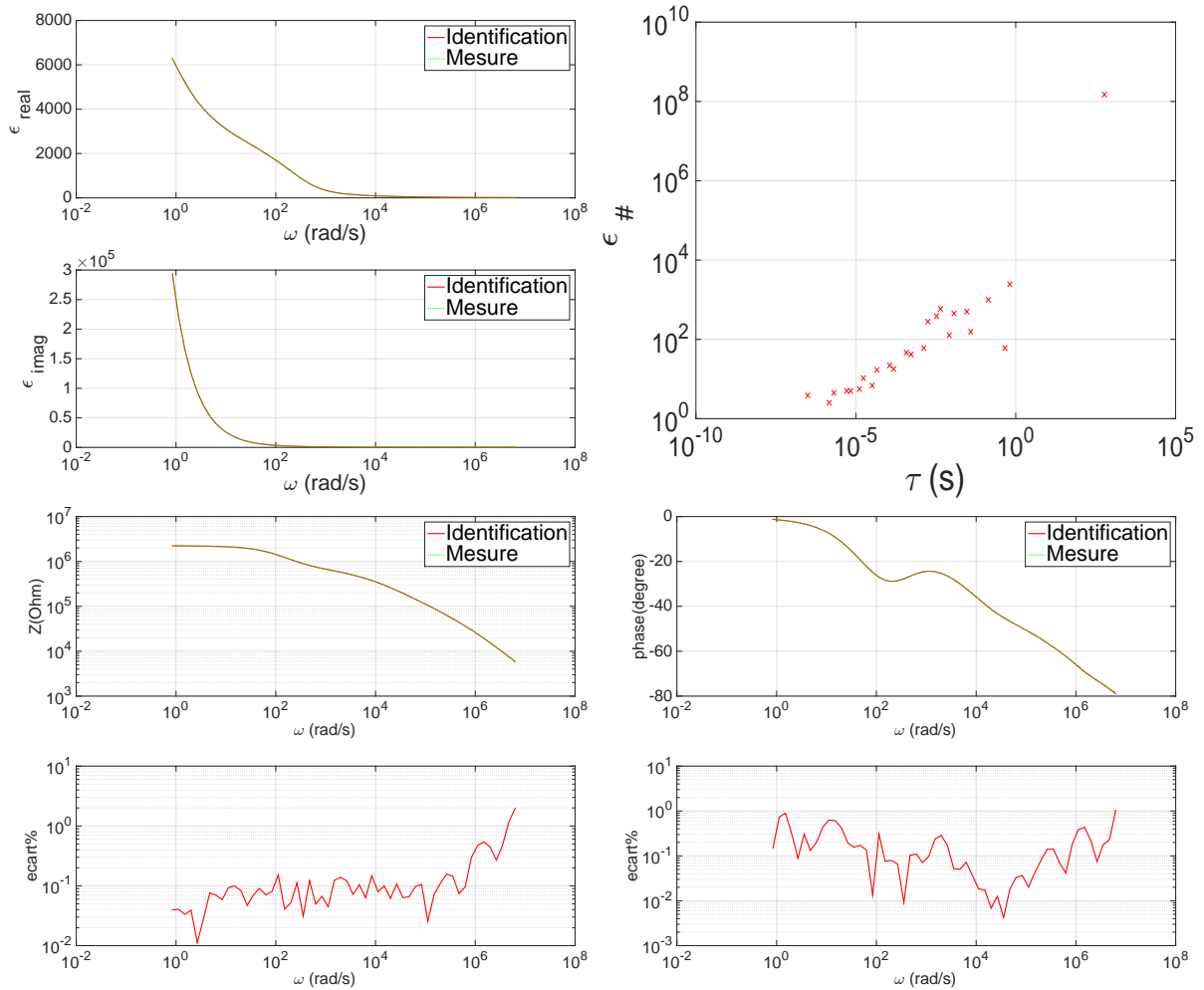


Figure 72 : Permittivité complexe et impédance mesurées et identifiées par la méthode  $(R_e, C_e)$  équivalent pour AIN à 400°C.

### III.D.4. Comparaison des différents modèles d'identification

#### III.D.4.a. Définition du modèle de référence

Pour mettre en évidence le comportement des différents modèles et pour prendre en compte le fait qu'en pratique nous n'avons pas accès aux mesures sur toute la plage de fréquences, nous allons identifier un matériau diélectrique théorique dont nous générerons les « mesures » à partir d'un modèle étalon. Les résultats obtenus seront comparés pour vérifier les limites des modèles et de notre méthode d'identification, cela permettra de donner les hypothèses à intégrer lors de la simulation, en particulier pour la simulation temporelle du champ électrique et du courant.

Notre modèle « étalon » est constitué de deux polarisations de type Cole-Cole suivant l'équation déjà définie précédemment (équation (135)) :

$$\varepsilon^*(p) = \frac{(\varepsilon_{s,1} - \varepsilon_{\infty,1})}{1 + (\tau_1 p)^{\alpha_1}} + \frac{(\varepsilon_{s,2} - \varepsilon_{\infty,2})}{1 + (\tau_2 p)^{\alpha_2}} + \varepsilon_{\infty,1}, \quad (148)$$

avec les paramètres suivants :

- permittivités :  $\varepsilon_{s,1} = 11$ ,  $\varepsilon_{\infty,1} = 6$ ,  $\varepsilon_{s,2} = 4000$ ,  $\varepsilon_{\infty,2} = 11$  ;
- constantes de temps moyennes  $\tau_1 = 0,1$  s,  $\tau_2 = 50$  s, avec les exposants  $\alpha_1 = 0,8$  et  $\alpha_2 = 0,7$ .

Ces valeurs correspondent aux ordres de grandeur de AIN.

La réponse diélectrique ( $\varepsilon'(\omega)$  et  $\varepsilon''(\omega)$ ) de ce matériau étalon sur la plage de pulsations  $[10^{-4}, 10^4]$  rad/s suffisamment large pour englober toutes les facettes du modèle est représentée sur la Figure 73.

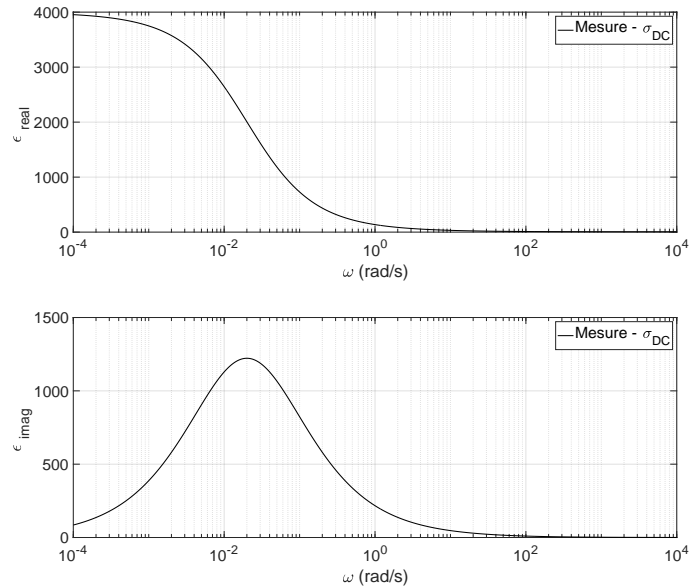


Figure 73 : Evolution de la permittivité donnée par (148).

Nous supposons par ailleurs que le matériau a une conductivité en courant continu  $\sigma_{DC}$  de  $10^{-11}$  S/m. La réponse diélectrique complète de ce matériau étalon est obtenue en combinant  $\varepsilon^*(j\omega)$  et  $\sigma_{DC}$  (Figure 74(a)).

Nous considérerons que le domaine fréquentiel dans lequel le matériau étalon est mesuré est restreint à la plage de pulsations  $[1,42, 10^4]$  rad/s (Figure 74(b)) : cette plage a été choisie pour qu'une partie de la réponse basse fréquence du matériau soit perdue dans les mesures. Les différentes identifications de modèles diffusifs seront donc basées sur cette seule connaissance fréquentielle "mesurée". Ces modèles diffusifs seront implantés dans COMSOL suivant les équations (139), (140) et (141) du § 94, en vue de réaliser des simulations dans le domaine temporel. Afin de conserver la même finesse de discrétisation des modèles diffusifs, nous prendrons un nombre de pivots  $\{\xi_k\}_{k=1:K}$  identique de 50, et suivant la même progression géométrique.

La Figure 75 le modèle diffusif "idéal" pour la partie  $\varepsilon^*$ (148) du matériau étalon, identifié donc sur la plage  $[10^{-4}, 10^4]$  rad/s. Nous l'utiliserons dans la suite comme modèle de référence dans les simulations temporelles sous COMSOL (noté "Ref" dans la suite).

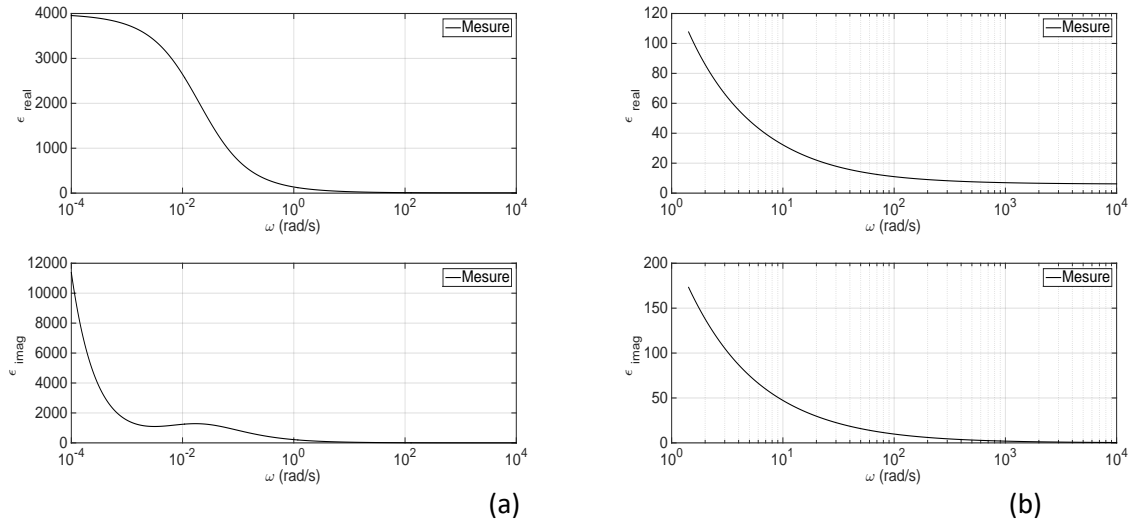


Figure 74 : Réponse diélectrique du matériau étalon complet ( $\epsilon^*$  et  $\sigma_{DC}$ ) dans le domaine fréquentiel :  
 (a) large plage [ $10^{-4}$ - $10^4$ ] rad/s ; (b) plage "mesurée" [ $1,42$ - $10^4$ ] rad/s.

### III.D.4.b. Identification des différents modèles

Afin de comparer les réponses des différents modèles proposés en III.D.2 et III.D.3, nous allons considérer 4 cas :

- Un modèle élémentaire classique que nous nommerons " $\epsilon_r$ " : le matériau diélectrique est décrit simplement par la conductivité DC  $\sigma_{DC} = 10^{-11}$  S/m et la permittivité relative  $\epsilon_r = 6 = \epsilon_{\infty,1}$ . Toutes les polarisations sont donc supposées être instantanées.
- Un modèle basé sur une identification et simulation par représentation diffusives (RD) sur la plage de fréquence des mesures [ $1,42$ - $10^4$ ] rad/s, que nous nommerons "RD". Les résultats identifiés pour la partie  $\epsilon_{\#}$  sont présentés sur la Figure 76. La conductivité DC sera prise en compte dans l'équation (139) pour la simulation dans COMSOL.
- Un modèle noté " $\sigma_e|RD$ " (Figure 77 et Figure 78) où la conductivité équivalente  $\sigma_e$  a été ajoutée (Figure 64) au modèle précédent (Figure 64).
- Enfin un modèle " $R_e C_e|RD$ ", où un circuit  $R_e C_e$  équivalent a été ajouté au modèle diffusif (Figure 68), c'est à dire qu'un 51<sup>ème</sup> pivot  $\xi_0$  a été ajouté en basse fréquence pour l'identification, hors de la plage de mesure [ $1,42, 10^4$ ] rad/s (Figure 79).

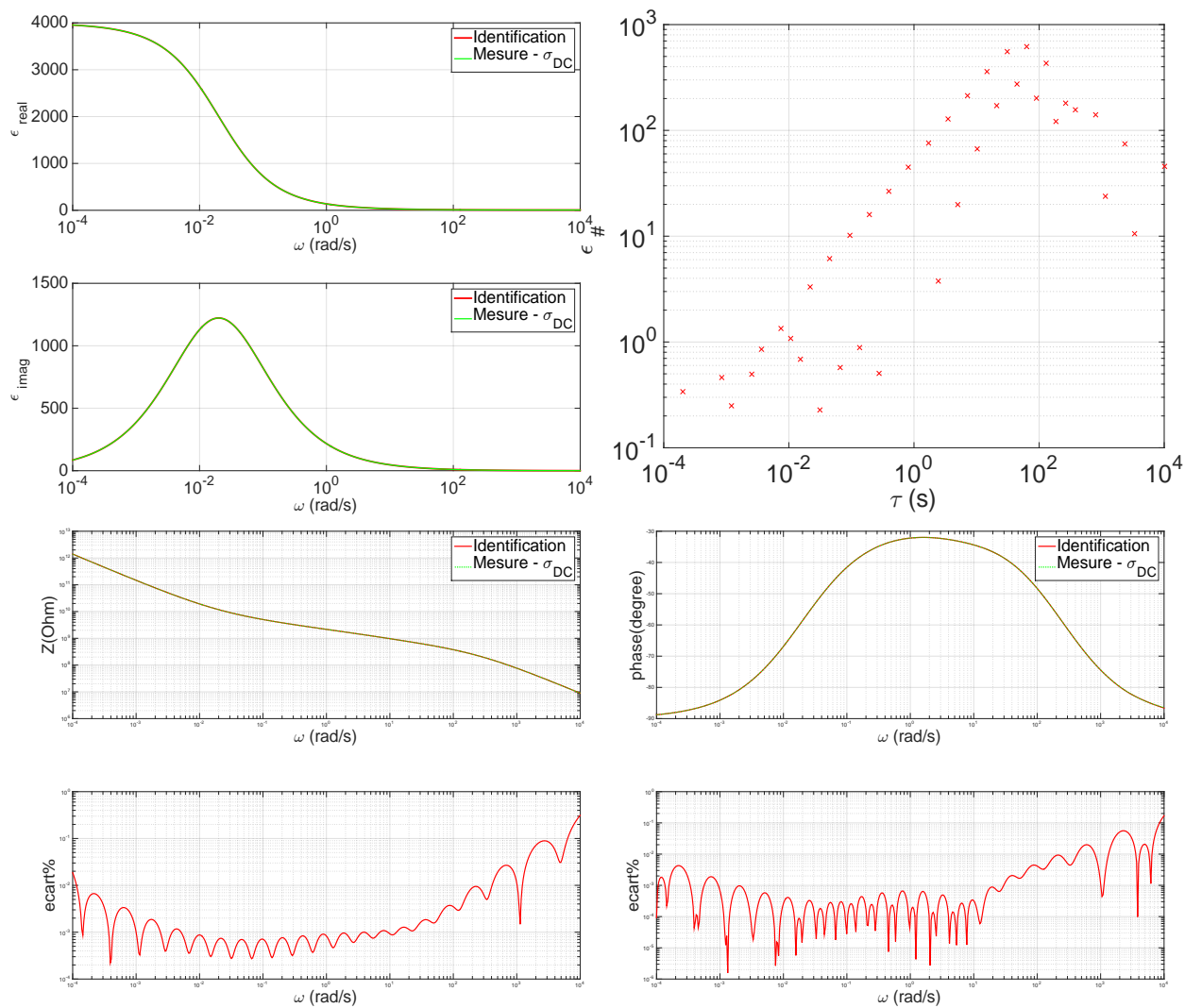


Figure 75 : Permittivité  $\epsilon^*$  et impédance associée  $Z^*$  du matériau étalon et son modèle diffusif identifié dans le domaine complet  $[10^{-4}, 10^4]$  rad/s.

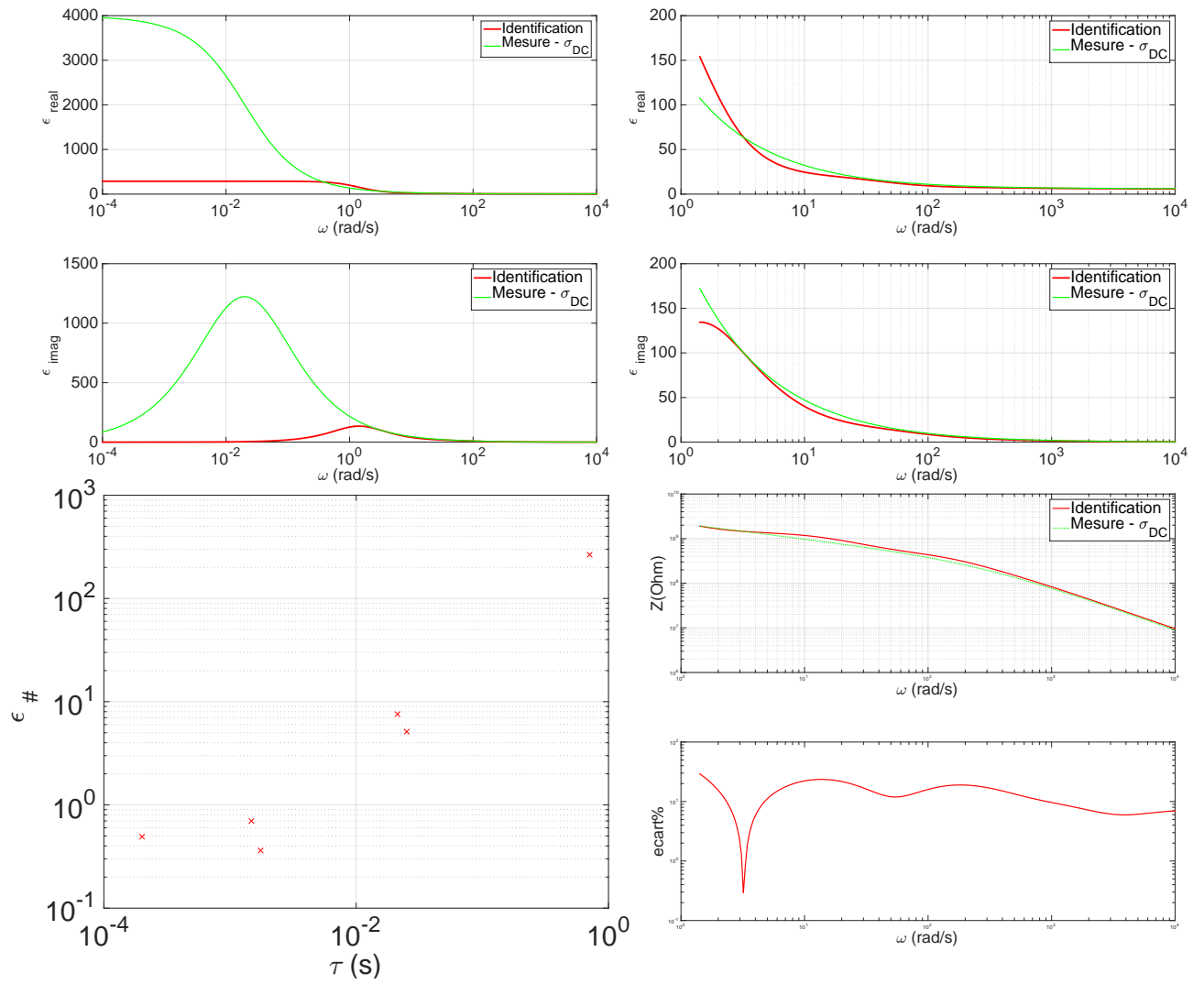


Figure 76 : Représentation diffusive de la partie  $\epsilon^*$  du modèle "RD".

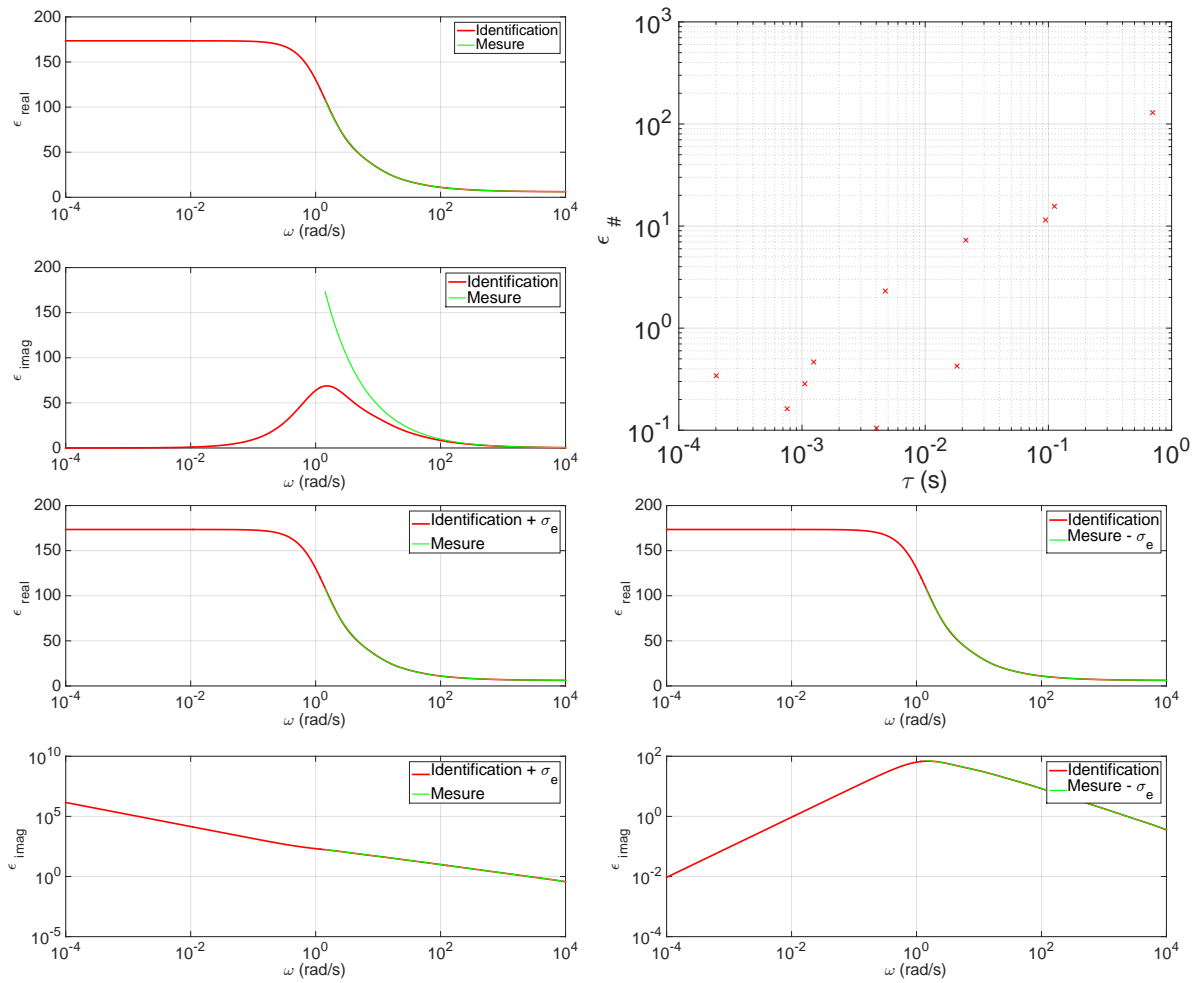


Figure 77 : Représentation diffuse et réponses du modèle " $\sigma_e | RD$ ".

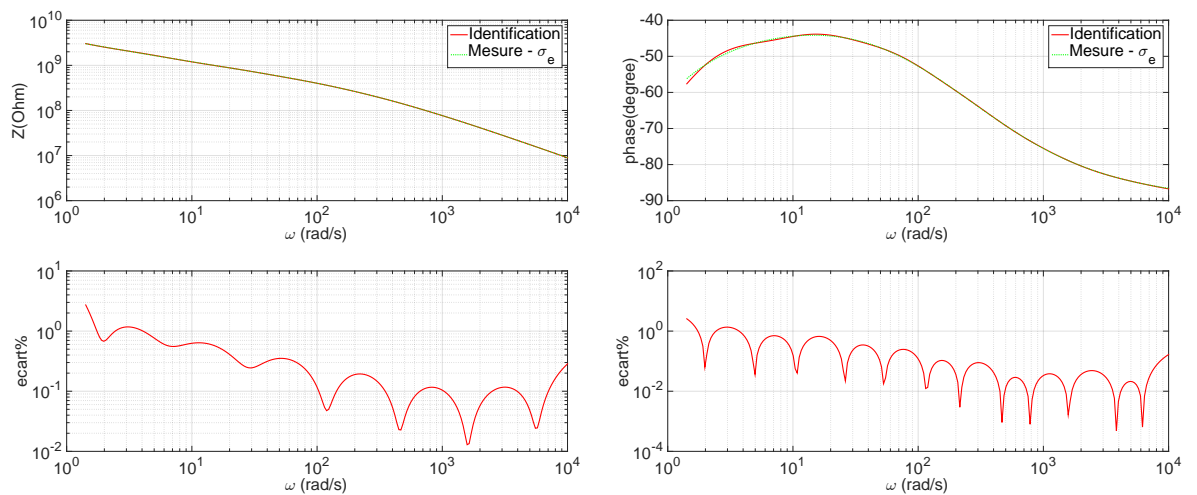


Figure 78 : Module et phase de l'impédance associés à la représentation diffuse de la partie  $\epsilon^*$  du modèle " $\sigma_e | RD$ ".

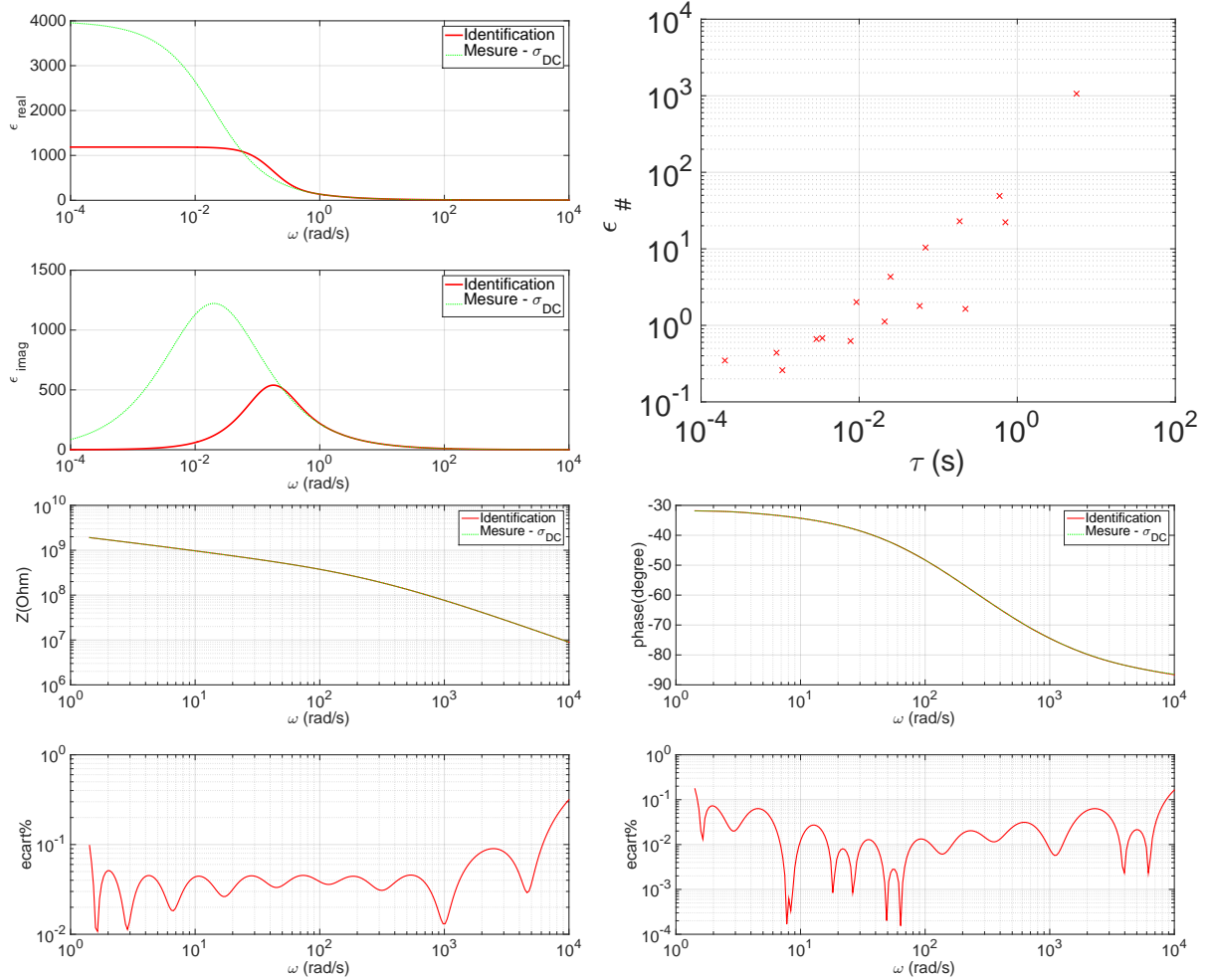


Figure 79 : Représentation diffusive de la partie  $\varepsilon^*$  du modèle " $R_e C_e | RD$ ".

Les modèles " $\sigma_e | RD$ " et " $R_e C_e | RD$ " coïncident avec la réponse diélectrique mesurée dans le domaine fréquentiel. Cependant, les équations à simuler avec COMSOL pour ces deux modèles sont légèrement différentes. Lorsque nous utilisons le modèle " $\sigma_e | RD$ ", nous remplaçons la conductivité  $\sigma$  dans la loi d'Ohm générale (139) par  $\sigma_e$  obtenue par identification (ici  $\sigma_e = 1,29 \cdot 10^{-9}$  S/m). Par contre pour le modèle " $R_e C_e | RD$ ", une équation différentielle est ajoutée dans (140) et (141) pour  $k = 0$  afin de représenter le mode de relaxation supplémentaire associé à  $\xi_0$  (constante de temps du mode  $\tau_0 = 1/\xi_0$ , ici  $\xi_0 = 0,1775$  rd/s et  $\tau_0 = 5,63$  s). Dans la loi d'Ohm générale (139),  $\sigma$  est pris égal à  $\sigma_{DC}$ .

#### III.D.4.c. Simulation temporelle des différents modèles dans COMSOL

Pour la simulation temporelle dans COMSOL, nous avons repris la structure d'un substrat métallisé utilisée au § III.C.2.a, rappelée sur la Figure 83. Le substrat (zone bleue) est constitué de notre matériau étalon. Toute la structure baigne dans du gel, dont la conductivité et la permittivité sont respectivement de  $10^{-13}$  S/m et 3,26. Le point P1 est le

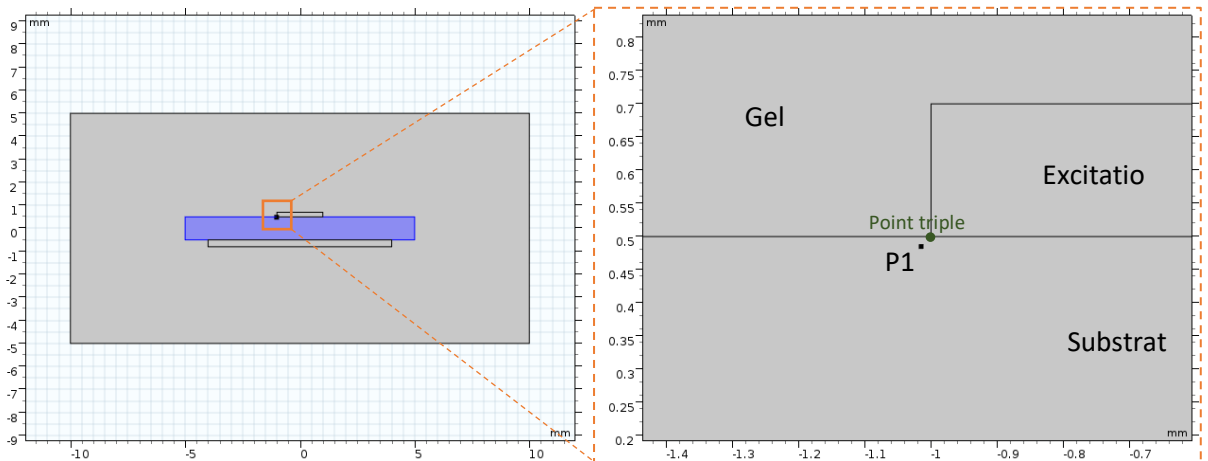


Figure 80 : La structure simulée dans COMSOL.

point d'observation dans le substrat, à une distance de  $10 \mu\text{m}$  du point triple. L'excitation est appliquée sur l'électrode supérieure et l'électrode inférieure est mise à la masse.

L'excitation utilisée ici correspond à un échelon de tension de  $10 \text{ kV}$  avec une rampe de  $1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ .

#### i. Evolution du courant

Le courant en fonction du temps pour les différents modèles, obtenu en intégrant la densité de courant aux frontières de l'électrode supérieure, est représenté dans Figure 81 (en échelle log-log). Qualitativement tout d'abord, le courant prépondérant dans un premier temps est le courant capacitif avant  $10 \mu\text{s}$ , puis vient le courant de polarisation associé aux relaxations diélectriques et enfin le courant de conduction.

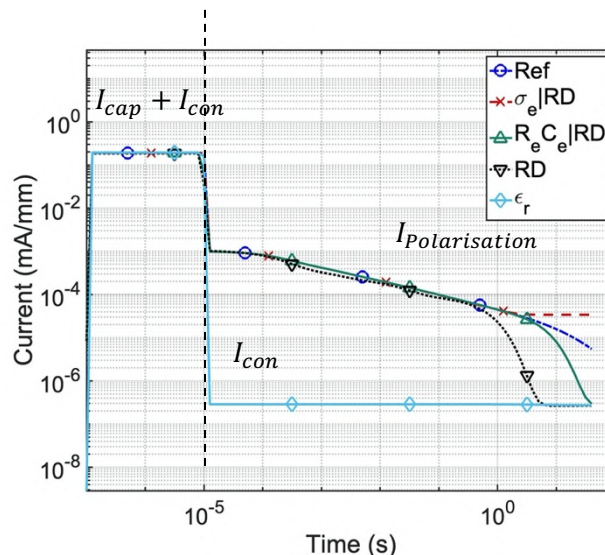


Figure 81 : Evolution du courant pour les différents modèles en réponse à un échelon de tension (après  $10 \mu\text{s}$ , la tension appliquée est constante).

Comme attendu, le modèle élémentaire classique " $\epsilon_r$ " n'exprime pas correctement le processus de décroissance du courant de polarisation. Il convient seulement pour une vision à temps très court, et à temps très long pour la conduction.



Il existe des écarts entre le courant de polarisation obtenu par le modèle "RD" (courbe noire) et celui obtenu avec le modèle de référence "Ref" (courbe bleue). Ceci est notamment lié à protocole d'identification "brut" sans essayer d'approcher le comportement aux limites des fréquences "mesurées" vers les basses fréquences.

Les modèles " $\sigma_e|RD$ " et " $R_eC_e|RD$ " décrivent avec précision la variation du courant jusqu'à 1,5 s. Mais aux temps plus longs (correspondants au régime de basse fréquence hors de la plage de mesure) avec le modèle " $\sigma_e|RD$ ", le courant tend vers la valeur de courant de régime produite par la conductivité équivalente  $\sigma_e$ . Comme  $\sigma_e \gg \sigma_{DC}$ , le courant de conduction final est largement surestimé. Le modèle " $R_eC_e|RD$ " estime très bien le courant de conduction, mais le régime transitoire pour l'atteindre, lié au mode Debye fixé par la cellule ( $R_e, C_e$ ), est éloigné de celui du modèle de référence "Ref" (quoique meilleur que celui du modèle "RD").

### ii. Evolution du champ électrique

En observant le champ électrique au point P1 (Figure 82) obtenu avec le modèle de référence "Ref" et les 3 modèles identifiés à partir des mesures ("RD", " $\sigma_e|RD$ " et " $R_eC_e|RD$ "), nous constatons qu'il augmente d'abord rapidement durant la rampe de tension, puis plus lentement jusqu'à l'état d'équilibre après un léger dépassement. Seul le modèle élémentaire classique " $\epsilon_r$ " ne restitue pas correctement le régime transitoire après la rampe de tension, car il ne prend pas en compte les polarisations non instantanées. De plus, tous les modèles donnent des évolutions du champ électrique qui convergent vers la même valeur à temps long, car le substrat est un matériau supposé homogène. En effet, en régime statique, seule la conductivité gère le champ électrique : comme elle est la même dans tout le substrat, sa valeur importe peu (pourvu qu'elle soit grande devant celle du gel, ce qui est vérifié ici avec un facteur 100 dans le pire des cas correspondant à  $\sigma_{DC}$ ). Globalement, les modèles "RD", " $\sigma_e|RD$ " et " $R_eC_e|RD$ " donnent des réponses en champ électrique très proches.

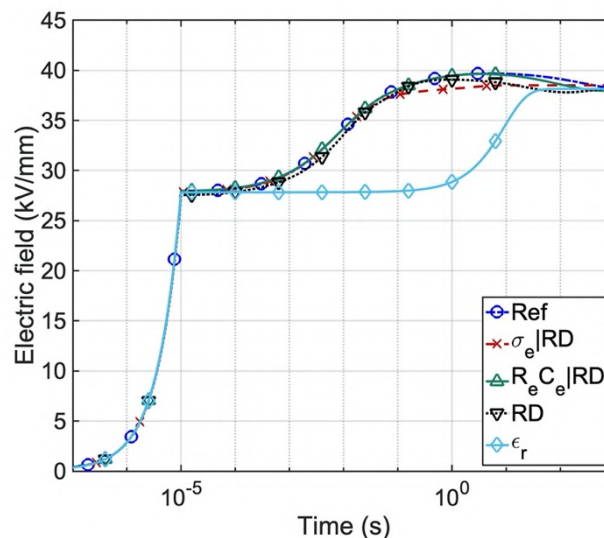


Figure 82 : Evolution du champ électrique au point P1 pour les différents modèles en réponse à un échelon de tension (après 10  $\mu$ s, la tension appliquée est constante).

Cet exemple permet de conclure que le modèle " $R_e C_e |RD$ " identifié avec une mesure fréquentielle du matériau incomplète à basse fréquence, associé à la connaissance de la conductivité DC ( $\sigma_{DC}$ ) de ce même matériau, constitue un bon compromis pour prédire la réponse diélectrique du système, en particulier sa réponse en champ électrique. La prédiction de l'évolution du courant (et donc localement des densités de courant) est beaucoup plus sensible au choix du modèle (l'échelle du courant sur la Figure 81 est logarithmique). Enfin, le modèle " $\sigma_e |RD$ " permet d'effectuer des simulations temporelles avec des mesures préalables en spectroscopie d'impédance et sans connaître la conductivité DC : il peut avoir un intérêt dans certains cas, en particulier en régime transitoire.

### III.E. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré comment il était possible de prendre en compte les phénomènes de polarisation diélectrique non instantanée complexes mais linéaires, au moyen de la représentation diffusive. Cet outil permet d'identifier des modèles se prêtant à une formulation temporelle de type représentation d'état. Il est alors possible d'effectuer des simulations dans le domaine temporel, pour explorer les régimes transitoires et/ou les réponses à des signaux d'excitation quelconque, pas nécessairement sinusoïdaux. Nous avons exploré et discuté l'identification paramétrique de ces modèles à partir de données de mesure fréquentielles (spectroscopie d'impédance), mais il est aussi envisageable de procéder à cette identification au moyen de données de mesure temporelles (réponse à un échelon par exemple) tel que proposé dans les thèses de L. Laudebat [20] et A. Rumeau [21].

Nous avons implanté ces modèles dans COMSOL en tout point d'un matériau diélectrique, dans une géométrie typique de l'Electronique de Puissance. Nous avons donné quelques exemples de réponse temporelle permettant de prédire l'évolution du champ électrique et des densités de courant à proximité d'un point triple, en réponse à une excitation en tension de type échelon.



## Chapitre IV. Perspectives et exemples d'exploitation du modèle par représentation diffusive dans l'environnement du module de puissance.

Dans ce chapitre, nous allons présenter certains résultats originaux et des travaux prospectifs qui permettent de donner un aperçu des possibilités offertes par la prise en compte des phénomènes de relaxation par la représentation diffusive.

### IV.A. Prise en compte des pertes diélectriques.

L'intégration des phénomènes non instantanés et donc des relaxations diélectriques introduit la notion de pertes (pertes dipolaires) du matériau. Dans cette section nous verrons comment le modèle basé sur le symbole diffusif permet d'introduire les pertes, cela nous permettra d'intégrer cet échauffement intrinsèque du matériau sur la répartition thermique du module de puissance.

#### IV.A.1. Pertes diélectriques dans le modèle diffusif

Les diélectriques sont des matériaux qui stockent de l'énergie. La variation d'énergie par unité de volume s'écrit

$$dW = \vec{E} \overrightarrow{dD}, \quad (149)$$

qui, à partir des équations constitutives du milieu et l'introduction de la permittivité, nous permet d'obtenir l'énergie  $W$ . Dans un diélectrique parfait les vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{D}$  sont colinéaires (i.e.  $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$ ) et on obtient

$$W = \int_0^{D_{max}} E dD = \int_0^{E_{max}} \varepsilon_0 \varepsilon_r E dE = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r E_{max}^2 \quad (150)$$

Ceci constitue l'énergie mise en jeu par le diélectrique parfait, qui est de l'énergie stockée.

Si l'on veut intégrer les pertes diélectriques, il faut modifier le modèle. Classiquement, on introduit une permittivité complexe  $\varepsilon^*(j\omega)$  si l'on se place en régime sinusoïdal établi, qui traduit le déphasage entre le champ  $\vec{E}$  et le déplacement  $\vec{D}^*$  qui représente le déplacement électrique de toutes les charges (conduction, réponse instantanée et phénomènes de relaxation associés à  $\vec{D}_\#$ ) (88), (89) :

$$D^*(j\omega) = \frac{\sigma_{dc}}{j\omega} E(j\omega) + \varepsilon_0 \varepsilon_\infty E(j\omega) + D_\#(j\omega) \quad (151)$$

$$D^*(j\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon^*(j\omega) E(j\omega) = \varepsilon_0 (\varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega)) E(j\omega) \quad (152)$$

La densité de puissance complexe mise en jeu par la densité de courant total  $J(j\omega) = p D^*(j\omega)$  intégrant les phénomènes de relaxation est alors donnée par<sup>1</sup>.

$$P(j\omega) = E(j\omega) \bar{J}(j\omega) = E(j\omega) \cdot (-j\omega) \bar{D}^*(j\omega) \quad (153)$$

qui s'écrit finalement avec (152) :

$$\begin{aligned} P(j\omega) &= -E(j\omega) \varepsilon_0 j\omega (\varepsilon' + j\varepsilon'') \bar{E}(j\omega) \\ &= \varepsilon_0 \varepsilon'' |E(j\omega)|^2 - \varepsilon_0 j\omega \varepsilon' |E(j\omega)|^2 \end{aligned} \quad (154)$$

Cette puissance complexe se décline ainsi en deux parties :

- La partie réelle qui représente la puissance moyenne dissipée (puissance "active") ;
- La partie imaginaire qui représente une puissance moyenne d'échange avec le matériau (puissance "réactive").

Avec une modélisation des phénomènes de relaxation par la représentation diffusive, la permittivité des phénomènes de relaxation (85) de l'expression (151) se traduit par :

$$\varepsilon_{\#}(j\omega) = (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) \int_0^{+\infty} \frac{\eta(\xi)}{j\omega + \xi} d\xi. \quad (155)$$

Le déplacement électrique  $D_{\#}(j\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon^*(j\omega) E(j\omega)$  s'exprime alors dans le domaine temporel par la représentation d'état en dimension infinie

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi(t, \xi)}{\partial t} \partial_t &= -\xi \psi(t, \xi) + E(t), \psi(0, \xi) = 0, \xi \in \mathbb{R}^+ \\ D_{\#}(t) &= \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) \int_0^{+\infty} \eta(\xi) \psi(t, \xi) d\xi \end{aligned} \quad (156)$$

Alors que l'expression (154) ne s'applique qu'au cas du régime sinusoïdal établi, le modèle par représentation d'état (156) permet d'introduire n'importe quel type de signal pour  $E(t)$ . Des travaux antérieurs ont indiqué que la représentation diffusive a une consistance thermodynamique [104]. De plus il a été démontré dans [20] qu'une condition suffisante sur le symbole  $\eta(\xi)$  pour que le système soit passif est que ce symbole soit positif. Dans ces conditions, le déplacement diélectrique  $D(t)$  calculé par représentation diffusive nous permet d'obtenir les pertes mises en jeu par les relaxations diélectriques, quel que soit le type d'excitation.

En effet, dans le cas général d'une excitation temporelle, la densité de puissance instantanée perdue associée à la densité de courant de polarisation s'exprime par :

$$p_p(t) = \vec{E}(t) \cdot \vec{J}_p(t) = \vec{E}(t) \cdot \frac{d\vec{D}_{\#}}{dt} \quad (157)$$

---

<sup>1</sup>  $\bar{X}$  est le complexe conjugué de  $X$  et pour rappel le conjugué d'un produit de nombres complexes est le produit des conjugués.

Si on ajoute la densité de courant de conduction  $\sigma_{DC}\vec{E}(t)$  et les relaxations instantanées, on obtient l'expression générale des pertes :

$$p(t) = \vec{E}(t) \cdot (\sigma_{dc}\vec{E}(t) + \varepsilon_0\varepsilon_\infty\vec{E}(t) + \frac{d\vec{D}_\#}{dt}) \quad (158)$$

$$p(t) = \sigma_{dc}E(t)^2 + \vec{E}(t) \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (159)$$

Un exemple de l'estimation des pertes diélectriques pour un signal MLI est donné dans la suite.

#### IV.A.2. Application aux pertes dans le substrat AlN pour un module de puissance.

Dans cette section, un exemple d'application des modèles utilisant la représentation diffusive et prenant en compte les polarisations non instantanées est présenté sur le système d'isolation électrique du module de puissance haute tension avec le substrat céramique en AlN et l'encapsulation en gel (Figure 83). Tous les résultats sont simulés avec la même précision de calcul et de maillage afin de pouvoir les comparer.

Le modèle choisi est le modèle le plus complet défini au Chapitre III car nous disposons à la fois de mesures spectrales diélectriques et de mesures de conductivité pour l'AlN. Nous allons comparer ce modèle diffusif à un modèle de référence, pour lequel nous utilisons les paramètres classiques existant sous COMSOL avec la partie réelle de la permittivité à haute fréquence de l'AlN à 200°C ( $\varepsilon_\infty$ ) comme permittivité relative de l'AlN (12,518) et la conductivité DC mesurée à cette température pour la conductivité implantée dans le logiciel ( $9,76 \cdot 10^{-13}$  S/m).

Les propriétés diélectriques du gel ne varient pas beaucoup en fonction de la fréquence, la conductivité et la permittivité sont donc considérées constantes et respectivement de  $10^{-13}$  S/m et 3,26.

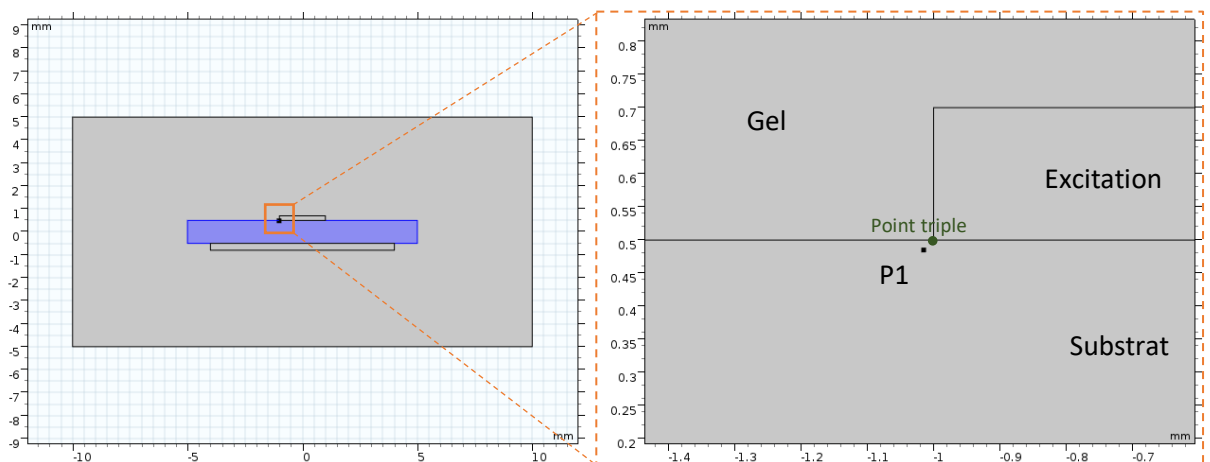


Figure 83 : La structure simulée dans COMSOL.

Sur la Figure 84, les résultats de simulation de l'évolution du champ électrique pour le modèle de référence (bleu) et pour le modèle proposé par représentation diffusive qui prend

en compte la polarisation non instantanée (rouge) sont présentés lors de l'application d'un signal en échelon de 10 kV avec une rampe de 100 kV/ $\mu$ s au point P1 proche du point triple sur la période 0 - 10<sup>4</sup> secondes. Il convient de noter que notre modèle ne peut décrire avec précision la relaxation diélectrique que jusqu'à environ 10 s (correspondant aux mesures fréquentielles), de sorte qu'au-delà de cette valeur, la courbe est grisée et est qualifiée de modèle invalide dans la légende. Cependant, étant donné que la conductivité DC mesurée est utilisée pour l'AIN dans les deux calculs, les résultats des deux calculs tendent vers les mêmes valeurs en régime permanent (33,2 kV/mm).

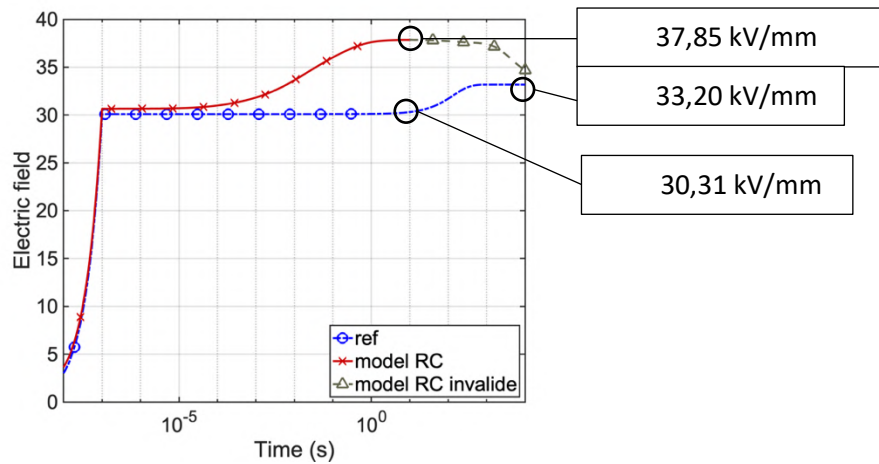


Figure 84 : La variation du champ électrique au point 1 (P1) en appliquant l'excitation en échelon.

Les valeurs maximales des courbes bleue et rouge dans la période 0 – 10 s sont respectivement de 30,31 kV/mm et 37,85 kV/mm, où 37,85 kV/mm est le champ maximal en transitoire dû aux phénomènes de polarisation non instantanée. L'intensité du champ électrique est minimisée par le modèle de référence implanté nativement dans COMSOL par rapport à celui obtenu à l'aide d'un modèle qui tient compte de la polarisation non instantanée du matériau.

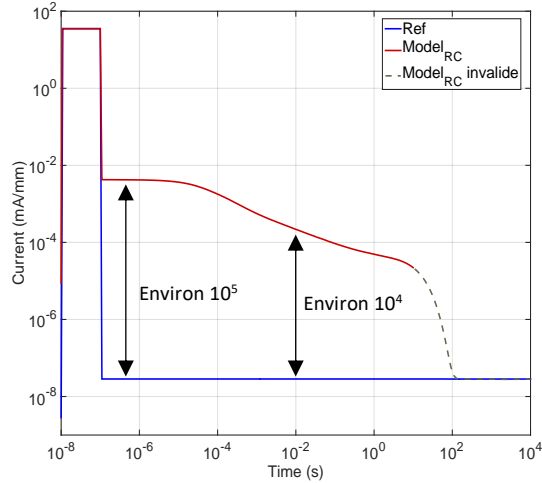


Figure 85 : Courants avec le modèle de référence et le modèle prenant en compte les pertes par relaxation.

En comparant le courant aux électrodes (Figure 85), aux temps très courts dont la dynamique est imposée par la permittivité  $\epsilon_\infty$  et aux temps très longs dont la valeur est imposée par la conductivité, on obtient les mêmes valeurs. Mais pendant le régime intermédiaire, comme le courant est dominé par le courant capacitif sur une grande plage du temps observée, on obtient un rapport important entre les deux courants. Ces courants de polarisation vont induire des pertes diélectriques et provoquer un phénomène exothermique que l'on peut estimer.

Nous calculons la densité volumique des pertes dans le modèle avec la densité de courant totale  $\vec{J}_t$  suivant

$$p(t) = \vec{E}(t) \cdot \vec{J}_t(t) \quad (160)$$

$\vec{J}_t$  est composée des densités de courant de conduction et de polarisation :

$$\vec{J}_t(t) = \sigma_{DC} \vec{E}(t) + \vec{J}_p(t) \quad (161)$$

La densité de courant de polarisation est la résultante de l'ensemble des déplacements diélectriques calculés à partir de la discrétisation de (156) **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** :

$$\vec{J}_p(t) = \sum_{k=0}^K \frac{d\vec{D}_{\#k}(t)}{dt} \quad (162)$$

La densité de puissance obtenue  $p(t)$  correspond aux pertes (conduction et diélectriques) instantanées. La Figure 86 montre les pertes surfaciques dans le substrat en appliquant l'excitation en échelon. Dans notre modèle 2D, la section transversale du substrat est de 1 mm\*10 mm, la puissance générée par l'AIN en raison des pertes diélectriques est faible par rapport à la puissance moyenne d'un dispositif de puissance d'autant plus que la céramique est un matériau qui supporte bien les élévations de la température et qui a une conductivité thermique très élevée qui permet de diffuser des éventuels points chauds mais l'estimation des pertes en régime transitoire dans le diélectrique est un résultat original.



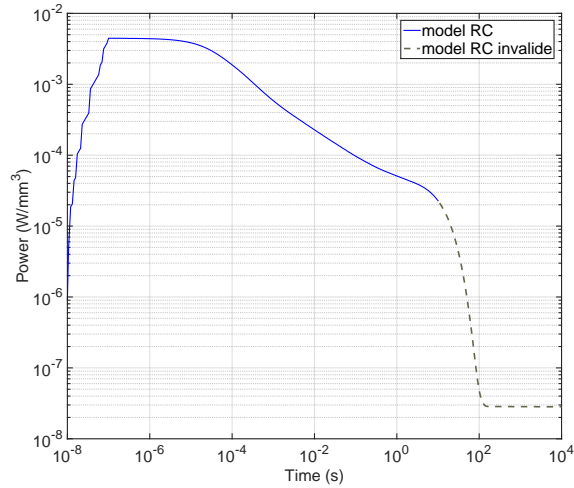


Figure 86 : Pertes diélectriques en régime transitoire dans l'AlN.

## IV.B. Influence de la température sur les paramètres du modèle diffusif de l'AlN.

### IV.B.1. Influence de la température sur la relaxation dipolaire.

La relaxation dipolaire est directement liée à la température, c'est un phénomène que l'on observe lors de la caractérisation par spectroscopie d'impédance des diélectriques où pour différentes températures, les « pics » de relaxation se déplacent [15]. Ce mécanisme, souvent associé à un comportement de type Arrhenius, mais cela peut être plus complexe [106], est lié à une énergie d'activation permettant le changement d'état des dipôles. L'énergie d'activation ( $W_a$ ) représente donc la quantité d'énergie nécessaire pour mettre en mouvement (orienter) un dipôle.

$$\tau = \tau^* \exp\left(\frac{W_a}{kT}\right), \quad (163)$$

$W_a$  : Energie d'activation [J],

$k$  : Constante de Boltzmann ( $1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ ),

$T$  : Température [K],

$\tau^*$  : Correspond à un temps de relaxation normalisé [s].

Comme détaillé dans [20], le symbole diffusif porte la notion d'énergie d'activation, une énergie d'activation gaussienne conduisant à un comportement temporel fractionnaire. La modélisation du diélectrique par la représentation diffusif prend donc en compte intrinsèquement l'évolution en fonction de la température du comportement du matériau diélectrique porté par le symbole  $\eta(\xi, T)$ .

## IV.B.2. Application par la prise en compte de l'évolution du symbole diffusif avec la température

Les modules de puissance à base de MOSFET en SiC peuvent fonctionner de manière stable jusqu'à 250 °C [107],[108]. Prévoir le comportement des matériaux environnants en fonction de la température est donc un enjeu important.

Les permittivités complexes de l'AlN pour différentes températures mesurées par spectroscopie d'impédance sont présentées dans la Figure 87. Comme décrit précédemment, les variations de la température peuvent grandement affecter les phénomènes de polarisation des diélectriques solides et donc les systèmes d'isolation, qui sont souvent utilisés dans des environnements à hautes températures. Nous pouvons observer une augmentation significative de la partie réelle et imaginaire de la permittivité de l'AlN avec la température. L'étude qui sera faite ici jusqu'à 400 °C, est un cas d'école, les systèmes actuels utilisés en électronique de puissance ne fonctionnant pas à des températures aussi élevées. L'objectif de cette étude est d'étudier l'influence de la température sur le matériau d'isolation (le substrat AlN) dans notre modèle, et son effet dans la simulation spécifique.

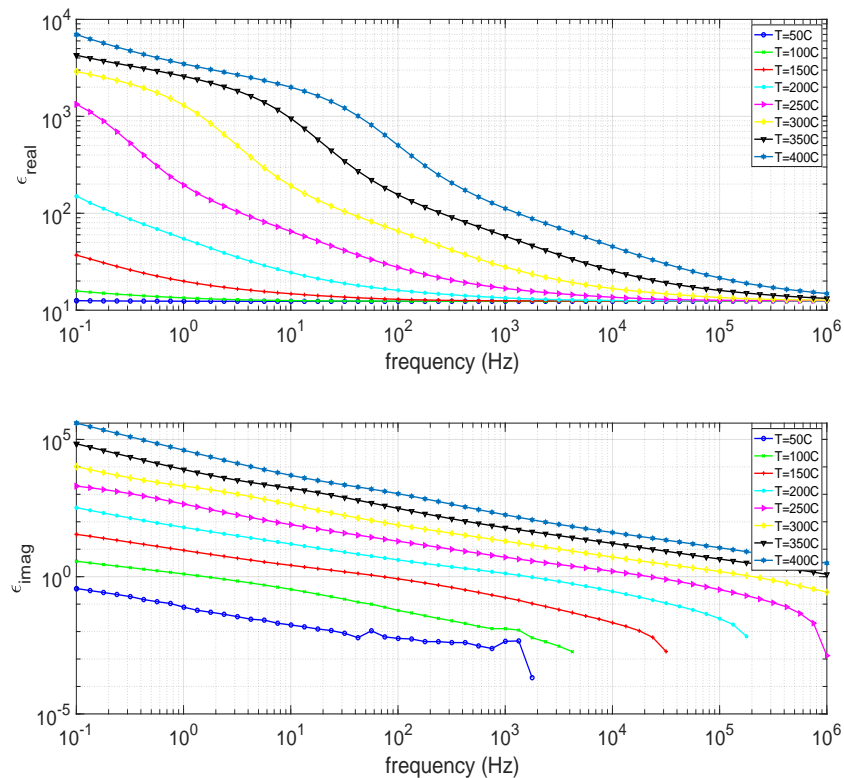


Figure 87 : Permittivité complexe de l'AlN en fonction de la fréquence entre  $10^{-1}$  et  $10^6$  Hz pour différentes températures.

Les modèles pour différentes températures sont obtenus comme présenté au chapitre précédent et ils sont simulés dans le module utilisé dans la section précédente (Figure 83). La géométrie, les propriétés des autres matériaux et le maillage restent les mêmes que dans les sections précédentes (les propriétés du gel sont considérées comme indépendantes de la température, ce qui n'est pas réaliste dans un module, mais nous restons sur un cas académique).

Nous appliquons une excitation de tension sinusoïdale alternative basse fréquence (50 Hz), d'une amplitude de 5 kV, superposée à un signal continu de 5 kV, et appliquée à l'électrode :  $U_1 = 5 + 5 * \sin(50 * 2\pi t - \frac{\pi}{2})$  kV.

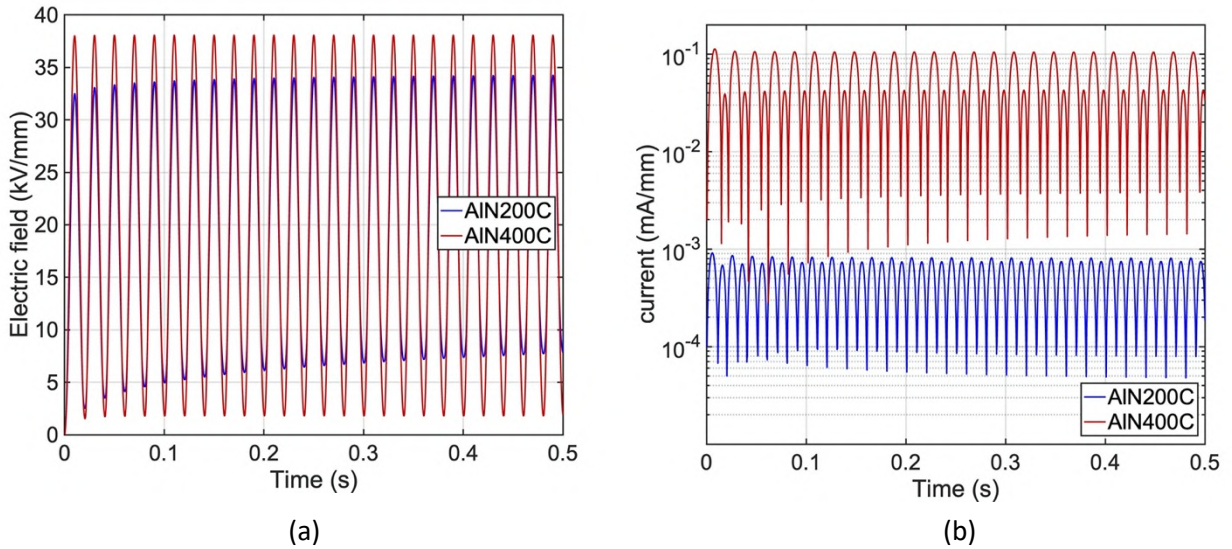


Figure 88 : (a) Variation du champ électrique au point triple dans le substrat en appliquant l'excitation sinusoïdale (50 Hz). (b) Courant de fuite (totalisé sur l'électrode) du système d'isolation en appliquant l'excitation sinusoïdale.

La variation du champ électrique à P1 (proche du point triple dans le substrat) est représentée dans la Figure 88 (a). La courbe rouge représente le champ électrique à 400 °C et la courbe bleue représente celui à 200 °C. La courbe rouge atteint plus rapidement le régime établi et lorsque nous regardons les valeurs des maxima des sinusoïdes la valeur du champ électrique à 400 °C (38,12 kV/mm) est supérieure à celle à 200 °C (34,43 kV/mm à 0,49 s). Ce résultat est surprenant car on aurait pu s'attendre à un champ électrique plus faible au point triple du fait que la conductivité augmente avec la température. La valeur obtenue est une combinaison entre les impédances, un point diviseur, difficile à prédire pour une géométrie complexe (i.e. dans le cas d'un champ électrique non homogène) qui démontre l'intérêt des simulations par éléments finis.

En intégrant la densité de courant (au sens mathématique ce qui conduit qu'à des valeurs positives du courant) aux électrodes, nous pouvons observer qu'à 400°C le courant est environ 100 fois plus élevé qu'à 200°C (Figure 88). Le résultat est tout à fait prévisible car l'impédance globale diminue avec la température.

Lorsqu'un signal en échelon (avec une rampe de 100 kV/mm et une amplitude de 10 kV) est appliqué à l'électrode, la réponse du champ électrique au point P1 pour différentes températures est représentée sur la Figure 89 (a). La réponse dans la gamme de temps où le modèle n'a pas été identifié est représentée par une ligne pointillée grise sur la figure. Le régime permanent est très long à atteindre et sa valeur ne va dépendre que de la conductivité en fonction de la température, observable sur le courant Figure 89 (b). On observe la même tendance que pour l'excitation sinusoïdale avec un champ électrique et un courant plus important aux hautes températures. Pour les temps associés aux fréquences de découpage

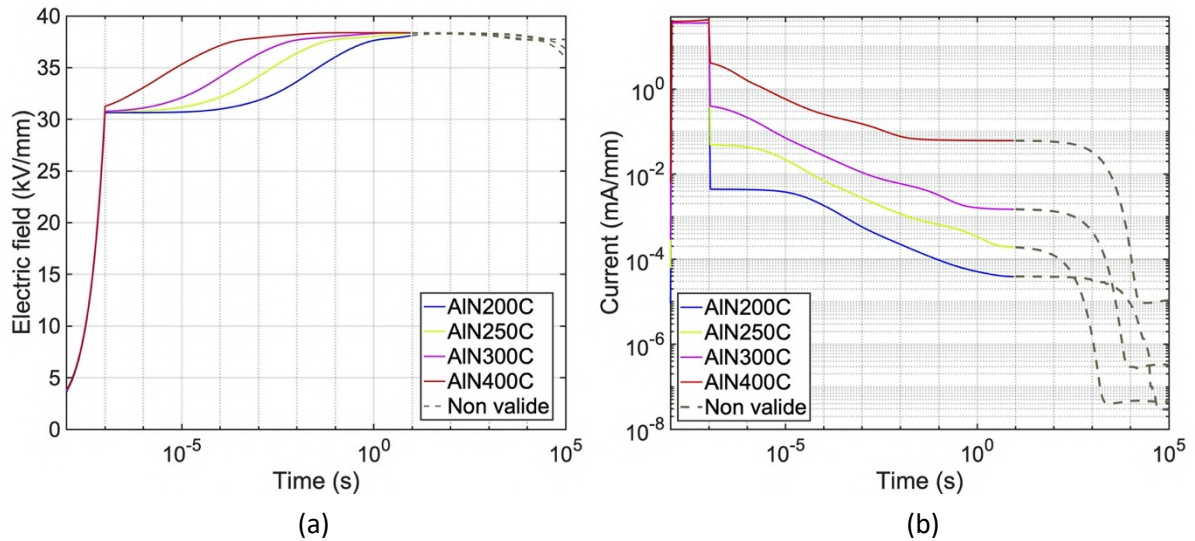


Figure 89 : (a) Variation du champ électrique au point triple dans le substrat en appliquant l'excitation d'échelon. (b) Courant de fuite du système d'isolation en appliquant l'excitation d'échelon.

de l'électronique de puissance (aux alentours de 0,1 à 1 ms), on observe des différences importantes sur le champ électrique (15-20 %) et pour les courants qui peuvent varier jusqu'à 4 décades. La prise en compte de l'influence de la température sur les propriétés des matériaux diélectriques est donc un paramètre important dans le comportement global du système.

#### IV.C. Prise en compte des relaxations non instantanées pour une couche non linéaire.

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté de manière dissociée la prise en compte dans la simulation d'un modèle non linéaire instantané (Chapitre II) et d'un modèle dynamique linéaire non instantané (Chapitre III). Dans cette section nous allons aborder l'association de ces deux phénomènes pour un même matériau.

Dans un premier temps, le cadre général des comportements non-linéaires est présenté sachant que les matériaux peuvent avoir une non linéarité de leurs paramètres associés à plusieurs variables (champ électrique, température, pression, courant ou densité de courant etc.) mais uniquement la non linéarité vis-à-vis du champ électrique sera abordée ici. Nous verrons que la représentation diffusive est un formalisme tout à fait adapté pour traiter la non linéarité à travers la notion de symbole diffusif  $\eta(\xi)$ , puis nous définirons la non linéarité et les conséquences sur les modèles dynamiques, ensuite nous verrons que sous certaines hypothèses, on peut prendre en compte la non linéarité de la permittivité en fonction du champ électrique. Enfin nous exposerons un exemple avec une simulation d'un modèle non linéaire à partir de mesure en discutant des hypothèses sur la validité du modèle.

### IV.C.1. Modélisation de la non linéarité – Généralités et possibilités concernant le traitement par la représentation diffuse

La principale propriété exploitée ici, est la dépendance linéaire du symbole diffusif  $\eta(\xi)$  vis-à-vis de la sortie, qui va permettre l'introduction de non-linéarités facilement dans la simulation. En effet, la forme canonique de la réalisation diffuse (équations (156) et **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**) (la matrice numérique des  $\xi_k$  est diagonale) permet de conserver la linéarité de la sortie  $y(t)$  ( $D_{\#}(t)$  pour les diélectriques) vis-à-vis du symbole  $\eta(\xi)$ , tout en faisant intervenir une non-linéarité entre la réalisation diffuse  $\psi(\xi, t)$  de l'entrée  $u(t)$  ( $E(t)$ ) et ce même symbole (éq. (102) et (103) ou Figure 52 pour la forme discrète).

Si  $F(\cdot)$  est la fonction représentant cette non-linéarité, on peut écrire l'équation de sortie de la réalisation diffuse tel que :

$$D_{\#}(t) = \int_0^{+\infty} \eta(\xi, t) F(\psi(\xi, t)) d\xi \quad (164)$$

Si on intègre cette non linéarité dans l'équation différentielle interne, l'équation de sortie devient alors :

$$D_{\#}(t) = \int_0^{+\infty} \eta(\xi, t) \Phi(\xi, t) d\xi \quad (165)$$

Le symbole diffusif apparaît linéairement entre la sortie et la nouvelle représentation de l'entrée à travers la non-linéarité. La difficulté réside alors dans la détermination de la non-linéarité et plus largement dans la détermination d'une réalisation pouvant intégrer la non-linéarité. Par exemple une saturation de toutes les constantes de temps en fonction en fonction du champ électrique de la polarisation peut être facilement intégrée (exemple de la Figure 90).

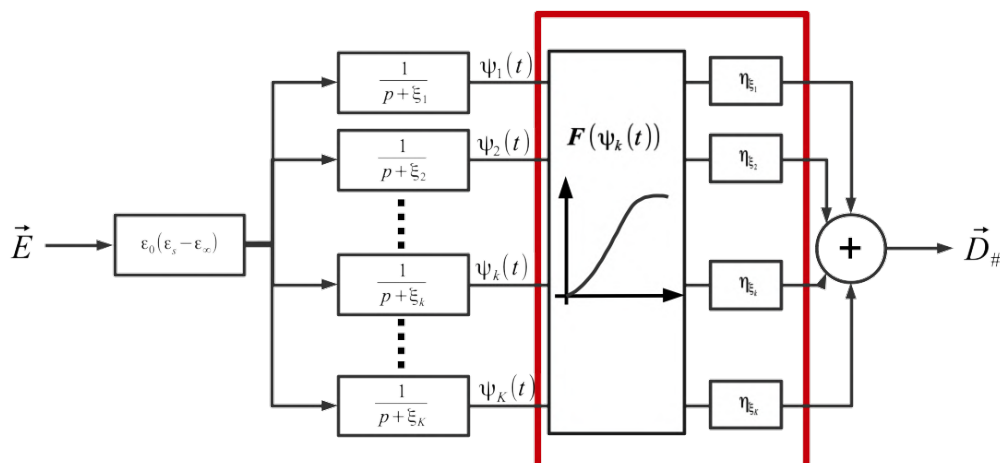


Figure 90 : Schéma synoptique de l'intégration d'une non linéarité.

Les problèmes d'identification de modèles non linéaires par représentation diffuse sont possibles et la non linéarité peut aussi être intégrée au symbole diffusif  $\eta(\xi)$  [109]. Dans

ce dernier cas, cela correspond à intégrer  $F(\psi_k(t))$  et  $\eta_k$  dans le symbole diffusif à identifier, partie rouge de la Figure 90.

#### IV.C.2. Caractérisation des matériaux diélectriques non linéaires (couche FDC)



Figure 91 : (a) Échantillon de matériaux FDC Epoxy-SiC. (b) Métallisation de l'échantillon.

Des échantillons de matériaux composites à base de résine époxy et des particules de SiC (20% wt) ont été réalisés dans le cadre d'autres travaux [110]. Afin d'obtenir des champs électriques importants les échantillons utilisés sont très fins (Figure 91 (a)), d'une épaisseur de 0,035 mm. Ils ont été métallisés par pulvérisation cathodique, (Figure 91 (b)) sur les deux faces, avec trois couches de métal (or) d'environ 10 nm chacune.

La conductivité en fonction du champ électrique  $\sigma(E)$  est mesurée en continu à partir d'essais de conduction  $I(t,V)$  (Figure 92). La conductivité est relevée calculée à partir du

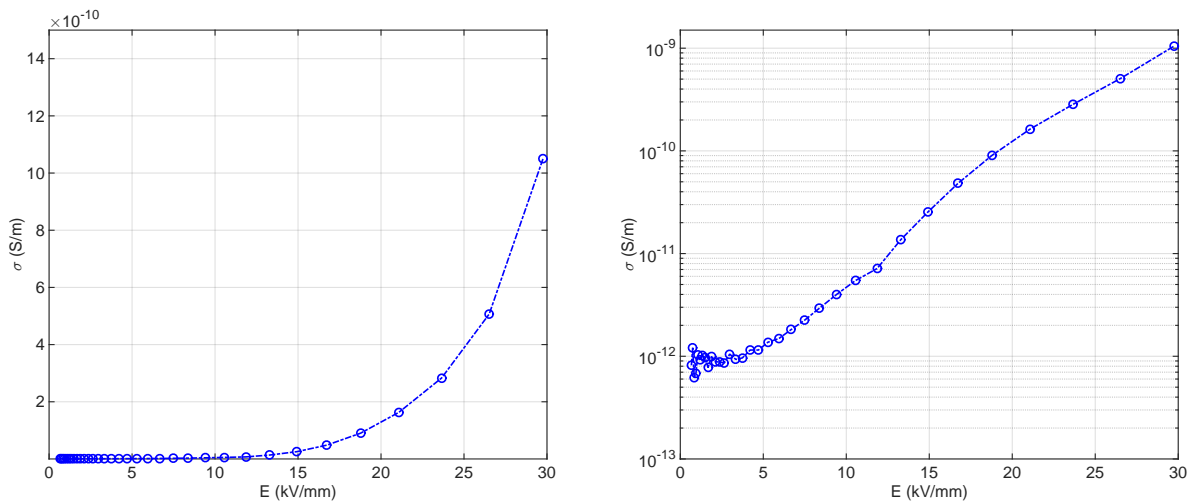


Figure 92 : Conductivité  $\sigma(E)$  mesurée du matériau composite, en échelle (a) linéaire, (b) semi-log. courant relevé au bout de 30 min d'application de la polarisation  $V$ , lorsqu'on estime avoir atteint le courant de conduction. On observe bien la dépendance de la conductivité avec le champ, pour des champs électriques supérieurs à 5 kV/mm. Pour ces mesures et afin d'observer le comportement du matériau sur une plus large plage de tension, l'épaisseur de l'échantillon pour les mesures en DC a été augmentée (0,3 mm).

Nous avons par la suite observé le comportement en fréquence du matériau composite. Les mesures de spectroscopie diélectrique ont été réalisées avec l'équipement Novocontrol (Figure 93) [110], [112]. Il s'agit d'un analyseur de fréquences (Alpha Analyzer) avec un générateur d'ondes sinusoïdales et un générateur continu (jusqu'à 2 kV). Ceci nous permet de pouvoir faire une identification du modèle petit signal (Annexe A3 Annexe A3 Annexe A3 ) en appliquant une tension continue sur laquelle on superpose un signal sinusoïdal de faible amplitude vis-à-vis de la tension continue (Figure 94).

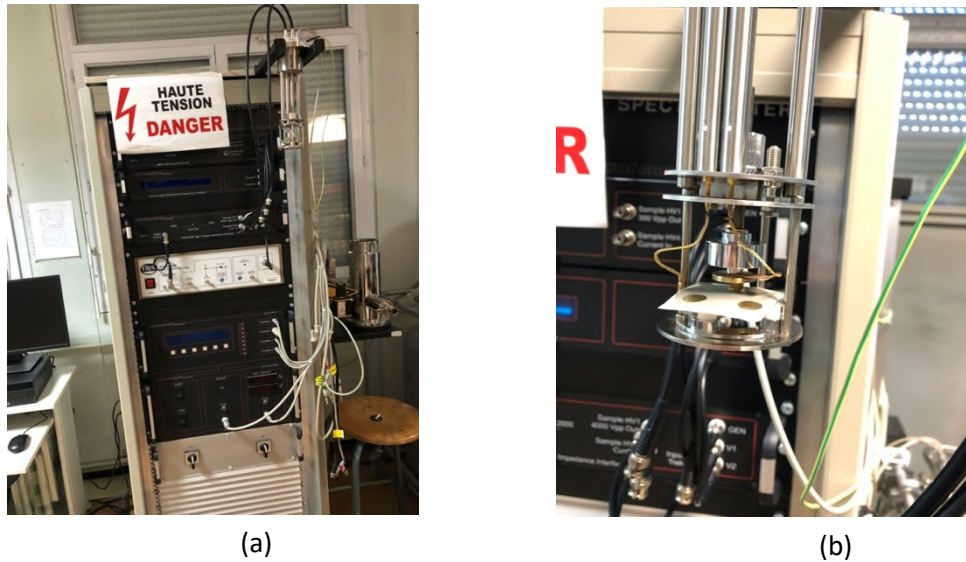


Figure 93 (a) Novocontrol : appareil de spectroscopie diélectrique. (b) Cellule de mesure.

Ces mesures ont été effectuées dans une gamme de fréquences allant de 10 mHz à 1 MHz. Pour des tensions sinusoïdales de  $U_{AC, rms} = 1$  V, superposées avec un signal continu  $U_{DC}$  de 60 V, 120 V, 180 V, 240 V et 300 V. Ceci permet d'être dans la gamme de champ électrique où le matériau a un comportement non linéaire. Cela correspond à des champs électriques respectivement de 1,72 kV/mm, 3,43 kV/mm, 5,14 kV/mm, 6,86 kV/mm et 8,57 kV/mm.

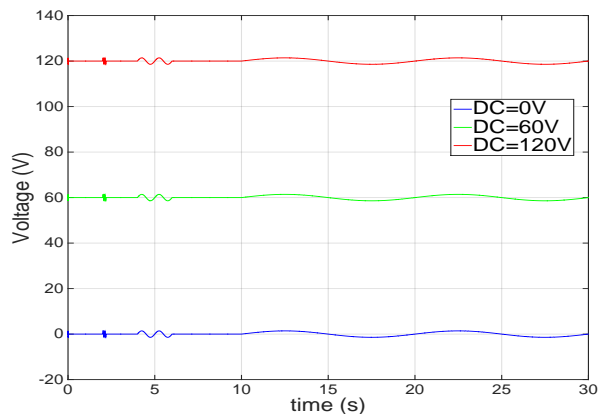


Figure 94 : Tensions d'excitation petit signal superposée une polarisation continue appliquée par le Novocontrol.

Sur la Figure 95 (a) et (b) sont représentées les mesures de l'impédance et de la phase, et de la partie réelle et imaginaire de la permittivité pour ces différentes polarisations. On observe sur ces diagrammes que l'impédance complexe est modifiée lorsque la tension continue est supérieure à 180V, cela correspond à un champ électrique de 5,14 kV/mm, proche du seuil où la conductivité n'est plus constante (Figure 92).

L'augmentation de la conductivité induit une évolution de l'impédance en fonction du niveau de tension mais en retranchant la conductivité en se basant sur les mesures (Figure 92), on constate que la relaxation dipolaire est elle aussi influencée par le niveau de tension. Pour effectuer l'identification du modèle diffusif suivant les niveaux de tension. La première étape consiste à déterminer la résistance  $R_{DC}$  qui va dépendre du niveau de tension. Cette identification se fait à partir la mesure de conductivité en DC ( $\sigma_{DC}$  Figure 92) à différentes tensions et présentée dans le Tableau 14.

Cette opération se base sur les hypothèses que les deux phénomènes (conduction et polarisation) sont indépendants et que le système est supposé linéaire autour des différentes tensions pour  $U_{AC} = 1$  V (hypothèse petit signal).

$$\frac{d\psi_k(t)}{dt} = -\xi_k \psi_k(t) + E(t), \psi(0, \xi) = 0, k = 1, \dots, K \quad (166)$$

$$\widetilde{D}^*(t) = \varepsilon_0(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \sum_{k=1}^K \eta_k(E) \psi_k(t) \quad (167)$$

Les autres paramètres correspondant au modèle diffusif sont identifiés comme présenté dans le chapitre précédent pour les différentes tensions. Sur les Figure 96, Figure

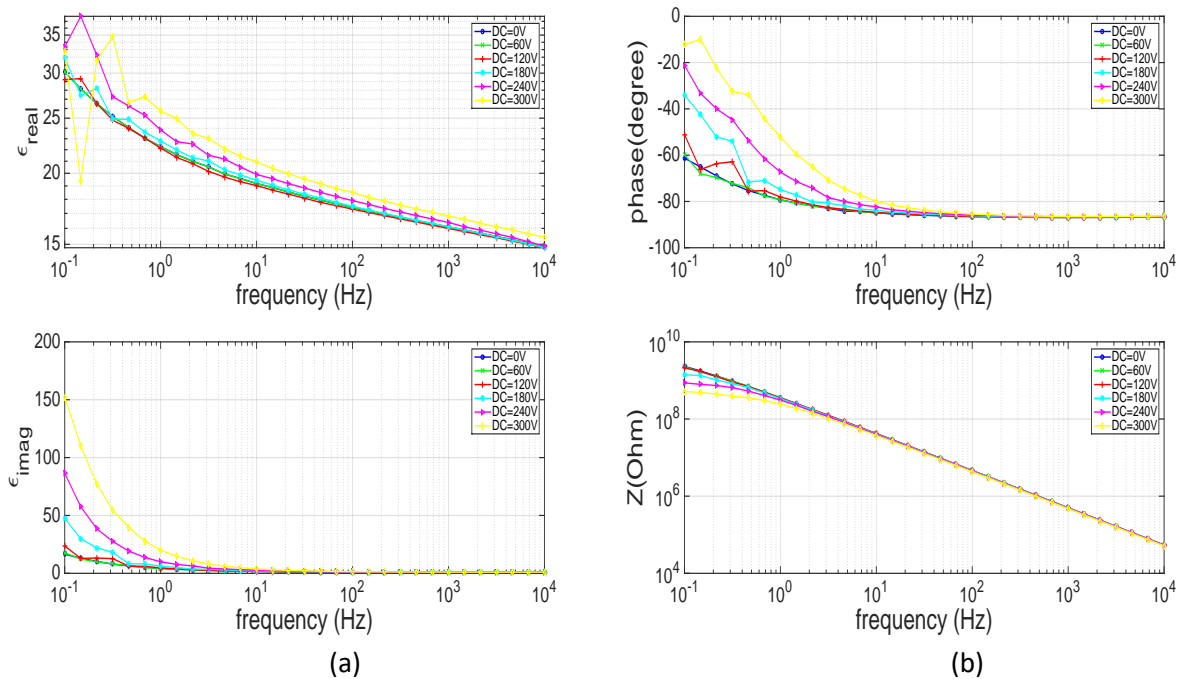


Figure 95 : Propriétés mesurées : (a) permittivité, (b) angle de phase & impédance pour différentes tensions DC.



97, Figure 98, les modèles que nous avons identifiés sont présentés lorsque le champ électrique est respectivement de 0 V, 180 V et 240 V (3 valeurs parmi les 7 identifiées).

Tableau 14 : Conductivité DC mesurées pour les différents niveaux de tension par des essais I(V).

U (V)	E (kV/mm)	$\sigma_{DC}$ (S/m)
0	0	8,17E-13
60	1,72	9,94E-13
120	3,43	9,33E-13
180	5,14	1,37E-12
240	6,86	1,82E-12
300	8,57	2,94E-12

L'identification nous permet d'obtenir un symbole pour différentes valeurs du champ électrique  $\eta_k(E)$  et une conductivité  $\sigma(E)$ . Ce modèle pourra être intégré dans les simulations numériques.

$$\vec{J}(t) = \sigma(E)\vec{E}(t) + \frac{d\vec{D}(t)}{dt} \quad (168)$$

$$\vec{D}_{\#k}(t) + 1/\xi_k \frac{\partial \vec{D}_{\#k}}{\partial t} = \varepsilon_0 \hat{\eta}_k / \xi_k \vec{E}(t), \text{ pour } k = 1, \dots, K \quad (169)$$

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \vec{E}(t) + \sum_{k=1}^K \vec{D}_{\#k}(t) \quad (170)$$

Il sera nécessaire de faire une approximation linéaire des variables  $\eta_k(E)$  et  $\sigma(E)$  dans le simulateur afin d'obtenir des valeurs pour tous les champs électriques qui seront calculés.

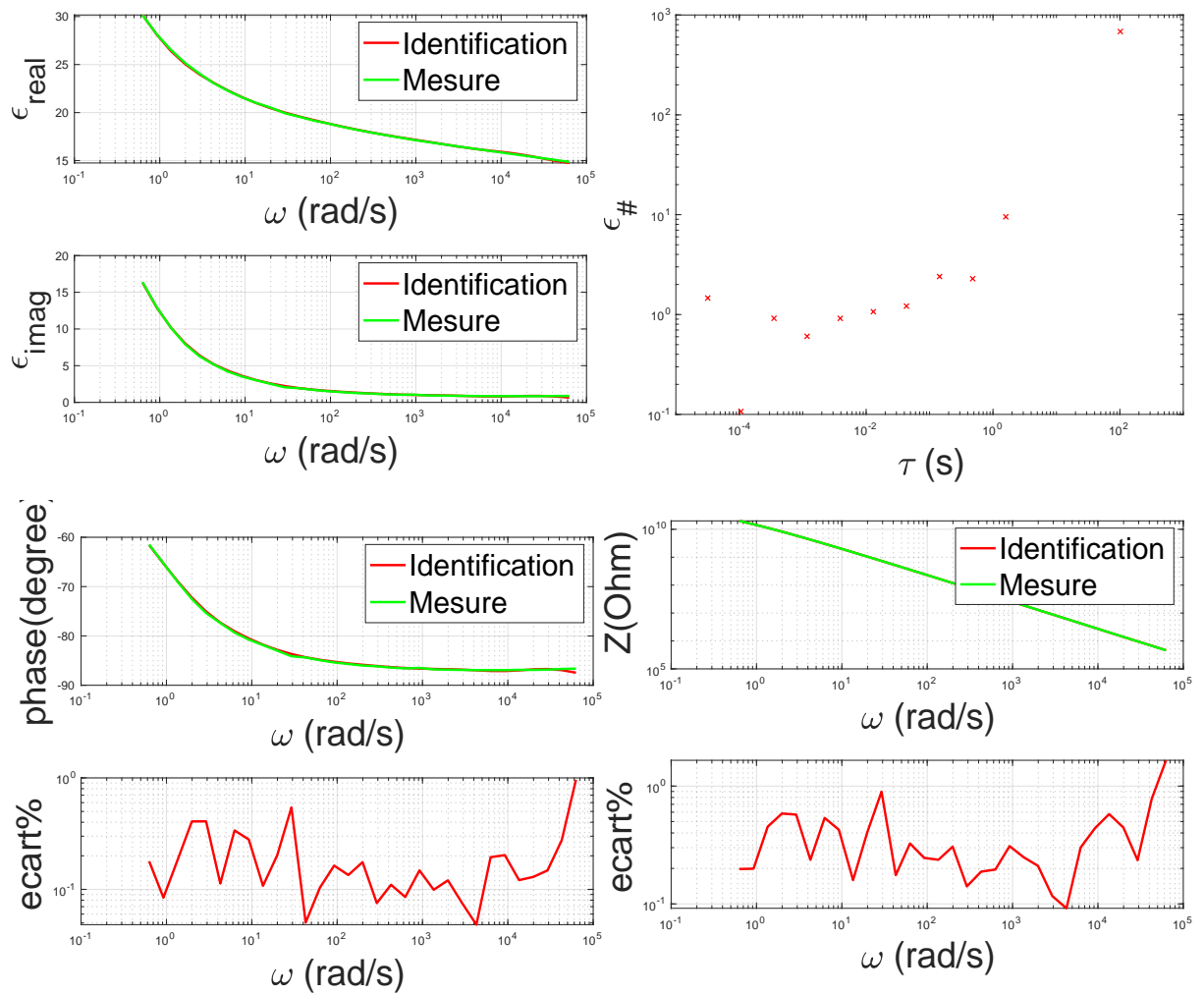


Figure 96 : Identification pour une tension de 0 V (partie réelle/imaginaire de la "permittivité", Module et phase de l'impédance, symbole diffusif).

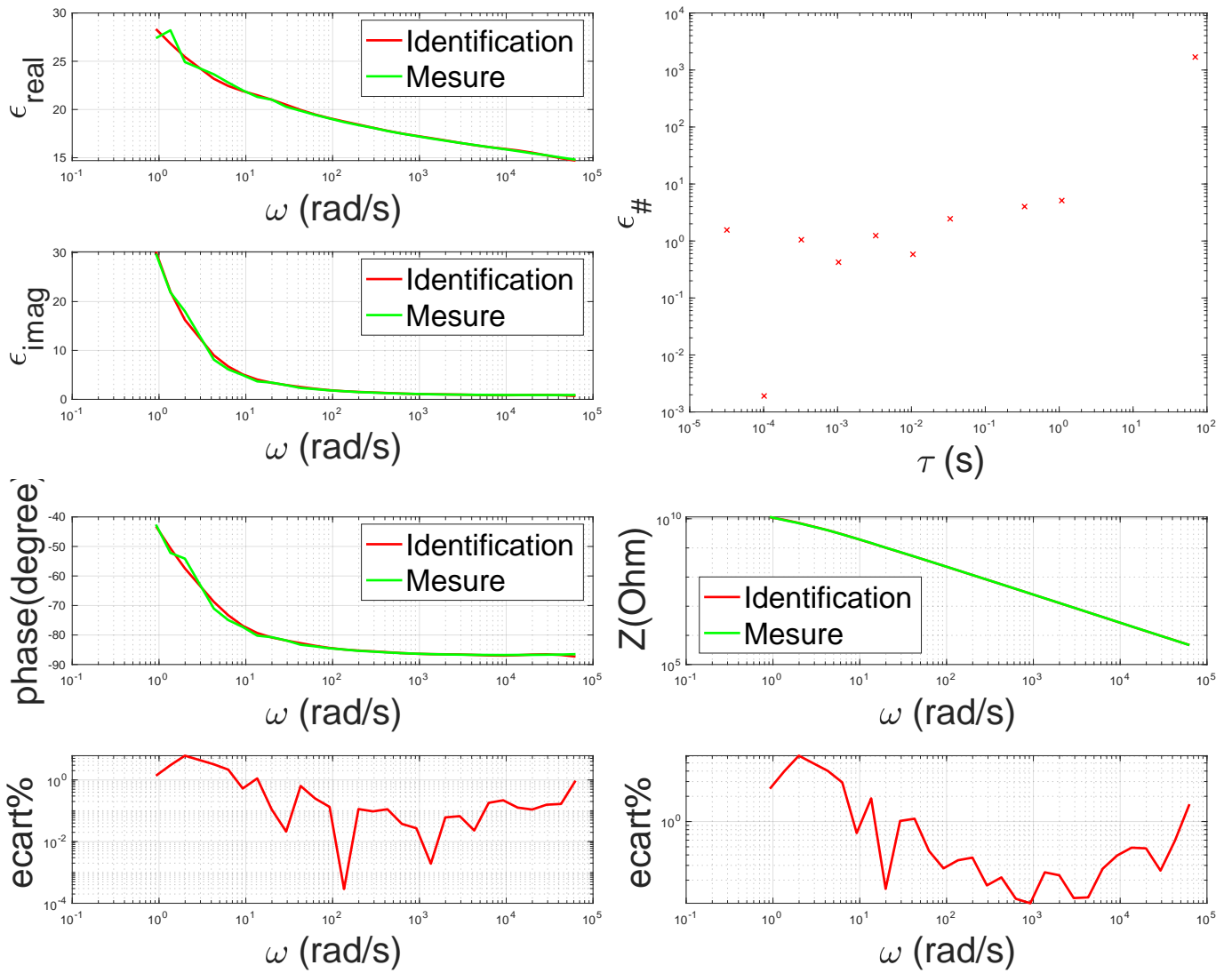


Figure 97 : Identification pour une tension de 180 V (partie réelle/imaginaire de la "permittivité", Module et phase de l'impédance, symbole diffusif).

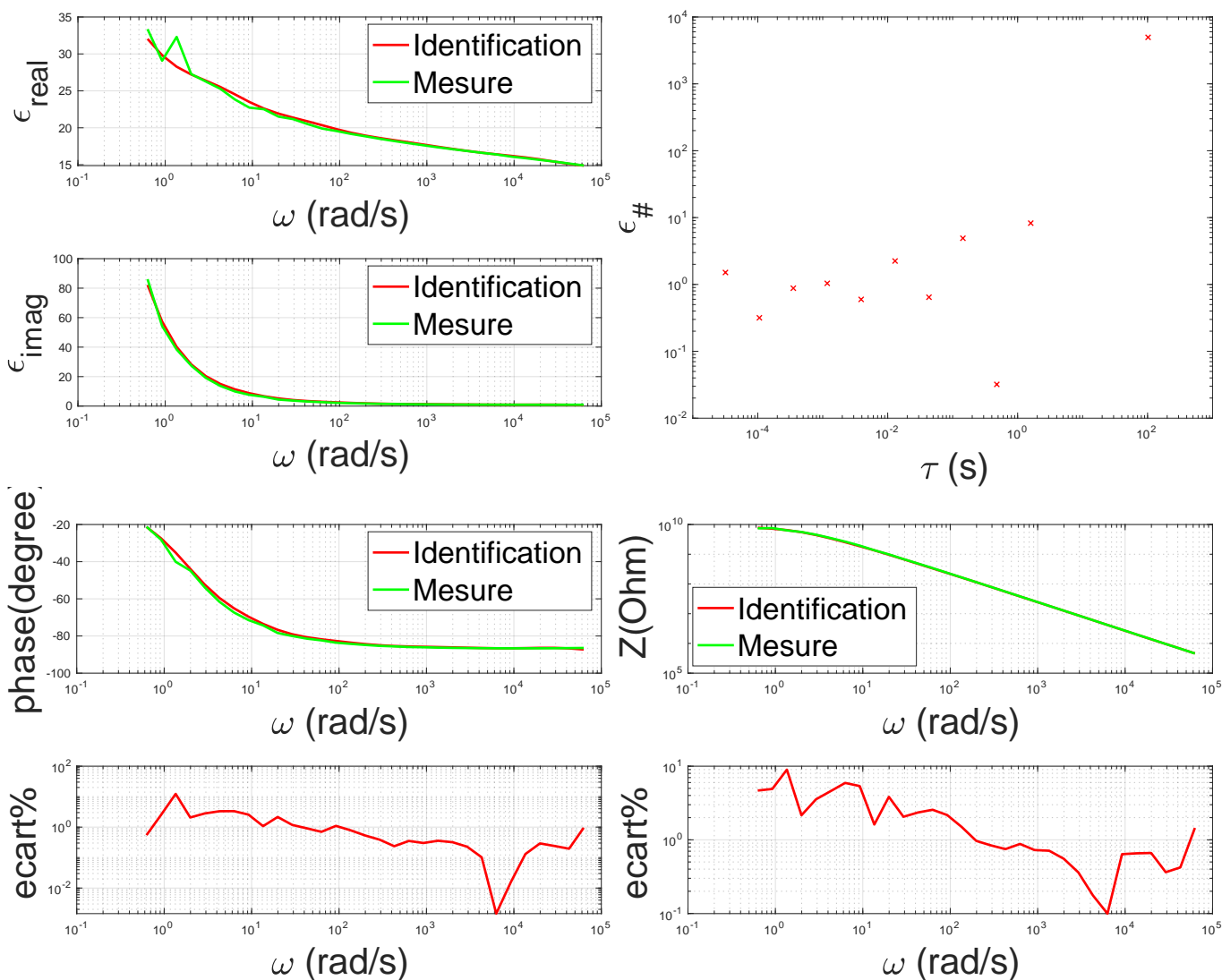


Figure 98 : Identification pour une tension de 240V (partie réelle/imaginaire de la "permittivité", Module et phase de l'impédance, symbole diffusif).

### IV.C.3. Simulation intégrant la non linéarité identifiée

Toujours dans la géométrie du module de puissance Figure 24 page 51, nous allons simuler la répartition du champ électrique et les densités de courant en prenant en compte la non linéarité de la conduction électrique et la non linéarité des phénomènes des polarisations non instantanées de la couche FDC. Afin de maintenir le champ électrique de la couche FDC dans la gamme du champ électrique de l'identification, nous appliquons un échelon avec une rampe de 10 kV/μs et un potentiel de 6,5 kV sur l'électrode (Figure 99).

*Remarque* : Pour un essai en régime sinusoïdal, le modèle dynamique décrit par représentation diffusive n'est pas tout à fait approprié car le modèle décrit est un modèle

*petit signal or les simulations sinusoïdales représentent un grand signal. Cela poserait un problème de validité de ces simulations.*

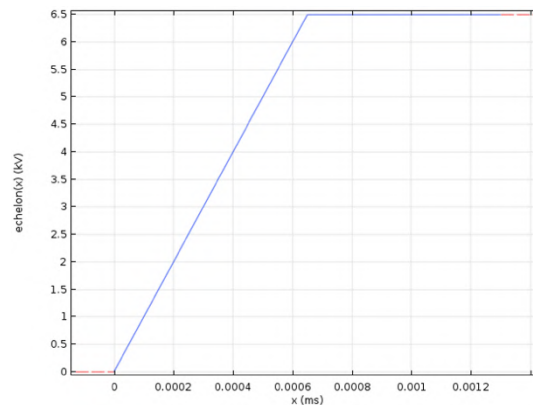


Figure 99 : Excitation en échelon avec une rampe 10 kV/μs.

Pour la simulation lors d'une excitation MLI Le modèle proposé par représentation diffusive est cohérent car on va se placer autour d'un point de fonctionnement et observer l'évolution des variables mais il faut introduire quand même une hypothèse. Comme nous l'avons décrit, la trajectoire pour atteindre le point de fonctionnement n'est pas décrite précisément par les modèles non linéaires petits signaux mais si l'on observe les mesures en fréquence pour les exemples donnés Figure 96, Figure 97, Figure 98, le modèle est linéaire pour les hautes fréquences (valeurs identiques pour tous les niveaux de tension rappelées sur le Tableau 15).

Tableau 15 : La relation entre  $\epsilon_{\infty}$  (identifiée) à chaque niveau de tension mesurée.

U (V)	E (kV/mm)	$\epsilon_{\infty}$
0	0	14,46
60	1.72	14,47
120	3.43	14,63
180	5.14	14,39
240	6.86	14,57
300	8.57	14,96

Lors de l'application du front (rampe) de l'excitation, ce sont uniquement les hautes fréquences qui sont sollicitées, ce qui permet de considérer que le système est linéaire et que la non linéarité n'interviendra que lorsque l'on atteint le régime constant de notre échelon (à 0,65 μs sur la Figure 99). C'est-à-dire que la non linéarité n'intervient que lorsqu'on a atteint le point de fonctionnement. Sur la Figure 100, on compare la réponse du modèle non linéaire (conductivité et polarisation) en trait plein avec un modèle où la permittivité est considérée comme constante ( $\epsilon_{\infty}$ ) et la conductivité non linéaire. On

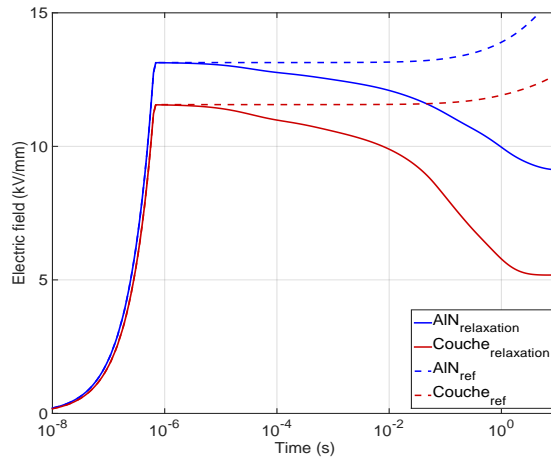


Figure 100 : Variation du champ électrique au point triple sous excitation d'un échelon avec une couche non linéaire avec (trait plein) et sans (pointillés) prise en compte des relaxations (semilog).

constate que notre hypothèse de linéarité aux hautes fréquences est valide, lors de l'application du front, on obtient les mêmes valeurs de champ électrique. Pour l'analyse de l'évolution temporelle une représentation linéaire des résultats des simulations du champ électrique proche du point triple dans le substrat céramique (courbes bleues) et dans la couche FDC (courbes vertes) sont présentés sur la Figure 101 en intégrant les relaxations dépendantes du champ par le modèle diffusif et la Figure 102 avec uniquement la prise en compte des non linéarités sur la conductivité. On observe bien la différence avec la prise en compte des phénomènes de relaxations dipolaires sur la Figure 101 par rapport à la Figure 102 dans la couche (courbes bleues).

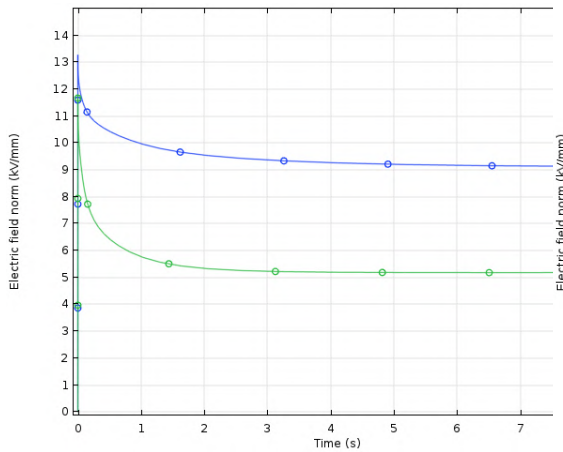


Figure 101 : Champ électrique dans la couche FDC (vert) et dans le substrat céramique (bleu) pour modèle par représentation diffusive de conduction et polarisation non linéaires.

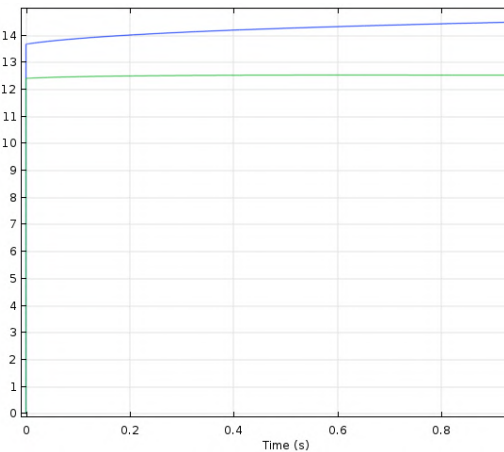


Figure 102 : Champ électrique dans la couche FDC (vert) et dans le substrat céramique (bleu) pour un modèle de conduction non linéaire.

Un autre élément, c'est l'incidence de la couche FDC sur le champ électrique de la céramique (considérée avec des paramètres linéaires et instantanées) avec une diminution du champ électrique dans la céramique.

Même si les valeurs en régime permanent du champ électrique ne sont dépendantes que de la conductivité et que les deux modèles ont les mêmes conductivités, on remarque que l'on obtient un point de fonctionnement différent. Ceci est caractéristique du comportement non linéaire où le point de fonctionnement (point d'équilibre) dépend de la trajectoire, quand il n'y a pas unicité de la solution.

Cet exemple nous a permis de vérifier que le modèle par représentation diffusive pouvait intégrer et simuler la non linéarité simplement, permettant de simuler les effets de ces non linéarités sur le système.

#### **IV.D. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons commencé à explorer les perspectives offertes par l'intégration des relaxations dipolaires des diélectriques dans les modules de puissance avec la prise en compte des pertes diélectriques, ou l'influence de la température sur les propriétés du matériau et ce quel que soit le régime d'excitation. L'évolution des propriétés en fonction de la température est portée par le symbole diffusif, ce qui permet de modéliser un symbole diffusif pour chaque température et donc de pouvoir choisir le modèle en fonction de la température de fonctionnement, ce qui offre la possibilité de faire une simulation avec un couplage fort thermique-électrique.

De plus, nous avons montré qu'en passant par le modèle diffusif, les non linéarités des diélectriques pouvaient être considérées, notamment vis-à-vis du champ électrique. La simulation nécessite toutefois certaines précautions car le modèle est un modèle petit signal autour du point d'équilibre. Les résultats des simulations pour les systèmes non linéaires peuvent être difficiles à prévoir, voire même parfois être contre intuitifs (section II.C.4) car nous n'avons pas les mêmes dynamiques d'excitation et de désexcitation. Ceci conduit à des évolutions temporelles très différentes, voire à des points de fonctionnement différents de celui d'une étude statique car la valeur d'équilibre va dépendre de la trajectoire pour l'atteindre. La prise en compte des non linéarités constitue un résultat très original qui aura besoin d'être renforcé par d'autres études.

## Conclusion générale

Afin de relever les défis proposés par des besoins accrus de conversion d'énergie électrique sous très haute tension, et par l'introduction des nouveaux composants de puissance à semi-conducteurs WBG haute tension, les systèmes d'isolation des dispositifs les mettant en œuvre doivent être capables de résister à des contraintes électriques plus importantes, associées à des tensions de blocage plus élevées et à des vitesses de commutation plus rapides que celles imposées par la filière silicium actuelle.

Dans ce contexte, notre but général durant cette thèse a été de contribuer à décrire au mieux le comportement des matériaux diélectriques constitutifs du module de puissance, à l'aide d'outils numériques adaptés. Il s'est agi en particulier de permettre de simuler de façon réaliste les différentes variables électriques au sein du système d'isolation en vue d'aider à la conception de nouveaux packaging capables de répondre aux évolutions des futurs dispositifs de l'électronique de forte puissance.

Le Chapitre I a tout d'abord permis de rappeler l'ensemble des données à considérer pour satisfaire cet objectif de conception, à savoir les conditions d'usage spécifiques en électronique de puissance, les équations à résoudre, les propriétés traduisant les mécanismes physiques des matériaux, mais aussi les hypothèses et les limites associées aux méthodes de résolution ... Il est ressorti de cet examen la nécessité de disposer d'un outil de conception numérique comportant un solveur dans le domaine temporel, à plusieurs titres : pour la détermination de variables telles que le champ électrique ou la densité de courant durant les phases transitoires de commutation (souvent plus contraignantes) comme durant le régime stationnaire, ou pour l'importance d'étudier de nouvelles solutions d'isolation des modules de puissance, reposant sur des matériaux à propriétés dépendantes du champ électrique. Il est en effet clair que dans ce cadre, une étude dans le domaine fréquentiel n'est au mieux pas adaptée, et au pire impossible dans le cas général à cause des non linéarités.

L'outil COMSOL Multiphysics s'étant avéré, selon l'analyse présentée au chapitre I, adapté à l'étude temporelle de systèmes d'isolation du module de puissance comportant une couche de matériau isolant non linéaire, nous nous sommes tout d'abord fixés l'objectif de contribuer à l'évaluation, par simulation à l'aide de cet outil, des potentialités de cette solution, en considérant de façon plus précise le régime transitoire sous impulsion à  $dV/dt$  très élevé, mais aussi l'impact sur les pertes résultantes, ces aspects étant apparus très peu étudiés et quantifiés dans l'état de l'art, comme détaillé au chapitre II. Le chapitre II présente alors l'étude de simulation qui a été menée en considérant la structure d'isolation du module de puissance classique, ainsi que des paramètres géométriques et physiques réalistes (fondés sur l'état de l'art pour les matériaux usuels comme pour les nouveaux matériaux composites non linéaires), et des conditions de polarisation représentatives des applications visées (du régime continu aux forts  $dV/dt$  jusqu'à  $100 \text{ kV}/\mu\text{s}$ ). Ainsi, les ordres de grandeurs des paramètres des matériaux (notamment de permittivité diélectrique, ou de champ seuil



et facteur de non-linéarité pour la conductivité), permettant une protection efficace contre le renforcement de champ sous haute tension aux points triples du module, ont pu être évalués en fonction des caractéristiques de l'excitation. En estimant aussi leur impact sur les pertes en puissance, ou sur l'élévation de température au sein de la couche à conductivité non linéaire, cette étude a mis en évidence les compromis « à surveiller » par le concepteur dans une démarche de dimensionnement d'un nouveau packaging. Au-delà du compromis entre efficacité et des pertes dans le circuit, une prise en compte de l'élévation locale de température au sein du matériau diélectrique est un critère à considérer.

Dans le chapitre III, l'objectif visé étant de mieux décrire le comportement dynamique des diélectriques dans le domaine temporel, (ce que les équations considérées par COMSOL actuellement ne permettent pas), nous avons implémenté différents modèles élaborés à l'aide de la représentation diffusive, afin de simuler les phénomènes de polarisation diélectrique non instantanée. Cependant, si la représentation diffusive permet d'obtenir facilement des réalisations dans le domaine temporel de modèles empiriques existants formulés dans le domaine fréquentiel et d'en trouver des approximations numériques utilisables dans un simulateur tel que COMSOL, ces modèles empiriques ne sont souvent pas suffisants pour décrire la polarisation diélectrique précisément, en particulier dans le cas des diélectriques solides qui nous intéressent dans les dispositifs de l'électronique de puissance. Par conséquent, nous avons identifié directement les paramètres de ces réalisations diffusives à partir de mesures fréquentielles sur les matériaux diélectriques (par spectroscopie d'impédance). En outre, pour tenter de prendre en compte des phénomènes de polarisation qui ne peuvent pas être entièrement observés dans la plage des fréquences de mesure, des modèles étendus dit « à conductivité équivalente » ou « RC équivalent » ont été proposés et validés par simulation sur un matériau de référence théorique.

Enfin dans le dernier chapitre de ce manuscrit nous avons proposé quelques extensions possibles à ce travail. Les modèles obtenus par représentation diffusive permettent de prendre en compte les pertes des matériaux diélectriques et donc leur évolution temporelle quel que soit le type d'excitation des signaux d'alimentation. Un exemple pour les pertes dans le substrat d'un module de puissance est considéré. Nous avons par ailleurs utilisé la méthode décrite au chapitre III pour identifier les modèles représentatifs de matériaux diélectriques dans les modules de puissance. Nous avons ainsi obtenu le modèle dynamique qui décrit la relaxation diélectrique dans le domaine temporel d'un substrat céramique AlN caractérisé à différentes températures. Lorsque ces modèles sont ensuite appliqués à la simulation du module, nous obtenons des courants de fuite et des champs électriques transitoires plus précis pour le système d'isolation aux températures correspondantes. Enfin, à partir des mesures des propriétés diélectriques d'un matériau à propriétés de conductivité dépendante du champ dans le domaine fréquentiel et des mesures de courants de conduction, un "petit signal" modèle a été proposé permettant de décrire son comportement non linéaire. L'implantation de ce modèle dans Comsol, et donc, la prise en compte du courant de polarisation non instantané a eu un impact important sur la réduction

de l'intensité du champ électrique aux points critiques. De plus, les résultats pour les systèmes non linéaires conduisent à des évolutions temporelles parfois difficilement prévisibles si l'on raisonne par une analogie avec des systèmes linéaires.

La prise en compte des non linéarités constitue un résultat très original qui aura besoin d'être renforcé par d'autres études sur d'autres objets. Plus globalement, des extensions nombreuses de ce travail peuvent être envisagées pour la prise en compte des phénomènes de relaxation sur les dispositifs d'isolation alimenté par des fronts raides comme les condensateurs en électronique de puissance ou les bobinages des moteurs ou des transformateurs.



## Références

- [1] K C Kao. "Dielectric phenomena in solids", Chapitre 7. Elsevier, 2004.
- [2] E. Tuncer, Y. V. Serdyuk and S. M. Gubanski, "Dielectric mixtures: electrical properties and modeling," in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 9, no. 5, pp. 809-828, Oct. 2002, doi: 10.1109/TDEI.2002.1038664.
- [3] C.B. Duke Tunneling in solids (Effet tunnel dans les solides) Academic press 111 Fifth avenue NewYork, NewYork 10003 USA, 1969.
- [4] J.J.O'Dwyer, The theory of electrical conduction and breakdown in solid dielectrics, Clarendon Press, Oxford, 1973.
- [5] Y. Ségui, 'Diélectriques, Courants de conduction' Techniques de l'Ingénieur, vol. D-2301 pp.1-12, 2000.
- [6] X. Yang, X. Zhao, J. Hu, and J. He. "Grading Electric Field in High Voltage Insulation Using Composite Materials." *IEEE Electrical Insulation Magazine* 34, no. 1 (January 2018): 15-25. <https://doi.org/10.1109/MEI.2018.8246118>.
- [7] X. Yang, J. Hu, S. Chen and J. He. "Understanding the Percolation Characteristics of Nonlinear Composite Dielectrics." *Scientific Reports* 6, no. 1 (November 2016): 30597. <https://doi.org/10.1038/srep30597>.
- [8] X. Yang, X. Zhao, J. Hu, and J. He. "Grading Electric Field in High Voltage Insulation Using Composite Materials." *IEEE Electrical Insulation Magazine* 34, no. 1 (January 2018): 15-25. <https://doi.org/10.1109/MEI.2018.8246118>.
- [9] C-C. Lin, W-S. Lee, C-C. Sun, and W-H. Whu. "A Varistor-Polymer Composite with Nonlinear Electrical-Thermal Switching Properties." *Ceramics International* 34, no. 1 (January 2008): 131-36. <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2006.09.018>.
- [10] I. Shinji, M. Mori, M. Kozako, and M. Hikita. "A New Concept Varistor With Epoxy/Microvaristor Composite." *IEEE Transactions on Power Delivery* 29, no. 2 (April 2014): 677-82. <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2013.2281850>.
- [11] W. Zepu, J. K. Nelson, H. Hillborg, S. Zhao, and L. Schadler. "Graphene Oxide Filled Nanocomposite with Novel Electrical and Dielectric Properties." *Advanced Materials* 24, no. 23 (June 19, 2012): 3134-37. <https://doi.org/10.1002/adma.201200827>.
- [12] A. Can-Ortiz, L. Laudebat, Z. Valdez-Nava, S. Diahm "Nonlinear Electrical Conduction in Polymer Composites for Field Grading in High-Voltage Applications: A Review". *Polymers* 2021, 13, 1370. <https://doi.org/10.3390/polym13091370>
- [13] J-C. Dubois "Propriétés diélectriques des plastiques," Techniques de l'Ingénieur, vol. AM-3140, 2001.
- [14] P. Debye, "Polar Molecules", Chimeical Catalogue Company, New York, 1929, p. 94.
- [15] R. Coelho, B. Aladenize, "Les Diélectriques : propriétés diélectriques des matériaux isolants", Traité des nouvelles technologies, série matériaux, Hermès, Paris 1993.
- [16] A. K. Jonscher "Dielectric Relaxation in Solids", Chelsea Dielectrics Press, London 1983.
- [17] Dissado, L., Hill, R. Non-exponential decay in dielectrics and dynamics of correlated systems. *Nature* 279, 685-689 (1979).
- [18] A.K. Jonscher Physical basis of dielectric loss. *Nature* 253, 717-719 (1975).
- [19] D. K. Das-Gupta and P. C. N. Scarpa, "Modeling of dielectric relaxation spectra of polymers in the condensed phase," in *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 15, no. 2, pp. 23-32, March-April 1999.
- [20] L. Laudebat, "Modélisation et identification sous représentation diffusive de comportements dynamiques non rationnels en génie électrique" Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 2003.
- [21] A. Rumeau, "Modélisation comportementale en génie électrique sous représentation diffusive : Méthodes et Applications" Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 2009.
- [22] S.J. Havriliak, *Dielectric and Mechanical Relaxation in Materials: Analysis, Interpretation, and Application to Polymers*. Hanser Publishers, 1997
- [23] N. Hirose, & A.R. West (1996). Impedance spectroscopy of undoped BaTiO<sub>3</sub> ceramics. *Journal of the American Ceramic Society*, 79(6), 1633-1641.

- [24] J. W. Liou, B. S. Chiou. "Dielectric Tunability of Barium Strontium Titanate/Silicone-Rubber Composite". *Journal of Physics: Condensed Matter* 10, no 12 (30 mars 1998): 2773-86.
- [25] J. Robertson and B. R. Varlow, "Non-linear ferroelectric composite dielectric materials," in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 12, no. 4, pp. 779-790, Aug. 2005, doi: 10.1109/TDEI.2005.1511103.
- [26] B.R. Varlow, L.Ke "Nonlinear Characteristics of Filled Resins under Alternating Fields" . In Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 52-55. Cancun, Mexico: IEEE, 2002.
- [27] J. Robertson, B.R. Varlow, et K.P. Donnelly. "Nonlinear Fillers in Electrical Insulating Materials". *IET Science, Measurement & Technology* 1, no 2 (1 mars 2007): 96-102.
- [28] N. Wang, I. Cotton, J. Robertson, S. Follmann, K. Evans and D. Newcombe, "Partial discharge control in a power electronic module using high permittivity non-linear dielectrics," in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 17, no. 4, pp. 1319-1326, August 2010, doi: 10.1109/TDEI.2010.5539704.
- [29] COMSOL Multiphysics, 2008. Documentation for COMSOL Release 3.4, COMSOL Inc., MA, USA. Available: <http://www.comsol.com>.
- [30] S. Le Roy, Compréhension et modélisation des mécanismes physiques liés à la charge d'espace dans les polymères isolants sous contrainte électrique. Habilitation à Diriger la Recherche, Université Paul Sabatier (Toulouse 3), 2018. (tel-03451282).
- [31] Global Electricity Review 2021, Ember. Retrieved 7 April 2021.
- [32] Tesla Model 3 Using SiC MOSFETs From ST Microelectronics, 2018. [Online]. Available: <https://www.pntpower.com/tesla-model-3-powered-by-st-microelectronics-sic-mosfets/>
- [33] L. Lorenz, "Power Semiconductor Devices-Development Trends and System Interactions," 2007 Power Conversion Conference - Nagoya, 2007, pp. 348-354, doi: 10.1109/PCCON.2007.372991.
- [34] J. A. Cooper, M. R. Melloch, R. Singh, A. Agarwal, and J. W. Palmour, "Status and prospects for SiC power MOSFETs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 49, no. 4, pp. 658-664, 2002.
- [35] R. M. Burkart and J. W. Kolar, "Comparative evaluation of SiC and Si PV inverter systems based on power density and efficiency as indicators of initial cost and operating revenue," in *Control and Modeling for Power Electronics (COMPEL)*, 2013 IEEE 14th Workshop on, IEEE, 2013, pp. 1-6.
- [36] T. Daranagama, N. Udugampola, R. McMahon, and F. Udrea, "Comparative analysis of static and switching performance of 1.2 kV commercial SiC transistors for high power density applications," in *Wide Bandgap Power Devices and Applications (WiPDA)*, 2013 IEEE Workshop on, IEEE, 2013, pp. 48-51.
- [37] B. Whitaker et al., "A high-density, high-efficiency, isolated on-board vehicle battery charger utilizing silicon carbide power devices," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 29, no. 5, pp. 2606-2617, 2014.
- [38] A. Bolotnikov et al., "Overview of 1.2kV – 2.2kV SiC MOSFETs targeted for industrial power conversion applications," 2015 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC), 2015, pp. 2445-2452, doi: 10.1109/APEC.2015.7104691.
- [39] J. Nakashima et al., "6.5-kV Full-SiC Power Module (HV100) with SBD-embedded SiC-MOSFETs," *PCIM Europe 2018; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*, 2018, pp. 1-7.
- [40] S. Madhusoodhanan et al., "Solid-State Transformer and MV Grid Tie Applications Enabled by 15 kV SiC IGBTs and 10 kV SiC MOSFETs Based Multilevel Converters," in *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 51, no. 4, pp. 3343-3360, July-Aug. 2015, doi: 10.1109/TIA.2015.2412096.
- [41] B. Passmore and C. O'Neal, "High-voltage SiC power modules for 10–25 kV applications", *Power Electronics Europe Mag.*, no. 1, pp. 22-24, 2016.
- [42] P. Roussel, "SiC market and industry update," presented at the Int. SiC Power Electron. Appl. Workshop, Kista, Sweden, 2011.
- [43] A. Kadavelugu et al., "Characterization of 15 kV SiC n-IGBT and its application considerations for high power converters," *2013 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition*, 2013, pp. 2528-2535, doi: 10.1109/ECCE.2013.6647027.

- [44] A. Kadavelugu and S. Bhattacharya, "Design considerations and development of gate driver for 15 kV SiC IGBT," *2014 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition - APEC 2014*, 2014, pp. 1494-1501, doi: 10.1109/APEC.2014.6803505.
- [45] X. She, A. Q. Huang, and R. Burgos, "Review of solid-state transformer technologies and their application in power distribution systems," *IEEE J. Emerg. Sel. Topics Power Electron.*, vol. 1, no. 3, pp. 186–198, Sep. 2013.
- [46] N. Oswald, P. Anthony, N. McNeill and B. H. Stark, "An Experimental Investigation of the Tradeoff between Switching Losses and EMI Generation With Hard-Switched All-Si, Si-SiC, and All-SiC Device Combinations," in *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 29, no. 5, pp. 2393-2407, May 2014, doi: 10.1109/TPEL.2013.2278919.
- [47] D. Grider "Recent Advances in 900 V to 10 KV SiC MOSFET Technology," Wolfspeed presentation, 2015.
- [48] S. Shadi, E. Van Brunt, A. Barkley, B. Hull, M. O'Loughlin, A. Burk, S. Allen, and J. Palmour. "New Generation 6.5 KV SiC Power MOSFET." In *2017 IEEE 5th Workshop on Wide Bandgap Power Devices and Applications (WiPDA)*, 246–50. Albuquerque, NM: IEEE, 2017. <https://doi.org/10.1109/WiPDA.2017.8170555>.
- [49] S.Xiaoqing, A. Q. Huang, X. Ni, and L. Zhang. "Comparative Evaluation of 6kV Si and SiC Power Devices for Medium Voltage Power Electronics Applications." In *2015 IEEE 3rd Workshop on Wide Bandgap Power Devices and Applications (WiPDA)*, 150–55. Blacksburg, VA, USA: IEEE, 2015. <https://doi.org/10.1109/WiPDA.2015.7369289>.
- [50] R. M. Schupbach, B. McPherson, T. McNutt, A. B. Lostetter, J. P. Kajs, and S. G. Castagno, "High temperature (250°C) SiC power module formilitary hybrid electrical vehicle applications," in *Proc. NDIA Ground Veh. Syst. Eng. Technol. Symp.*, Aug. 2011, pp. 1–7.
- [51] C. Dimarino, R. Burgos, and D. Boroyevich, "High-temperature silicon carbide: Characterisation of state-of-the-art silicon carbide power transistors," *IEEE Ind. Electron. Mag.*, vol. 9, no. 3, pp. 19–30, Sep. 2015.
- [52] Texas Instruments: Real Benefits of Using a Power Module vs. Discrete, 2018. [Online]. Available: <https://training.ti.com/real-benefits-using-power-module-vs-discrete/>
- [53] B. Mouawad. Assemblages innovants en électronique de puissance utilisant la technique de " Spark Plasma Sintering ". Autre. INSA de Lyon, 2013. Français.
- [54] L. Coppola, D. Huff, F. Wang, R. Burgos and D. Boroyevich, "Survey on High-Temperature Packaging Materials for SiC-Based Power Electronics Modules," *2007 IEEE Power Electronics Specialists Conference*, 2007, pp. 2234-2240, doi: 10.1109/PESC.2007.4342356.
- [55] S. Diahm, M.-L. Locatelli, and Z. Valdez-Nava, Dielectrics for high temperature SiC device insulation: Review of new polymeric and ceramic materials. INTECH Open Access Publisher, 2011.
- [56] F. Miyashiro, N. Iwase, A. Tsuge, F. Ueno, M. Nakahashi and T. Takahashi, "High thermal conductivity aluminum nitride ceramic substrates and packages," in *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, vol. 13, no. 2, pp. 313-319, June 1990, doi: 10.1109/33.56163.
- [57] Schulz-Harder and Jürgen. "Advantages and New Development of Direct Bonded Copper Substrates." *Microelectronics Reliability* vol. 43, no. 3, pp. 359–365, Mar. 2003. Doi: 10.1016/S0026-2714(02)00343-8.
- [58] R. W. Johnson, M. Palmer, C. Wang, Y Liu, "Packaging Materials and Approaches for High Temperature SiC Power Devices", *Advancing Microelectronics*, vol. 31 no. 1, pp. 8-11, Jan.-Feb. 2004.
- [59] L. Dupont, Z. Khatir, S. Lefebvre, and S. Bontemps, "Effects of metallization thickness of ceramic substrates on the reliability of power assemblies under high temperature cycling," *Microelectron. Rel.*, vol. 46, no. 9–11, pp. 1766–1771, 2006.
- [60] T. Lei, J. Calata, K. Ngo, and G. Q. Lu, "Effects of large-temperature cycling range on direct bond aluminum substrate," *IEEE Trans. Dev. Mater. Rel.*, vol. 9, no. 4, pp. 563–568, Dec. 2009.
- [61] A. Lindemann and G. Strauch, "Properties of direct aluminum bonded substrates for power semiconductor components," *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 22, no. 2, pp. 384–391, Mar. 2007.
- [62] S. Mishra, A. Sharma, D.H. Jung *et al.* "Recent Advances in Active Metal Brazing of Ceramics and Process." *Met. Mater. Int.* **26**, 1087–1098 (2020). Doi : 10.1007/s12540-019-00536-4.

- [63] J. M. Fernandez et al. "Active metal brazing of silicon nitride ceramics using a Cu-based alloy and refractory metal interlayers." *Ceramics International* 42.4 (2016): 5447-5454.
- [64] M. L. Locatelli et al., "Evaluation of encapsulation materials for High-Temperature power device packaging," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 29, no. 5, pp. 2281-2288, 2014.
- [65] N.Kinjo, M. Ogata, K. Nishi, Kaneda A., Dušek K. (1989) Epoxy Molding Compounds as Encapsulation Materials for Microelectronic Devices. In: Speciality Polymers/Polymer Physics. Advances in Polymer Science, vol 88. Springer, Berlin, Heidelberg, Doi: 10.1007/BFb0017963.
- [66] M.Horio, M.Iizuka, Y.Ikeda, Packaging technologies for SiC power modules. *Fuji Electric Review*, 2012, vol. 58, no 2, p. 75-78.
- [67] G. Mitic and G. Lefranc, "Localization of electrical-insulation and partial-discharge failures of IGBT modules," in *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 38, no. 1, pp. 175-180, Jan.-Feb. 2002, Doi: 10.1109/28.980373.
- [68] A. A. Abdelmalik, A. Nysveen and L. Lundgaard, "Influence of fast rise voltage and pressure on partial discharges in liquid embedded power electronics," in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, no. 5, pp. 2770-2779, October 2015, Doi: 10.1109/TDEI.2015.005411.
- [69] F. Filsecker, R. Alvarez and S. Bernet, "Comparison of 6.5 kV silicon and SiC diodes," *2012 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)*, 2012, pp. 2261-2267, doi: 10.1109/ECCE.2012.6342433.
- [70] A. Kadavelugu, S. Bhattacharya, S. -H. Ryu, E. Van Brunt, D. Grider and S. Leslie, "Experimental switching frequency limits of 15 kV SiC N-IGBT module," *2014 International Power Electronics Conference (IPEC-Hiroshima 2014 - ECCE ASIA)*, 2014, pp. 3726-3733, doi: 10.1109/IPEC.2014.6870034.
- [71] P. Ning, F. Wang and D. Zhang, "A High Density 250 °C Junction Temperature SiC Power Module Development," in *IEEE Journal of Emerging and Selected Topics in Power Electronics*, vol. 2, no. 3, pp. 415-424, Sept. 2014, doi: 10.1109/JESTPE.2013.2290054.
- [72] X. Zhong, X. Wu, W. Zhou and K. Sheng, "An All-SiC High-Frequency Boost DC-DC Converter Operating at 320 °C Junction Temperature," in *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 29, no. 10, pp. 5091-5096, Oct. 2014, doi: 10.1109/TPEL.2014.2311800.
- [73] S. Tanimoto and K. Matsui, "High Junction Temperature and Low Parasitic Inductance Power Module Technology for Compact Power Conversion Systems," in *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 62, no. 2, pp. 258-269, Feb. 2015, doi: 10.1109/TED.2014.2359978.
- [74] L. Krähenbühl, F. Buret, R. Perrussel, D. Voyer, P. Dular, V. Péron, and C. Poignard, "Numerical treatment of rounded and sharp corners in the modeling of 2d electrostatic fields," *J. Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Appl.*, Vol. 10, pp. 66-81, 2011.
- [75] C. F. Bayer, E. Baer, U. Waltrich, D. Malipaard and A. Schletz, "Simulation of the electric field strength in the vicinity of metallization edges on dielectric substrates," in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 22, no. 1, pp. 257-265, Feb. 2015, doi: 10.1109/TDEI.2014.004285.
- [76] H. Hourdequin, L. Laudebat, M. Locatelli and P. Bidan, "Design of packaging structures for high voltage power electronics devices: Electric field stress on insulation," *2016 IEEE International Conference on Dielectrics (ICD)*, 2016, pp. 999-1002, doi: 10.1109/ICD.2016.7547786.
- [77] H. Hourdequin, Université Paul Sabatier. (2018). "Contribution à la conception et mise en œuvre de structures de packaging pour la montée en tension des modules de puissance: contraintes sur les isolants" [Thèse de doctorat].
- [78] N. Chasserio, S. Guillemet-Fritsch, T. Lebey, S. Dagdag (2009) *Ceramic Substrates for High-temperature Electronic Integration*. *Journal of Electronic Materials*, vol. 38 (n° 1). pp. 164-174. ISSN 0361-5235, Doi: 10.1007/s11664-008-0571-8.
- [79] O. Hohlfeld, R. Bayerer, T. Hunger and H. Hartung, "Stacked substrates for high voltage applications," *2012 7th International Conference on Integrated Power Electronics Systems (CIPS)*, 2012, pp. 1-4.
- [80] C. DiMarino : Design and validation of a high-density 10 kV silicon carbide MOSFET power module with reduced electric field strength and integrated common-mode screen, Ph.D. dissertation. Virginia Poly-technic Institute and State University (2019).

- [81] A. Deshpande, F. Luo, A. Iradukunda, D. Huitink and L. Boteler, "Stacked DBC Cavity Substrate for a 15-kV Half-bridge Power Module," *2019 IEEE International Workshop on Integrated Power Packaging (IWIPP)*, 2019, pp. 12-17, doi: 10.1109/IWIPP.2019.8799077.
- [82] C. F. Bayer, U. Waltrich, A. Soueidan, E. Baer and A. Schletz, "Stacking of Insulating Substrates and a Field Plate to Increase the PDIV for High Voltage Power Modules," *2016 IEEE 66th Electronic Components and Technology Conference (ECTC)*, 2016, pp. 1172-1178, doi: 10.1109/ECTC.2016.40.
- [83] H. Reynes, C. Buttay and H. Morel, "Protruding ceramic substrates for high voltage packaging of wide bandgap semiconductors," *2017 IEEE 5th Workshop on Wide Bandgap Power Devices and Applications (WiPDA)*, 2017, pp. 404-410, doi: 10.1109/WiPDA.2017.8170581.
- [84] U. Waltrich, C. F. Bayer, M. Reger, A. Meyer, X. Tang and A. Schletz, "Enhancement of the partial discharge inception voltage of ceramic substrates for power modules by trench coating," *2016 International Conference on Electronics Packaging (ICEP)*, 2016, pp. 536-541, doi: 10.1109/ICEP.2016.7486885.
- [85] G. Mitic, T. Licht and G. Lefranc, "IGBT module technology with high partial discharge resistance," *Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference. 36th IAS Annual Meeting (Cat. No.01CH37248)*, 2001, pp. 1899-1904 vol.3, doi: 10.1109/IAS.2001.955789.
- [86] L. Donzel and J. Schuderer, "Nonlinear resistive electric field control for power electronic modules," in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 19, no. 3, pp. 955-959, June 2012, doi: 10.1109/TDEI.2012.6215099.
- [87] S. Diahm, Z. Valdez-Nava, L. L  v  que, T. T. Le, L. Laudebat and T. Lebey, "Field Grading Composites Tailored by Electrophoresis — Part 1: Principle and Permittivity Gradient in Uniform Electric Field," in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 28, no. 2, pp. 333-340, April 2021, doi: 10.1109/TDEI.2020.009030.
- [88] S. Diahm, Z. Valdez-Nava, T. T. Le, L. L  v  que, L. Laudebat and T. Lebey, "Field Grading Composites Tailored by Electrophoresis—Part 2: Permittivity Gradient in Non-Uniform Electric Field," in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 28, no. 2, pp. 341-347, April 2021, doi: 10.1109/TDEI.2020.009031.
- [89] S. Diahm, Z. Valdez-Nava, T. T. Le, L. L  v  que, L. Laudebat and T. Lebey, "Field Grading Composites Tailored by Electrophoresis—Part 3: Application to Power Electronics Modules Encapsulation," in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 28, no. 2, pp. 348-354, April 2021, doi: 10.1109/TDEI.2020.009032.
- [90] "High Isolation Single Switch IGBT Module", Dynex Semiconductor 2005.
- [91] M. M. Tousi and M. Ghassemi, "Characterization of Nonlinear Field-Dependent Conductivity Layer Coupled With Protruding Substrate to Address High Electric Field Issue Within High-Voltage High-Density Wide Bandgap Power Modules," in *IEEE Journal of Emerging and Selected Topics in Power Electronics*, vol. 8, no. 1, pp. 343-350, March 2020, doi: 10.1109/JESTPE.2019.2953145.
- [92] M. M. Tousi and M. Ghassemi, "Combined geometrical techniques and applying nonlinear field dependent conductivity layers to address the high electric field stress issue in high voltage high-density wide.
- [93] M. M. Tousi and M. Ghassemi, "Nonlinear Resistive Electric Field Grading in High-Voltage, High-Power Wide Bandgap Power Module Packaging," *2019 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)*, 2019, pp. 7124-7129, doi: 10.1109/ECCE.2019.8913210.
- [94] M. M. Tousi and M. Ghassemi, "Electric Field Control by Nonlinear Field Dependent Conductivity Dielectrics Characterization for High Voltage Power Module Packaging," *2019 IEEE International Workshop on Integrated Power Packaging (IWIPP)*, 2019, pp. 54-58, doi: 10.1109/IWIPP.2019.8799101.
- [95] M. M. Tousi and M. Ghassemi, "Nonlinear Field Dependent Conductivity Materials for Electric Field Control within Next-Generation Wide Bandgap Power Electronics Modules," *2019 IEEE Electrical Insulation Conference (EIC)*, 2019, pp. 63-66, doi: 10.1109/EIC43217.2019.9046601.
- [96] M. M. Tousi and M. Ghassemi, "The Effect of Type of Voltage (Sinusoidal and Square Waveform) and the Frequency on the Performance of Nonlinear Field-Dependent Conductivity Coatings for Electric Field Control in Power Electronic Modules," *2019 IEEE Conference on Electrical*



- Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP)*, 2019, pp. 552-555, doi: 10.1109/CEIDP47102.2019.9009815.
- [97] P. Kosky, R. Balmer, W. Keat, G. Wise. Chapter 14 - Mechanical Engineering. In *Exploring Engineering (Fifth Edition)*, édité par Philip Kosky, Robert Balmer, William Keat, et George Wise, 317-40. Academic Press, 2021. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-815073-3.00014-4>.
- [98] A. K. Jonscher The 'universal' dielectric response. *Nature*, 1977, 267(5613): 673-679
- [99] Dissado L A, Hill R M. A cluster approach to the structure of imperfect materials and their relaxation spectroscopy [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1983, 390(1798): 131-180.
- [100] Dissado L A, Hill R M. Anomalous low-frequency dispersion. Near direct current conductivity in disordered low-dimensional materials[J]. *Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions 2: Molecular and Chemical Physics*, 1984, 80(3): 291-319
- [101] J.R. Macdonald, "Impedance Spectroscopy: Emphazing Solid Materials and System", A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, 1987.
- [102] J.R. Macdonald, M.K. Brachman, "Linear-System Integral Transform Relations", *Rev. of Modern Physics*, Vol.28, 4, pp 393-422, octobre 1956.
- [103] G. Montseny, "Diffusive representations of pseudo-differential timeoperator", *ESAIM proceeding*, Vol 5, pp 159-175, décembre 1998.
- [104] G. Montseny, "Représentation diffusive", Hermès/Lavoisier, Paris, 2005.
- [105] A.Tikhonov, V. Arsenin "Solution of ill-posed problems", Winston & Sons, Washington, ISBN 0-470-99124-0, 1977.
- [106] J.R.Macdonald,"Relaxation in systems with exponential or Gaussian distributions of activation energies", *J.Appl. Phys.* 61(2), pp 700-713, janvier 1987.
- [107] J. Scofield, N. Merrett, J. Richmond, A. Agarwal, and S. Leslie, "Electrical and thermal performance of 1200 V, 100 A, 200 °C 4H-SiC MOSFET- based power switch modules," *Mater. Sci. Forum*, vol. 645–648, pp. 1119– 1122, Apr. 2010.
- [108] R. M. Schupbach, B. McPherson, T. McNutt, A. B. Lostetter, J. P. Kajs, and S. G. Castagno, "High temperature (250 °C) SiC power module for military hybrid electrical vehicle applications," in *Proc. NDIA Ground Vehicle Syst. Eng. Technol. Symp.*, Aug. 2011, pp. 1–7.
- [109] C. Casenave. Représentation diffusive et inversion opératorielle pour l'analyse et la résolution de problèmes dynamiques non locaux. *Automatique / Robotique*. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009. Français. (tel-00446763).
- [110] A. Can-Ortiz, Z. Valdez-Nava, L. Laudebat and S. Diahm, "Epoxy-Based SiC Composites with Non-Linear Electrical Properties for Field Grading Applications," 2021 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP), 2021, pp. 411-413, doi: 10.1109/CEIDP50766.2021.9705434.
- [111] Novocontrol Alpha Analyzer Performance Frequency Analyzer (Novocontrol Technologies, Germany) High Voltage Test Interface for Dielectric (Novocontrol Technologies, Germany) <http://www.novocontrol.com>
- [112] F. Kremer, A. Schönhals, *Broadband Dielectric Spectroscopy*, DOI: 10.1007/978-3-642-56120-7 Springer International Publishing, 2003.
- [113] T. Christen Nonlinear electrical phenomena, Thematic School on Dielectrics Porquerolles : Multiscale Modelling of Dielectric Materials and Related Structures, 19-24 Sep 2021 Porquerolles Island (France).
- [114] P. Manneville, *Dynamique non-linéaire appliquée au chaos et à son contrôle*. 2006. ffccl-00092962.
- [115] H. Huang. "The research on thermal-conductivity and degradation for IGBT power module," Ph.D. dissertation, Dept. Electron. HEBUT, Tianjin, China, 2014.
- [116] J. Li, B.X. Du, H.C. Liang, M. Xiao, M.L. Fu, Y. Jing, and Y. Gao. "Electrical field distribution in ±600 kV converter transformer bushing core with the application of epoxy resin with nonlinear conductivity". presented at ICHVE, Athens, Greece, 2018.
- [117] H. Huang. "The research on thermal-conductivity and degradation for IGBT power module," Ph.D. dissertation, Dept. Electron. HEBUT, Tianjin, China, 2014.

# ANNEXES



## Annexe A1 Courants de polarisation, de dépolarisation et de conduction – Séparation des phénomènes aux temps longs

### Observation des courants de polarisation, dépolarisation et de conduction

D'un point de vue macroscopique, les courants transitoires traversant un matériau diélectrique isolant sont représentés sur la Figure 103. Ils peuvent être décomposés en deux parties appelées le **courant de polarisation** ( $i_p$ ) et le **courant de dépolarisation** ( $i_d$ ) respectivement lors de la mise sous tension et l'extinction de la tension. Le courant qui demeure lorsque  $i_p$  atteint son régime permanent est appelé courant de conduction ( $i_c$ ). L'origine physique du courant de polarisation transitoire est généralement liée à l'orientation des dipôles dans le sens du champ électrique lors de son application (c'est le courant d'absorption égal à la différence entre  $i_p$  et  $i_c$ ). Sa décroissance traduit le fait que les dipôles atteignent progressivement leur position d'équilibre avec une certaine dynamique, n'induisant plus petit à petit de courant via leur déplacement (déplacement de la charge liée comme décrit au paragraphe I.2.).

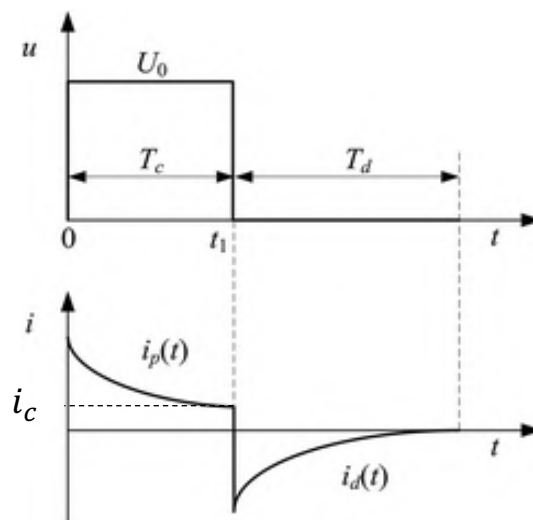


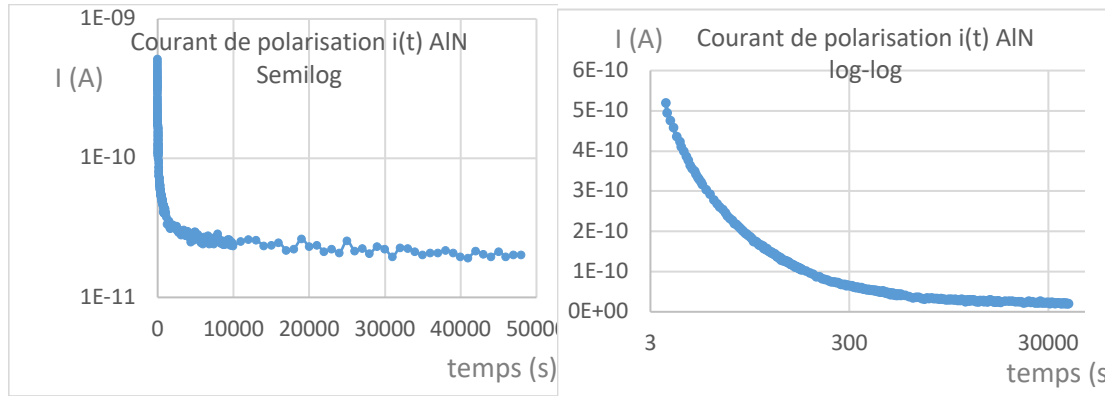
Figure 103 : Courant transitoire en fonction du temps.

Aux temps longs, la différence non nulle entre le courant de polarisation et le courant d'absorption (lié à la polarisation) est le **courant de conduction** (courant de déplacement de la charge libre).

Lorsque la tension est supprimée, les dipôles se redistribuent aléatoirement. Il s'ensuit alors un courant de polarité opposée au courant d'absorption, le courant de dépolarisation  $i_d$  qui est le transitoire de courant enregistré entre l'arrêt de la tension et l'annulation du courant.

## Séparation des phénomènes aux temps longs et modélisation

Mais d'un point de vue pratique, la distinction entre le courant de polarisation et le courant de conduction est très difficile, comme on peut l'observer sur la Figure 104 où le courant est mesuré pour un échantillon en représentation semi logarithmique et log-log. Atteindre un courant de conduction stationnaire est souvent illusoire car aux temps longs se confondent des phénomènes de polarisation lents et de la conduction.



La modélisation du courant de polarisation fait apparaître une décroissance asymptotique du courant qui n'est pas exponentielle, mais en puissance du temps du type :

$$i(t) = A t^{-\alpha}, \alpha \text{ étant généralement compris entre } 0,5 \text{ et } 1,5. \quad (171)$$

## Annexe A2 Principes généraux sur les propriétés du milieu

### Linéarité

Dans le cas d'un milieu linéaire, la réponse  $\vec{Y}$  du milieu est proportionnelle à l'excitation  $\vec{X}$  à travers un paramètre  $\mathbf{K}$  indépendant de l'excitation :

$$\vec{Y} = \mathbf{K} \vec{X} \quad (172)$$

Le théorème de superposition est bien entendu vérifié, puisqu'il permet justement de définir un système linéaire dans le cas général. Dans l'espace à trois dimensions  $(x, y, z)$ , ce paramètre  $\mathbf{K}$  est un tenseur de rang 3 qui peut dépendre du temps :

$$\mathbf{K}(x, y, z, t) = \begin{pmatrix} k_{xx}(x, y, z, t) & k_{xy}(x, y, z, t) & k_{xz}(x, y, z, t) \\ k_{yx}(x, y, z, t) & k_{yy}(x, y, z, t) & k_{yz}(x, y, z, t) \\ k_{zx}(x, y, z, t) & k_{zy}(x, y, z, t) & k_{zz}(x, y, z, t) \end{pmatrix}. \quad (173)$$

### Linéarité et invariance par rapport au temps

Dans le cas d'un milieu linéaire à propriété invariante par rapport au temps, le paramètre  $\mathbf{K}$  ne dépend pas du temps.

### Milieu Homogène

Un milieu homogène est un milieu dont les propriétés ne dépendent pas du point de l'espace considéré. Dans le cas d'un milieu linéaire, le paramètre  $\mathbf{K}$  est alors une matrice avec des éléments dont la valeur est la même en tout point de l'espace :

$$\mathbf{K}(t) = \begin{pmatrix} k_{xx}(t) & k_{xy}(t) & k_{xz}(t) \\ k_{yx}(t) & k_{yy}(t) & k_{yz}(t) \\ k_{zx}(t) & k_{zy}(t) & k_{zz}(t) \end{pmatrix}. \quad (174)$$

### Milieu isotrope

Un milieu isotrope est un milieu dont les propriétés ne dépendent pas de la direction considérée. Dans le cas d'un milieu linéaire, le paramètre  $\mathbf{K}$  est alors une matrice diagonale proportionnelle à la matrice identité :

$$\mathbf{K}(t) = \begin{pmatrix} k(x, y, z, t) & 0 & 0 \\ 0 & k(x, y, z, t) & 0 \\ 0 & 0 & k(x, y, z, t) \end{pmatrix} = k(x, y, z, t) \cdot \mathbb{I}. \quad (175)$$

Si le milieu est linéaire, homogène et isotrope,  $k$  (175) est un scalaire indépendant du point considéré dans l'espace.

## Non linéarité

Si la propriété considérée est dépendante de l'excitation  $\vec{X}$ , le milieu est considéré comme non linéaire et l'expression (172) devient de manière générale :

$$\vec{Y} = \vec{F}_K(\vec{X}). \quad (176)$$

D'un point de vue pratique, la non linéarité peut être divisée en deux catégories : la non-linéarité faible et la non-linéarité forte (Figure 105). Pour les systèmes physiques, les non linéarités fortes se traduisent par des comportements avec des points d'équilibre non stables (S-shaped, N-shaped) ou des discontinuités comme des phénomènes de seuils sévères (discontinuous, singularity) [113].

Cette notion de stabilité du point d'équilibre est importante pour les systèmes non linéaires [114]. Les phénomènes non linéaires étant difficiles à appréhender, il faut en général fortement limiter ses ambitions par rapport au cas linéaire.

Le traitement de ces comportements non linéaires peut dans certains cas passer par une linéarisation, soit avec l'hypothèse du premier harmonique dans le cas d'un régime de fonctionnement sinusoïdal, soit par un modèle "petit signal" dans le cas d'une approche dynamique locale.

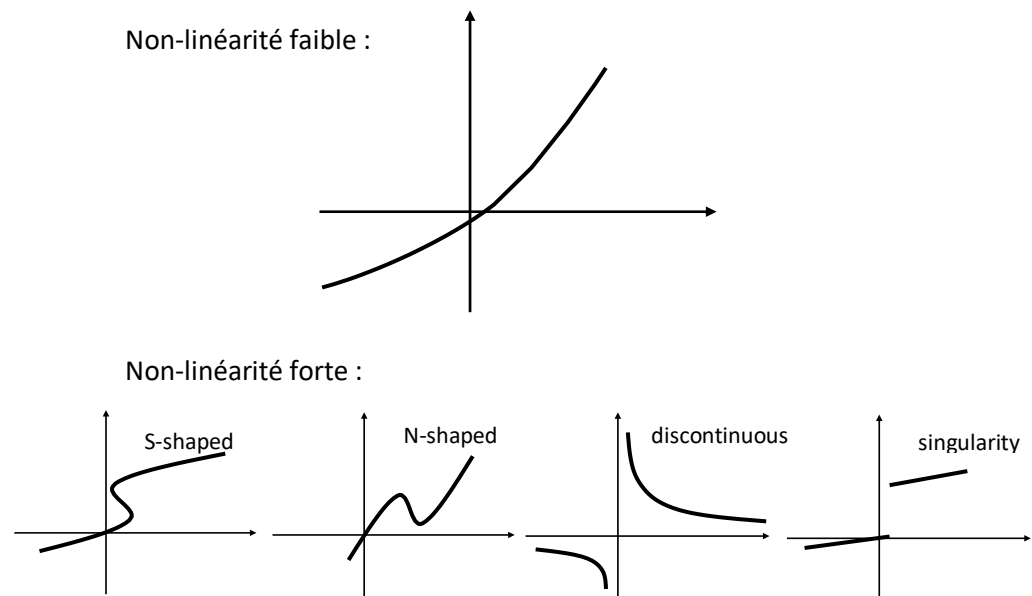


Figure 105 : Non linéarité faible & non linéarité forte.

## Annexe A3 Systèmes dynamiques – représentations

### Représentation d'état

Soit un système physique dynamique (système évoluant en fonction du temps  $t$ ) continu, causal et déterministe. Son modèle est constitué d'un ensemble d'équations différentielles du temps. On considèrera ici le cas particulier d'un système entrée (vecteur de variables  $U$ ) – sortie (vecteur de variables  $Y$ ). La représentation d'état de ce système s'écrit alors

$$\begin{cases} \left. \frac{dX}{dt} \right|_t = \dot{X}(t) = \mathbf{F}(X(t), U(t)) \\ Y(t) = \mathbf{G}(X(t), U(t)) \end{cases} \quad (177)$$

où  $X$  est le vecteur des variables d'état,  $F$  et  $G$  des fonctions vectorielles algébriques. Dans le cas général, il s'agit d'un système d'équation d'ordre 1 non linéaires.

Dans la mesure où il n'y a pas de confusion, on peut simplifier l'écriture (177) sous la forme

$$\begin{cases} \dot{X} = \mathbf{F}(X, U) \\ Y = \mathbf{G}(X, U) \end{cases} \quad (178)$$

Dans le cas d'un système linéaire, la représentation d'état devient

$$\begin{cases} \dot{X} = AX + BU \\ Y = CX + DU \end{cases} \quad (179)$$

où  $A, B, C$  et  $D$  sont des matrices, éventuellement dépendantes du temps.

### Fonction de transfert

Si le système est linéaire et invariant (ou encore stationnaire), les matrices  $A, B, C$  et  $D$  sont indépendantes du temps. Dans ce cas, la transformée de Laplace en temps (à conditions initiales nulles) permet de déterminer la fonction de transfert  $H(p)$  entrée-sortie telle que  $Y(p) = H(p)U(p)$  :

$$H(p) = C(p\mathbb{I} - A)^{-1}B + D \quad (180)$$

où  $p$  est la variable complexe de Laplace,  $\mathbb{I}$  la matrice identité,  $U(p)$  et  $Y(p)$  respectivement les transformées de Laplace de  $U(t)$  et  $Y(t)$ .  $H(p)$  est dans le cas général une matrice.

Pour un système mono-entrée ( $u$ ) mono-sortie ( $y$ ),  $H(p)$  est scalaire et peut s'écrire :

$$H(p) = \frac{y(p)}{u(p)}. \quad (181)$$



## Modèle "petit signal" pour les systèmes non linéaires

Dans le cas d'un système non linéaire, la modélisation "petit signal" consiste à faire une approximation linéaire de la représentation d'état autour d'un point de fonctionnement (considéré comme un point "d'équilibre"), avec l'hypothèse de faibles variations autour de ce point.

Pour une représentation d'état du système (177), on considère de petites variations autour du point de fonctionnement  $(X_0, U_0)$  sous la forme

$$\begin{cases} X(t) = X_0 + \tilde{x}(t) \\ U(t) = U_0 + \tilde{u}(t) \end{cases} \quad (182)$$

Via le développement de Taylor au premier ordre de (177), on obtient l'approximation linéaire

$$\begin{cases} \dot{X} = \dot{X}_0 + \dot{\tilde{x}} \approx \mathbf{F}(X_0, U_0) + \left. \frac{\partial \mathbf{F}(X, U)}{\partial X} \right|_{X_0, U_0} \tilde{x} + \left. \frac{\partial \mathbf{F}(X, U)}{\partial U} \right|_{X_0, U_0} \tilde{u} \\ Y = Y_0 + \tilde{y} \approx \mathbf{G}(X_0, U_0) + \left. \frac{\partial \mathbf{G}(X, U)}{\partial X} \right|_{X_0, U_0} \tilde{x} + \left. \frac{\partial \mathbf{G}(X, U)}{\partial U} \right|_{X_0, U_0} \tilde{u} \end{cases} \quad (183)$$

Dans l'approche "petit signal", le point de fonctionnement  $(X_0, U_0)$  est statique (i.e.  $\dot{X}_0 = \mathbf{F}(X_0, U_0) = 0$ ). Avec  $Y_0(t) = \mathbf{G}(X_0, U_0)$ , on extrait de la représentation d'état "petit signal" :

$$\begin{cases} \dot{\tilde{x}} = \left. \frac{\partial \mathbf{F}(X, U)}{\partial X} \right|_{X_0, U_0} \tilde{x} + \left. \frac{\partial \mathbf{F}(X, U)}{\partial U} \right|_{X_0, U_0} \tilde{u} \\ \tilde{y} = \left. \frac{\partial \mathbf{G}(X, U)}{\partial X} \right|_{X_0, U_0} \tilde{x} + \left. \frac{\partial \mathbf{G}(X, U)}{\partial U} \right|_{X_0, U_0} \tilde{u} \end{cases} \quad (184)$$

qui constitue une représentation d'état linéaire que l'on peut écrire sous forme condensée

$$\begin{cases} \dot{\tilde{x}} = A_0 \tilde{x} + B_0 \tilde{u} \\ \tilde{y} = C_0 \tilde{x} + D_0 \tilde{u} \end{cases} \quad (185)$$

avec  $A_0, B_0, C_0$  et  $D_0$  qui sont des matrices constantes pour le point d'équilibre considéré.

## Annexe A4 Simulation couplée électrique et thermique permettant d'estimer l'élévation de température dans une couche résistive.

### Positionnement du problème

Pour les modules de puissance, les phénomènes thermiques sont un élément de dimensionnement important, il faut pouvoir estimer les pertes supplémentaires qui vont être générées dans le système. Au-delà du rendement du module, cela conduit à une source de chaleur supplémentaire à l'intérieur du système d'isolation et donc un point chaud local et une élévation de la température.

Dans cette première approximation, on suppose que les variables (électriques et thermiques) n'évoluent pas en fonction de la température.

Pour un élément infinitésimal de volume  $dv$  sur un intervalle de temps  $dt$ , les pertes électriques (186) vont générer une densité d'énergie thermique (188) qu'il va falloir dissiper. Nous avons :

$$dW_{elec} = P_{pertes}(t) dv dt \quad (186)$$

$$dW_{elec} = dW_{Th} \quad (187)$$

$$dW_{Th} = \rho C_p dv dT \quad (188)$$

Avec  $\rho$  et  $C_p$  qui sont respectivement ici la densité volumique et la capacité thermique (calorifique) du matériau et T est la température locale.

Pour simuler l'évolution de la température, il faut introduire l'équation de transfert de la chaleur (ou formule de Fourier) suivante :

$$\vec{q} = -k\nabla T \quad (189)$$

avec  $\vec{q}$ , la densité du flux de chaleur et  $k$  est la conductivité thermique. Comme dans le domaine électrique, on peut définir une résistance thermique  $R_{th}$  et une capacité thermique  $C_{th}$ , ainsi que la constante de temps thermique  $\tau_{th}$  correspondante :

$$R_{th} = \frac{1}{k} * \frac{l}{S} \quad (190)$$

$$C_{th} = \rho V C_p \quad (191)$$

$$\tau_{th} = R_{th} * C_{th} \quad (192)$$

où l, S et V sont respectivement l'épaisseur, la section et le volume du matériau traversé par le flux de chaleur.

Les propriétés correspondant aux matériaux des modules de puissance sont indiquées dans le tableau suivant,

Pour un substrat AlN d'épaisseur 1 mm, la constante de temps thermique  $\tau_{th} = 0,016$  s (suivant la direction d'épaisseur). Cette valeur est faible pour une constante de temps thermique, cela est dû aux dimensions faibles des modules mais si on compare cette valeur au temps de montée des signaux de commutation de la MLI, cette constante de temps est très lente. Dans notre cas, le pas de temps de calcul est forcé à  $0,02 \mu s$  pour la simulation électrique, c'est à dire presque un facteur  $10^6$  entre l'évolution électrique et thermique. Il n'est donc pas nécessaire de faire une simulation couplée électrothermique, on peut découpler les **phénomènes électriques (temps courts)**, des **phénomènes thermiques (temps longs)**, on parle de couplage faible.

Tableau 16 : propriétés des matériaux des modules de puissance [116].

	Conductivité thermique $k$ (W/(m*K))	Densité $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Capacité thermique $C_p$ (J/(kg*K))
AlN	150	3260	740
Gel	0,146	900	0.27
FDC	0,25	1190	550
Cu	400	8940	385

## Description de la méthode de simulation du couplage électrothermique

Le « découplage » des phénomènes associés aux échelles de temps différentes permet de diviser la simulation en plusieurs étapes :

- En premier lieu, la simulation électrique avec une excitation MLI est effectuée (N périodes) dans le domaine temporel.
- La densité énergétique de pertes  $u_n$  (en J/m<sup>3</sup>) en tout point dans la couche est calculée par le produit scalaire de la densité de courant et du champ électrique sur toute la durée de la simulation temporelle (N\*T) (193) (la simulation est en 2D).  $\vec{J}_{ix}(t)$  est la densité du courant de conduction suivant la direction x.

$$u_n = \int_0^{nT} (\vec{E}_x(t) * \vec{J}_{ix}(t) + \vec{E}_y(t) * \vec{J}_{iy}(t)) dt \quad (193)$$

- Les pertes moyennes (puissance perdue)  $\bar{P}_n$  sur une période de temps n\*T sont calculées par (194).

$$\bar{P}_n = \frac{\iint u_n dS}{nT} \quad (194)$$

- Lorsque la puissance moyenne est stationnaire ( $\bar{P}_n$  est stabilisée), c'est à dire  $k = \bar{P}_n / \bar{P}_{n-1} \approx 1$ , nous pouvons alors définir la source thermique générée en régime établie par la couche FDC après n périodes. Le calcul de la puissance instantanée pour chaque pas de calcul est possible mais cela conduit à des temps de calcul beaucoup trop longs (plusieurs jours).

- A partir de l'introduction de cette source de chaleur supplémentaire, la simulation du transfert de chaleur est alors réalisée dans la même géométrie sur la

base des résultats obtenus lors des étapes précédentes et en introduisant des conditions aux limites thermiques supplémentaires.

## Exemple sur la structure du module d'électronique de puissance

### Description de la simulation électrique

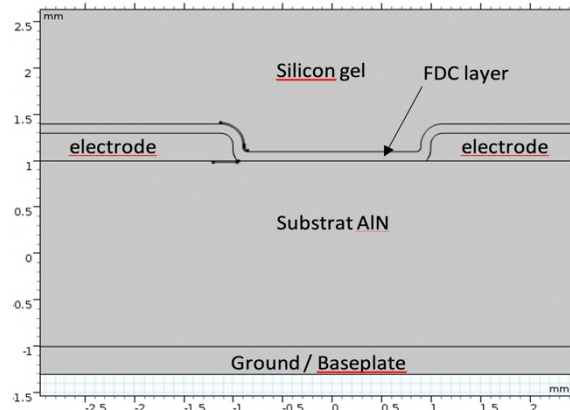


Figure 106 : Rappel de la géométrie du substrat céramique.

On reprend la structure du module de puissance (Figure 106) où une excitation MLI de 20 kV à 100 kHz est appliquée sur l'électrode (supérieure gauche), la forme d'excitation est présentée dans la Figure 107. Les propriétés électriques et les conditions électriques aux limites sont identiques à celles du paragraphe II.C.3.c avec  $E_b = 3 \text{ kV/mm}$  et  $\alpha = 14$  pour le matériau FDC.

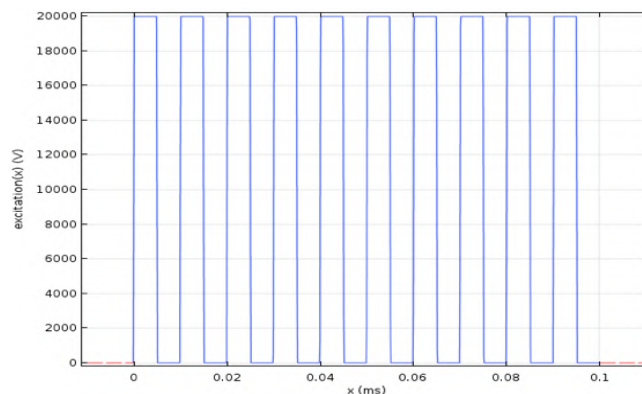


Figure 107 : Excitation appliquée sur l'électrode, d'amplitude 20 kV, de fréquence 100 kHz, avec un rapport cyclique de 0,5 et une vitesse de commutation de 100 kV/ $\mu\text{s}$ .

La seconde étape est le calcul de la densité de pertes locales à partir de (193), mais comme COMSOL ne peut pas effectuer ce calcul intégral, le résultat est obtenu par l'ajout d'un calcul différentiel couplé à l'étude électrique. C'est-à-dire dans un premier temps le calcul de la puissance locale  $P_p(t)$  puis son intégration pour obtenir  $u(t)$  (la densité d'énergie de pertes) par rapport au temps (194) qui est calculée par :

$$P_p(t) = \vec{E}_x(t) * \vec{J}_{ix}(t) + \vec{E}_y(t) * \vec{J}_{iy}(t) = \frac{du(t)}{dt} \quad (195)$$

L'intégration de la variable densité d'énergie  $u(t)$  sur l'ensemble de la surface de la couche dans la géométrie, nous permet d'obtenir la densité d'énergie surfacique  $u_s(t)$ . L'évolution de la puissance moyenne dans le temps (194) pour la couche FDC correspondante est représentée sur la Figure 108. Cette puissance se stabilise après plusieurs cycles, nous supposons que la puissance dissipée ne varie plus avec le temps après 40 périodes (400  $\mu s$ ). Pour les calculs thermiques, nous utiliserons la puissance moyenne stabilisée, en régime permanent  $\bar{P}_n$  (196). Il convient de noter que cette puissance  $\bar{P}_n$  est une variable dépendant de la position, c'est-à-dire  $\bar{P}_n$  est liée à  $x$  et  $y$ .

$$\bar{P}_n = \frac{u_{40}(x, y)}{40 * T} \quad (196)$$

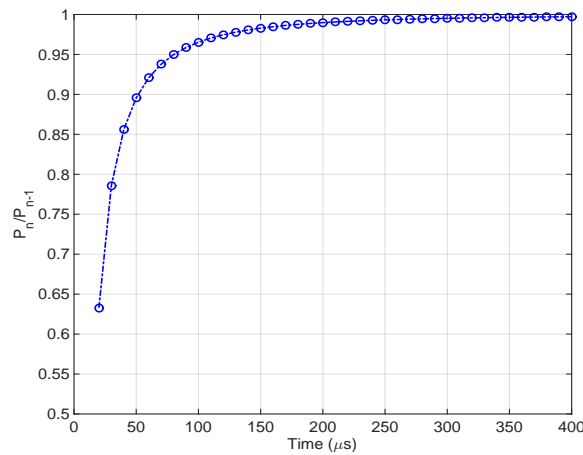


Figure 108 : Evolution du  $k = \bar{P}_n/\bar{P}_{n-1}$  en fonction du temps.

### Description de la simulation thermique

La puissance moyenne surfacique dissipée par la couche FDC évolue dans le temps en chaque point spatial, elle constitue une source supplémentaire à la source de chaleur principale générée par la puce. Dans les modules de puissance, la chaleur générée par les pertes au niveau de l'électrode par les puces (transistors ou diodes) est la principale source thermique interne. Cette source de chaleur  $Q_1$  peut être exprimée par :

$$Q_1 = \frac{P_{puce}}{S_d} \quad (197)$$

où  $P_{puce}$  (les pertes par conduction et commutation) sont estimées dans des conditions normales de fonctionnement autour de 100 W pour les modules de fortes puissances [115], [116]. Nous ferons évoluer cette variable dans nos simulations entre 80 W et 120 W.  $S_d$  est la zone de dissipation de la source de chaleur dans le module de puissance qui est définie comme la métallisation supérieure dans notre géométrie.

Les pertes diélectriques des matériaux isolants sont considérées comme négligeables. Par conséquent, seules deux sources de chaleur sont prises en compte dans notre simulation, les pertes de la couche résistive et la chaleur dégagée au niveau de la puce.

La conduction thermique, la convection et le rayonnement sont les trois modes de transfert de chaleur. La conduction thermique constitue le processus de transfert de chaleur de la puce vers la semelle (baseplate) à travers le substrat DBC, ce qui peut être décrit à partir du bilan énergétique et par loi de Fourier comme :

$$Q = -\nabla \cdot (k\nabla T) = -\nabla \cdot (-\vec{q}) \quad (198)$$

Le rôle de la convection thermique est de dissiper la chaleur de la plaque inférieure (base plate) vers le système de refroidissement. L'équation de contrôle de la convection thermique est

$$Q = h(T_S - T_A) \quad (199)$$

Où  $Q$  est la densité du flux de chaleur en  $W/m^2$ ,  $h$  est le coefficient de transfert de chaleur par convection en  $W/(m^2K)$ ,  $T_S$  est la température de surface de la frontière solide en K,  $T_A$  est la température ambiante en K.

Le rayonnement thermique se produit entre la plaque de base et l'environnement, mais la chaleur dissipée par rayonnement est bien inférieure à celle de la que la conduction et la convection. Par conséquent, il peut être ignoré dans la simulation [117].

Dans notre géométrie, le système de refroidissement n'a pas été explicitement introduit. Le Tableau 17 indique les valeurs des coefficients de transfert de chaleur par convection dans les systèmes de refroidissement couramment utilisés [97] pour les modules. Dans la simulation, le coefficient de dissipation de chaleur par convection sur la face arrière du substrat  $h_S$  est fixé à 1 000 ou 2 000  $W/(m^2K)$ . Pour la partie supérieure, le coefficient de convection à l'interface gel/air  $h_{gel}$  est fixé à 10  $W/(m^2K)$ . La température ambiante et la température initiale dans le système sont fixées à 293,15 K.

Tableau 17 : Valeurs typiques du coefficient de transfert de chaleur par convection [97].

Type de convection	Coefficient de transfert de chaleur par convection h
Air, libre	2.5 - 25 ( $W/(m^2K)$ )
Air, forcé	10 - 500 ( $W/(m^2K)$ )
Liquides, forcés	100 – 15 000 ( $W/(m^2K)$ )
Eau bouillante	2500 – 25 000 ( $W/(m^2K)$ )
Vapeur d'eau de condensation	5000 – 100 000 ( $W/(m^2K)$ )

Les résultats des simulations sont présentés de la Figure 39 à la Figure 41 proche du régime permanent (30 s).