



HAL
open science

Analyse électrique de diélectriques SiOCH poreux pour évaluer la fiabilité des interconnexions avancées

Virginie Verriere

► **To cite this version:**

Virginie Verriere. Analyse électrique de diélectriques SiOCH poreux pour évaluer la fiabilité des interconnexions avancées. Autre [cond-mat.other]. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENY015 . tel-00593515v2

HAL Id: tel-00593515

<https://theses.hal.science/tel-00593515v2>

Submitted on 17 May 2011

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

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique des matériaux**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Virginie VERRIERE

Thèse dirigée par **Alain SYLVESTRE** et
codirigée par **Cyril GUEDJ** et **David ROY**

préparée au sein du **Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble G2Elab**, en collaboration avec **STMicroelectronics (Crolles)** et le **Laboratoire de Simulation et Caractérisation Electrique LSCE du CEA LETI Minattec**
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

Analyse électrique de diélectriques SiOCH poreux pour évaluer la fiabilité des interconnexions avancées

Thèse soutenue publiquement le **vendredi 18 février 2011**, devant le jury composé de :

M. NGUYEN Thien-Phap

Professeur à l'Université de Nantes (Institut des Matériaux), Président

M. Serge AGNEL

Professeur à l'Université de Montpellier (Institut d'Electronique du Sud), Rapporteur

M. Alain BRAVAIX

Professeur à l'Institut Supérieur d'Electronique et du Numérique (Toulon), Rapporteur

M. Serge BLONKOWSKI

Ingénieur chez STMicroelectronics (Crolles), Examineur

M. David ROY

Ingénieur chez STMicroelectronics (Crolles), Examineur

M. Alain SYLVESTRE

Maître de Conférences à l'Université Joseph Fourier Grenoble I (G2Elab), Examineur



SOMMAIRE

REMERCIEMENTS	6
CONSTANTES PHYSIQUES	9
NOMENCLATURE	10
INTRODUCTION GENERALE	13
CHAPITRE I - CONTEXTE.....	17
1. MINIATURISATION DU CIRCUIT INTEGRE	18
2. PRESENTATION DES INTERCONNEXIONS.....	19
2.1. Architecture d'une puce	19
2.2. Elaboration des interconnexions	20
3. DEFIS LIES A L'INTEGRATION DES INTERCONNEXIONS	22
3.1. Paramètres des interconnexions	22
3.2. Défis	27
4. OBJECTIFS DE CETTE THESE	33
CHAPITRE II - PROPRIETES FONDAMENTALES DU DIELECTRIQUE.....	35
1. PERMITTIVITE DIELECTRIQUE.....	36
1.1. Polarisation de la matière	36
1.2. Polarisation macroscopique	38
2. LE SiOCH POREUX : MATERIAU DIELECTRIQUE LOW-K IMD POUR LES	
INTERCONNEXIONS	40
2.1. Structure du SiOCH	40
2.2. Porosité.....	41
2.3. Impact du procédé d'élaboration damascène sur le diélectrique	42
2.4. Considération sur la structure amorphe du SiOCH.....	46
3. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE METAL-ISOLANT-METAL MIM	48
3.1. Structure électronique	48
3.2. Principaux modes de conduction à travers la structure MIM	48

4. CLAQUAGE DU MATERIAU DIELECTRIQUE	54
4.1. Le claquage électronique	55
4.2. Le vieillissement électrique	56
5. RESUME – SYNTHESE.....	57

CHAPITRE III - METHODES DE CARACTERISATION ELECTRIQUE DU

DIELECTRIQUE IMD..... **59**

1. REPOSE DIELECTRIQUE A UNE SOLLICITATION ELECTRIQUE.....	60
1.1. Définition de la réponse diélectrique générale.....	60
1.2. Dualité temps-fréquence	60
2. MESURES TEMPORELLES	61
2.1. Introduction.....	61
2.2. Description des courants détectés	61
2.3. Equipement de mesure du courant : Agilent B1500A	63
3. MESURES FREQUENTIELLES	64
3.1. Introduction.....	64
3.2. Dépendance de la permittivité et des pertes diélectriques en fonction de la fréquence.....	65
3.3. Phénomènes de relaxation.....	67
3.4. Méthodes de caractérisation en fréquence	72
4. GEOMETRIE DES STRUCTURES DE TEST ETUDIEES	73
4.1. Description des structures peigne-peigne	73
4.2. Caractérisation sur plaque ou en boîtier. Nœuds technologiques	75
5. RESUME – SYNTHESE	76

CHAPITRE IV - CARACTERISATION ELECTRIQUE DU DIELECTRIQUE IMD :

ETUDE DU COMPORTEMENT EN FONCTIONNEMENT NOMINAL **77**

1. DESCRIPTION DES DISPOSITIFS ETUDIES.....	78
1.1. Description des structures	78
1.2. Mise en boîtier	78
2. ANALYSE DE LA REPOSE ELECTRIQUE.....	79
3. MODELISATION DE LA CONDUCTION EN REGIME OHMIQUE	82
3.1. Etude de la conductivité en fonction de la température	83
3.2. Modèle de Godet.....	85

4. COMPORTEMENT DYNAMIQUE.....	91
4.1. Analyse de la réponse dynamique.....	91
4.2. Etude du comportement aux basses fréquences.....	93
5. CORRELATION DES RESULTATS AVEC UN DIAGNOSTIC DE FIABILITE... 102	
5.1. Conduction électrique à faibles champs.....	102
5.2. Mise en évidence de charges mobiles.....	103
6. RESUME – SYNTHÈSE.....	110

CHAPITRE V – APPLICATION A L’ETUDE DE LA FIABILITE DU DIELECTRIQUE

IMD..... 111

1. FIABILITE DU DIELECTRIQUE LOW-K.....	112
1.1. Introduction.....	112
1.2. Les tests de fiabilité.....	112
1.3. Modèles de durée de vie TF(E_{elec}).....	113
2. COMPORTEMENT ELECTRIQUE DE L’EMPILEMENT IMD	116
2.1. Présentation des structures.....	116
2.2. Réponse en courant : rampe de tension.....	116
2.3. Instabilité de la réponse : piégeage de charges.....	121
2.4. Conclusion sur la conduction à forts champs.....	127
2.5. Comportement dynamique.....	130
3. CARACTERISATION DU VIEILLISSEMENT ELECTRIQUE DU DIELECTRIQUE	
IMD	138
3.1. Piégeage de charges.....	139
3.2. Dégradation avant claquage.....	141
4. RESUME – SYNTHÈSE.....	145

CONCLUSION GENERALE..... 149

BIBLIOGRAPHIE..... 153

PUBLICATIONS DE L’AUTEUR..... 161

RESUME..... 164

ABSTRACT..... 164

REMERCIEMENTS

Cette thèse CIFRE STMicroelectronics s'est déroulée en collaboration étroite avec le CEA LETI Minatec au sein du Laboratoire de Caractérisation et Simulation Electrique (LSCE) et le Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble (G2Elab) du CNRS.

J'ai tellement de personnes à remercier pour m'avoir aidée et soutenue pendant ces... quatre ans et demi !

Je souhaite tout d'abord remercier les membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail. Je remercie Monsieur Alain Bravaix, professeur à l'Institut d'Electronique et du Numérique de Toulon et Monsieur Serge Agnel, professeur à l'Université de Montpellier (Institut d'Electronique du Sud) d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Je remercie Monsieur Thien-Phap Nguyen, professeur à l'Université de Nantes, d'avoir présidé cette soutenance et d'avoir évalué mon travail.

Je remercie Serge Blonkowski, ingénieur chez STMicroelectronics à Crolles, qui après m'avoir aidé pendant ces trois années de thèse, a accepté de faire partie du jury pour une dernière évaluation.

Je remercie Monsieur David Roy, ingénieur chez STMicroelectronics, qui a pris les commandes de la thèse en plein milieu et m'a accordé beaucoup de temps et de patience.

Je remercie Cyril Guedj, ingénieur au CEA LETI Minatec, pour son encadrement principal au cours des trois années.

Je remercie tout particulièrement Alain Sylvestre, Maître de Conférences au Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble G2Elab du CNRS, pour m'avoir apporté un soutien sans faille et une grande confiance et avoir contribué corps et âme à ce que j'atteigne l'objectif ultime.

Je remercie tous les membres du jury pour m'avoir rassurée le jour J quelques minutes avant et fait de ce jour qui me faisait très peur une superbe journée dont j'ai profitée.

Pour avoir passé la majorité de mon temps au CEA pendant ces trois ans, je tiens à remercier les personnes du Laboratoire de Simulation et Caractérisation Electrique. Je remercie d'abord le Chef du Laboratoire, Fabien Boulanger, qui m'a accueillie, a été une personne très compréhensive et m'a beaucoup soutenue. Je remercie Lucile Arnaud, qui m'a accueillie dans son équipe au tout début et m'a toujours épaulée.

Une énorme pensée et un énorme merci à Estelle, la secrétaire idéale, sœur de jour d'arrivée au CEA, qui, après les pauses cigarettes, les Carré (surtout l'été !), s'est révélée être une amie fidèle !

Fabienne, qui me faisait peur au début (oui !), mais finalement, même pas peur !, que je remercie pour sa bonne humeur quotidienne !

Les amis thésards : Lise, Nada (partie vers d'autres horizons...), Laurent, Etienne, Elisa (collègue de bureau un moment, qui a dû me consoler parfois !), Giovanni, Laurent et Florent Xavier, Michael, Denis, Patrick, Gilles, Kruno, Jacques, Luca, Charles, Vincent qui ont supporté mes chants dans le laboratoire comme à l'extérieur, ont évité que je casse les machines que je n'arrivais pas à faire fonctionner, ont évité que je casse l'ordinateur aussi et ont été toujours disponibles pour m'aider.

Les collègues de la partie simulation : Pierrette, Marie-Anne, Jean-Charles...

Une pensée à d'autres collègues du CEA : Sylvain Maîtrejean, Gabriel Molas (la ballade à San Francisco avant l'oral à MRS qui me faisait peur !), Maxime Rousseau.

Côté STMicroelectronics à Crolles, je remercie d'abord Vincent Arnal qui m'a accueillie et encadrée au tout début et a continué à m'aider par la suite.

Je remercie aussi les collègues de la fiabilité Xavier Federspiel (parti puis revenu), Emmanuel Petitprez (mais grand !), Julien-Marc (Juju), Vincent et surtout Maxime, mon partenaire d'IMD !

Et enfin côté CNRS au Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble je remercie principalement les autres thésards : Vincent, Emilie, Abdel, Christelle (ma partenaire de spectroscopie d'impédance sur le Low-k !), les secrétaires Geneviève et Claire, pour gérer tous les aspects administratifs avec gentillesse et sourire !

Même à l'extérieur du travail... Les amis, toujours présents...

Mes premières pensées vont à :

-Perrine, mon amie, ma confidente, un soutien sans failles (jusqu'aux cinq minutes avant la soutenance, où tu t'es précipitée vers moi pour que je ne panique pas et que je profite de ce jour, je t'ai écoutée et j'en ai profité !) ;

-Sophie, mon amie aussi, ma confidente aussi !, les soirées entre filles, Docteur House, Grey's Anatomy, les bons petits repas...

-Jean, mon ami, (et collègue !), également toujours présent pour une pause cigarette ou une pause « je stresse !!!! »

Et la bande de PG !

Kro, Nico, Nico 2 !, Pascal, Géraldine, Lise, Elodie, Taket, Aurélie, Zout, Sarah, Babs, Titi, Jamin, Clémence, Delphine, Faf, Wesh, Reno, Claire, Marion, Ben, Steph La Chainé, Annabelle, Vinc !

La bande de oufs ! Elena, Natacha, Thomas, Fred, Déborah, Laetitia...

Pendant la thèse, il y a des amours... (bah oui quand même !)...

Et je voudrais remercier deux hommes, qui ont été présents pour me soutenir, P'tit gen et Sébastien...

Il m'a paru évident de finir par ma famille...

Une image... Mon Papa, au moment où le jury m'a remis le diplôme à la soutenance de thèse, dont j'ai vu ces petites larmes venir... Papa, Maman et Diane, qui m'ont soutenu à ce moment, me soutiennent dans mes choix, sont toujours là, aucun mot ne pourra exprimer ma fierté, ma reconnaissance, mon amour...

Merci à tous.

CONSTANTES PHYSIQUES

Constante	Symbole	Valeur
Permittivité du vide	ϵ_0	$8,85.10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$
Charge électronique	e	$1,6.10^{-19} \text{ C}$
Constante de Boltzmann	k_B	$1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1} = 8,62.10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$
Constante de Planck	h	$6,63.10^{-34} \text{ Js}$
Debye	D	$3,36.10^{-30} \text{ Cm}$

NOMENCLATURE

Symbole	Unité	Définition
ϵ_r	Sans unité	Permittivité diélectrique relative
κ	Sans unité	Constante diélectrique
s	nm	Espacement du diélectrique IMD
L	m	Longueur du peigne
H	m	Epaisseur des lignes métalliques
$\Sigma=LH$	m^2	Aire des électrodes métalliques
V	V	Tension (polarisation) appliquée
V_{dd}	V	Tension de fonctionnement nominale
E_{elec}	$V.m^{-1}$	Champ électrique appliqué
E_l	$V.m^{-1}$	Champ électrique local
P	$C.m^{-2}$	Polarisation
D	$C.m^{-2}$	Déplacement électrique
N	m^{-3}	Concentration des molécules
p	Cm	Moment dipolaire
T	K (°C)	Température
χ	Sans unité	Susceptibilité diélectrique
χ_{el}	eV	Affinité électronique
E	eV	Energie de l'état électronique (origine des énergies au bas de la bande de conduction)
E_F	eV	Niveau de Fermi
$N(E)$	$eV^{-1}m^{-3}$	Distribution de densité d'états
$N(E_F)$	$eV^{-1}m^{-3}$	Densité d'états au niveau de Fermi E_F
Φ_0	eV	Hauteur de la barrière énergétique séparant le diélectrique et l'électrode métallique
J	$A.cm^{-2}$	Densité de courant
β_{Sch}	$eV.m^{1/2}V^{-1/2}$	Constante de Schottky
A_{Rich}	$A.m^{-2}.K^{-2}$	Constante de Richardson
σ_{Ohm}	$S.m^{-1}$	Conductivité électrique ohmique
μ_n	$m^2V^{-1}s^{-1}$	Mobilité des électrons
n	m^{-3}	Densité des électrons

γ^{-1}	Å	Rayon de localisation des états localisés
ν_{ph}	Hz	Fréquence maximale des phonons
R_h	nm	Longueur du saut de l'électron par <i>hopping</i>
T_0	K	Constante de Mott pour la conduction VRH (<i>Variable Range Hopping</i>)
σ_{00}	$S.m^{-1}$	Facteur pré-exponentiel de la loi de Mott
E_0	eV	Energie caractéristique de la distribution de densité d'états dans la queue de bande
β_{PF}	$eV.m^{1/2}.V^{-1/2}$	Constante de Poole-Frenkel
E_d	eV	Niveau des états donneurs
$f(t)$	Sans unité	Fonction de réponse diélectrique
$H(t)$	Sans unité	Fonction de Heavyside
$\delta_{Dirac}(t)$	Sans unité	Fonction delta de Dirac
f	Hz	Fréquence de mesure
ω	Rad	Pulsation de mesure
C	F	Capacité
$C \gg$	F	Pertes diélectriques
δ	Rad	Angle de pertes
δ_{Coelho}	Sans unité	Paramètre du modèle de Coelho
D_{diff}	$m^2.s^{-1}$	Coefficient de diffusion
L_D	m	Longueur de Debye
n_0	m^{-3}	Densité des charges
τ_{Coelho}	s	Temps de relaxation du modèle de Coelho
n_{LF}	Sans unité	Exposant du modèle <i>flat-loss</i>
l	m	Longueur de saut des charges
TF	s	Durée de vie (<i>Time-to-Failure</i>)
γ_{TF}		Facteur d'accélération
n_T	m^{-3}	Densité de charges piégées/pièges remplis
C_0	F	Constante du modèle C(V)
C_2	$F.V^{-2}$	Coefficient du degré 2 du modèle C(V)
p_{dip}	Cm	Moment dipolaire des dipôles créés
N_{dip}	m^{-3}	Densité des dipôles créés
n_{dip}	m^{-2}	Densité surfacique des dipôles créés
$\Phi_{PF}(V)$	eV	Energie d'activation du mécanisme de conduction Poole-Frenkel

INTRODUCTION GENERALE

Dans l'élaboration des circuits intégrés, le défi constant des concepteurs est d'améliorer les performances en termes de vitesse de fonctionnement et de fiabilité, tout en diminuant la taille des circuits et leur coût. Ce défi nécessite l'introduction de nouveaux matériaux et le développement de nouveaux procédés à chaque nouvelle génération technologique.

Les interconnexions, qui assurent le câblage entre les composants dans le circuit, sont dorénavant l'élément limitant des performances du circuit intégré face à la diminution de ces dimensions. Ces interconnexions sont constituées de lignes métalliques isolées par un matériau diélectrique. L'introduction du cuivre et des matériaux diélectriques à basse permittivité (constante diélectrique $\kappa < 4$) répondent en partie à la problématique de la réduction du délai de propagation dans les interconnexions. Cependant, une seconde problématique reste la fiabilité.

En effet, une solution pour obtenir des matériaux à faible permittivité consiste à les rendre poreux. Cette porosité dégrade les propriétés mécaniques et thermiques de la structure. Par ailleurs, le procédé dual-damascène développé pour l'intégration du cuivre, nécessite de soumettre le matériau à faible permittivité à des procédés plasma et à un polissage mécano-chimique CMP (*chemical-mechanical polishing*) qui vont le dégrader. Malgré des solutions technologiques proposées pour restaurer le matériau à faible permittivité à l'issue de ces étapes, celui-ci reste fragilisé.

Notre étude concerne le développement de méthodes expérimentales non agressives de diagnostic de la défektivité de couches à faible permittivité de SiOCH poreux utilisées comme isolant intermétal (*interlevel metal dielectric*) de lignes de propagation localisées sur un même niveau de métal. Notre étude s'est centrée sur le comportement du diélectrique au cours du fonctionnement réel du circuit. Dans ce cas, les matériaux diélectriques à basse permittivité sont soumis à une tension de fonctionnement qui entraîne l'apparition de courants de fuite. Sous cette contrainte électrique, un vieillissement du diélectrique va se produire pouvant amener au dysfonctionnement du circuit voire au claquage du matériau. Ce phénomène ultime disruptif constitue une défaillance majeure pour le fonctionnement du circuit. Comme évoqué ci-dessus, ce vieillissement peut être favorisé par les contraintes technologiques auxquelles a été soumis au préalable le matériau. En effet, le SiOCH poreux étudié a déjà subi les procédés plasma et CMP à l'étape où nous démarrons nos caractérisations.

Plus précisément, l'objectif de cette thèse est de caractériser, analyser et modéliser le comportement électrique du SiOCH poreux. Le but est d'identifier et d'extraire des

paramètres caractéristiques de l'intégrité électrique du diélectrique afin d'en comprendre les mécanismes de vieillissement électrique. Pour cela, nous avons étudié des structures cuivre/Low- κ /cuivre élaborées dans deux technologies : l'une se rapportant au nœud 65 nm, l'autre au nœud 45 nm. Au niveau des caractérisations proprement dites, elles seront menées dans le domaine temporel à travers des mesures courant/tension/température/temps et dans le domaine fréquentiel à travers la mesure de paramètres diélectriques (constante diélectrique, pertes, capacité).

Ce manuscrit s'articule en cinq chapitres.

Le chapitre I présente le cadre général et industriel de cette thèse. Nous rappelons l'évolution technologique des circuits intégrés et les limites induites par la miniaturisation sur les performances des lignes de propagation. Un rappel sur le procédé d'élaboration de la technologie dual damascène est ensuite donné. Les problèmes de fiabilité au niveau des interconnexions sont ensuite présentés. Pour finir ce chapitre, nous positionnons à quel niveau des interconnexions notre étude est réalisée et les objectifs attendus.

Le SiOCH étudié est intégré entre deux conducteurs en cuivre et le système se retrouve donc dans une configuration métal/isolant/métal (MIM). Le chapitre II rappelle les principaux mécanismes de conduction électrique rencontrés dans des structures MIM mais également les propriétés intrinsèques d'un isolant au niveau des polarisations microscopiques et macroscopiques qui vont influencer la durée du régime non stationnaire du courant électrique. L'autre partie abordée dans ce chapitre est centrée sur le matériau SiOCH, son élaboration et ses propriétés physiques. Les problèmes de fiabilité en lien avec les étapes de gravure plasma et de CMP sont plus particulièrement abordés et nous amènent à terminer ce chapitre par une introduction aux notions de vieillissement électrique et de claquage électronique.

Le chapitre III décrit les méthodes de caractérisation électrique utilisées. Pour commencer, nous avons étudié les caractéristiques courant-temps et courant-tension à l'aide d'un analyseur paramétrique, couramment utilisé pour le test de composants à semi-conducteurs. Ensuite, nous avons utilisé la spectroscopie d'impédance diélectrique afin de sonder le comportement dynamique du diélectrique. Cette technique de caractérisation, courante pour la caractérisation d'isolants électriques et de polymères, est néanmoins peu utilisée dans le cas de diélectriques low- κ intégrés dans les interconnexions. Ce chapitre présente la nature des

différents phénomènes liés aux propriétés dans le diélectrique en lien avec les modèles associés. Les structures étudiées sont décrites en fin de chapitre.

Dans le chapitre IV sont présentés les résultats de caractérisations en fonctionnement réel des dispositifs en technologie 65 nm mis en boîtier. Nous nous intéressons au courant de conduction, qui représente le « vrai » courant de fuite qui traverse le diélectrique. Le modèle de Godet est proposé pour modéliser le comportement du courant dans la plage de température analysée et nous a permis de quantifier l'état du diélectrique et plus précisément d'extraire un modèle de densité des défauts mis en jeu dans la conduction. Cette densité de défauts constitue alors un marqueur de l'intégrité électrique du matériau. Des analyses en spectroscopie d'impédance, menées en particulier dans des fréquences très basses (sub-Hz) ont permis de détecter la migration d'ions cuivre. Cet outil de caractérisation apparaît ainsi intéressant dans l'étude de la fiabilité des interconnexions.

Enfin, le chapitre V se concentre plus spécifiquement sur l'étude de la fiabilité du diélectrique, c'est-à-dire l'étude des mécanismes à l'origine du vieillissement sous contrainte électrique. Ces travaux sont menés directement sur les puces afin de ne pas « polluer » les analyses par un post-procédé et concernent les technologies 45 nm. Un modèle de conduction électrique de type Poole-Frenkel a été plus particulièrement identifié pour expliquer le comportement du courant électrique. Une étude plus approfondie de certains paramètres de ce modèle ont servi d'indicateurs de vieillissement et de localisation préférentielle de chemins de dégradation dans les interconnexions. Les analyses diélectriques, à travers le suivi de la capacité et de la permittivité, ont, là encore, constitué un indicateur du vieillissement du matériau sous contrainte électrique en mettant en évidence une dérive de paramètres diélectriques en fonction du piégeage des charges électriques.

CHAPITRE I – CONTEXTE

L'objectif de ce premier chapitre est de présenter le contexte industriel de la thèse. Dans la course à la miniaturisation des circuits intégrés, l'intégration et la fiabilité des interconnexions sont des défis majeurs pour les fabricants des circuits intégrés. Dans ce contexte, le sujet de cette thèse concerne l'analyse du diélectrique Low- κ utilisé comme diélectrique IMD (Interlevel Metal Dielectric) et dont le nom commercial est BD2x. A l'issue de ce chapitre, nous présentons les objectifs de la thèse.

1. MINIATURISATION DU CIRCUIT INTÉGRÉ

Le transistor est l'élément fondamental du fonctionnement du circuit intégré. Après le développement du premier circuit intégré en 1959, Gordon Moore, co-fondateur d'Intel, a prédit en 1965 que la densité de transistors intégrables sur une puce doublerait tous les 18 mois. Cette conjecture, appelée Loi de Moore, constitue la feuille de route des fabricants de circuits intégrés (Figure I-1 (a)).

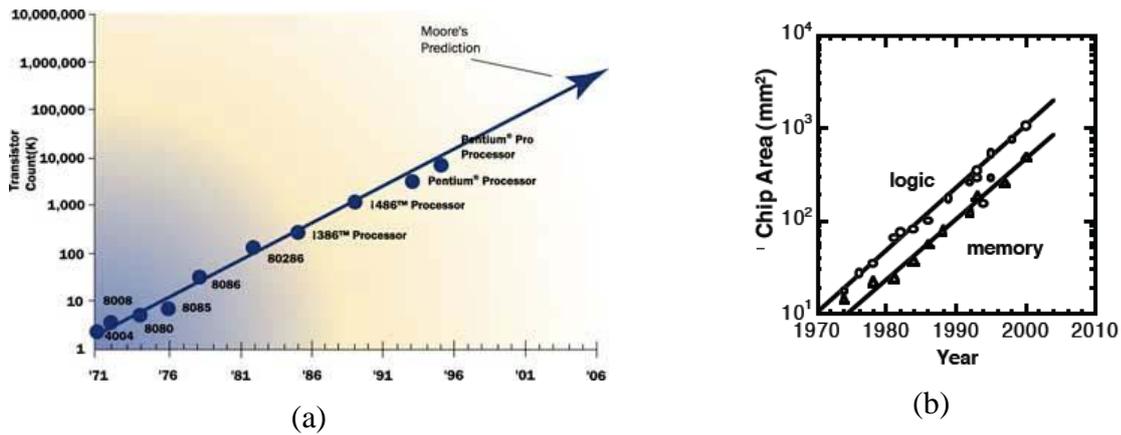


Figure I-1 : (a) Evolution du nombre de transistors contenus dans une puce par rapport à la loi de Moore (Intel) ; (b) Evolution de la surface des puces (circuits logiques et mémoires) (d'après [Saraswat06]).

La loi de Moore repose sur la diminution de la dimension critique des composants, repoussée par l'amélioration des procédés technologiques et permettant une augmentation considérable des performances des circuits de moins en moins coûteux. Les structures microélectroniques ont donc été considérablement complexifiées, développées sur des surfaces de plus en plus

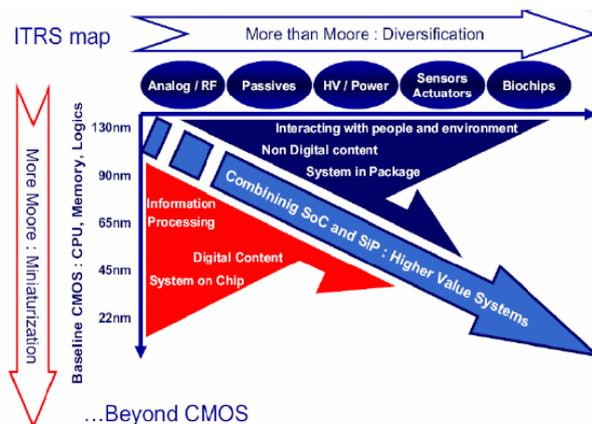


Figure I-2 : Diagramme d'évolution de la diversification des dispositifs SOC (*Systems On Chip*) et SIP (*Systems In Package*).

Importantes (Figure I-1 (b)). Les systèmes sur puce (SOC *Systems On Chip*) que sont les processeurs, mémoires et circuits logiques permettent de stocker et faire circuler le contenu numérique. Parallèlement, l'évolution des technologies a permis de diversifier les applications (Figure I-2) en développant des systèmes encapsulés (SIP *Systems In Package*) tels que les dispositifs radiofréquence, les capteurs et actionneurs, les biopuces, les dispositifs passifs et les composants haute tension.

2. PRÉSENTATION DES INTERCONNEXIONS

2.1. Architecture d'une puce

La puce est constituée de deux parties principales (Figure I-3 (a)) :

- la partie active (la plus profonde), nommée *Front End Of Line* (FEOL), comprend les transistors qui sont élaborés en premier au plus près du substrat ;
- la partie passive (supérieure) constitue le bloc *Back End Of Line* (BEOL), qui comprend les interconnexions et assure le câblage du circuit.

Les interconnexions sont constituées de plusieurs niveaux. Chaque niveau est constitué de lignes métalliques, reliées aux lignes des niveaux adjacents par des vias. Le diélectrique permet l'isolement électrique et contribue à la tenue mécanique de l'ensemble avec les lignes de métal.

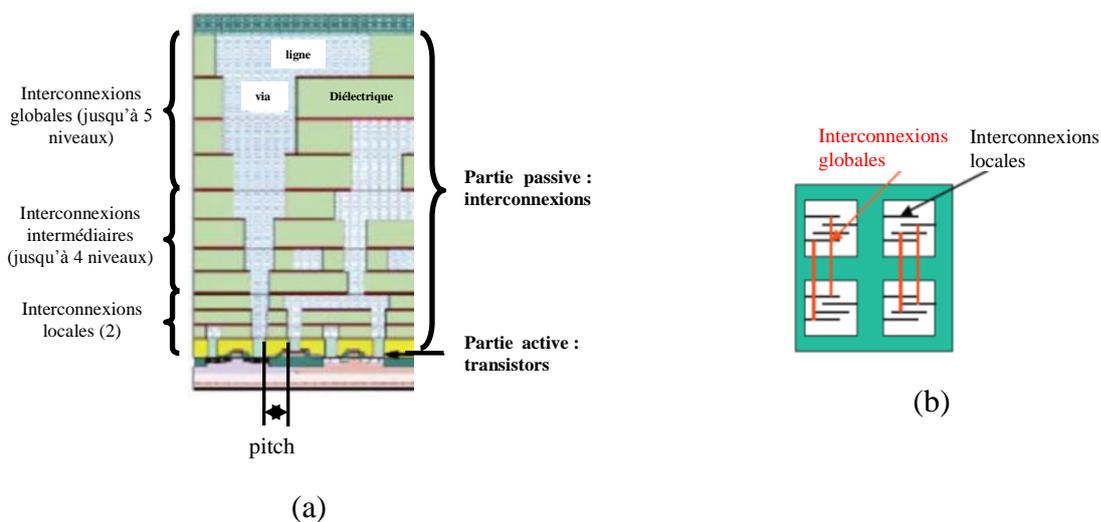


Figure I-3 : (a) Coupe d'une puce et (b) Vue du dessus des interconnexions locales et globales (d'après [Saraswat06]).

Les premiers niveaux d'interconnexions sont les interconnexions métalliques locales et permettent de connecter les transistors adjacents. Les lignes dites globales, localisées sur les niveaux supérieurs, sont les plus longues et interconnectent plusieurs architectures entre elles de part et d'autre de la puce : elles correspondent généralement aux alimentations et signaux d'horloge (Figure I-3 (b)).

L'évolution des circuits intégrés se fait par génération (appelé nœud technologique) que l'on identifie par la longueur minimale de la grille du transistor. La diminution des dimensions, que ce soit au niveau de la partie active des transistors ou au niveau des interconnexions, nécessite en parallèle l'introduction de nouveaux matériaux et le développement de nouveaux procédés.

Dans cette optique, l'ensemble de l'industrie du semiconducteur est guidé par les recommandations de l'ITRS (*International Technology Roadmap for Semiconductors*) qui regroupe les principaux fabricants d'Europe, du Japon, de Corée, de Taiwan et des Etats-Unis [SEM07]. La feuille de route de l'ITRS permet d'identifier les challenges critiques et les solutions technologiques des générations futures des circuits.

Les dimensions des interconnexions n'échappent pas à la loi de Moore. Leur dimension critique est repérée au premier niveau dit Métal 1, juste au-dessus des transistors, et correspond au pas de répétition (*pitch*) des vias (). La miniaturisation entraîne la diminution du *pitch*, mais aussi une augmentation du nombre de niveaux et de la longueur des lignes d'interconnexions. Le Tableau I-1 récapitule l'évolution du *pitch* et du nombre de niveaux en fonction du nœud technologique :

Tableau I-1 : Evolution des interconnexions à partir du nœud 45 nm [SEM'07].

Nœud technologique (nm)	45	32	22	16	12
Pitch Métal 1 (nm)	140	100	70	50	36
Nombre de niveaux	11	12	12	13	14

2.2. Elaboration des interconnexions

Afin de diminuer la résistivité de la partie métallique des interconnexions, le remplacement de l'aluminium par le cuivre à partir de la génération 130 nm a nécessité la mise en place d'un nouveau procédé de fabrication appelé procédé « damascène », car le cuivre se grave difficilement avec les procédés conventionnels. Cette stratégie d'intégration consiste à

déposer d'abord le diélectrique, puis à y graver les tranchées qui seront remplies avec les pistes métalliques.

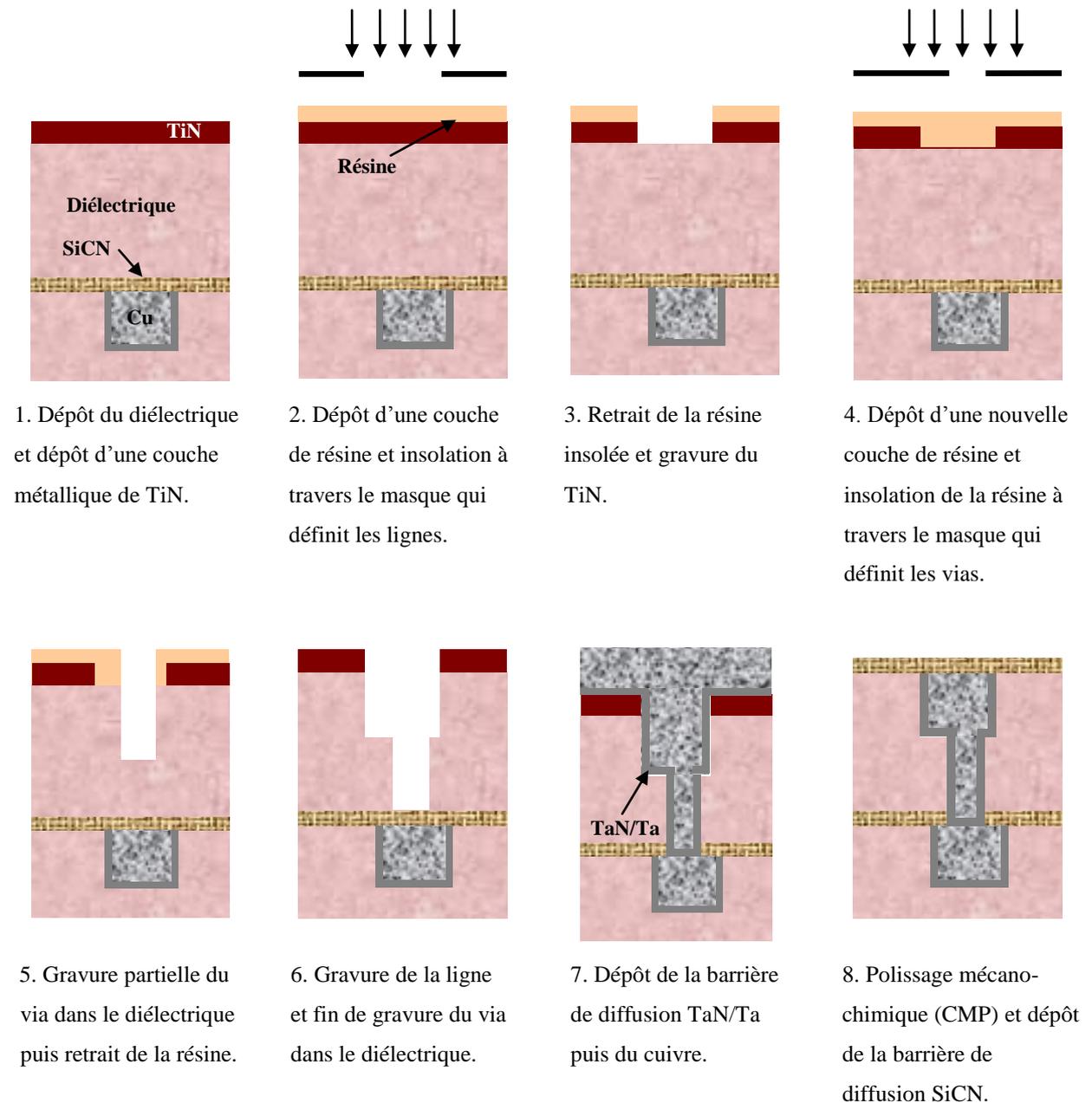


Figure I-4 : Etapes du procédé « double damascène ».

La Figure I-4 présente les principales étapes d'élaboration d'un niveau de métal. Ce procédé, nommé « double damascène », permet de remplir en une seule étape les lignes du niveau et les vias les reliant au niveau inférieur.

Le diélectrique est déposé par PECVD (*Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*). La couche de TiN déposée à l'étape 1 sert de masque dur (HM Hard Mask) pour protéger le

diélectrique non gravé de la contamination par la résine. La barrière de diffusion Ta/TaN a pour fonction de bloquer la diffusion du cuivre dans le diélectrique et d'assurer la bonne adhérence avec le cuivre sous-jacent. La couche de TaN d'environ 3 nm est réalisée par ALD (*Atomic Layer Deposition*) et la couche de Ta, de même épaisseur, est déposée ensuite par un dépôt physique en phase vapeur (*Physical Vapor Deposition PVD*). Le remplissage de la tranchée avec le cuivre se fait en deux étapes : le dépôt d'une fine couche d'accroche sur la barrière de TaN/Ta par PVD, puis le remplissage par voie électrochimique. Le polissage mécano-chimique CMP permet de planariser et de retirer les matériaux en excès. La couche de SiCN supérieure ($\kappa \approx 5$) sert de barrière de diffusion contre le cuivre des niveaux supérieurs.

3. DÉFIS LIÉS À L'INTÉGRATION DES INTERCONNEXIONS

3.1. Paramètres des interconnexions

La Figure I-5 représente deux lignes réalisées sur un même niveau.

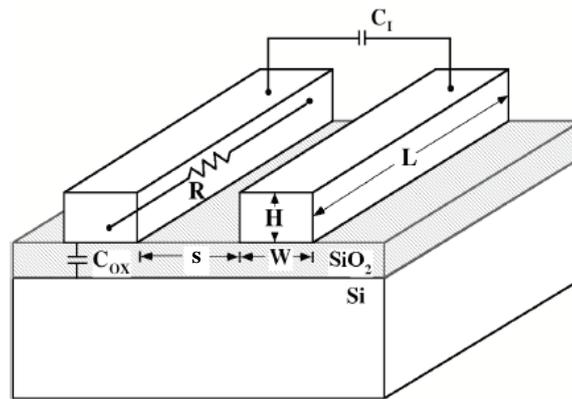


Figure I-5 : Représentation schématique de deux lignes métalliques d'interconnexion.

Trois paramètres principaux conditionnent les propriétés de la ligne : sa résistance R , la capacité C_{ox} entre la ligne et le Si, et la capacité interligne C_1 entre la ligne et une ligne adjacente, qui sont données en fonction des dimensions caractéristiques indiquées sur le schéma :

$$R = \rho \frac{L}{Hw} \quad \text{Eq. I-1}$$

où ρ est la résistivité du métal constituant la ligne.

$$C_1 = \epsilon_0 \epsilon_{ox} \frac{HL}{s} \quad \text{Eq. I-2}$$

où ϵ_{OX} est la permittivité diélectrique de l'oxyde.

$$C_{OX} = \epsilon_0 \epsilon_{OX} \frac{wL}{X_{OX}} \quad \text{Eq. I-3}$$

Avec l'évolution technologique, les lignes métalliques profondes sont devenues plus longues et de section plus faible (Figure I-6).

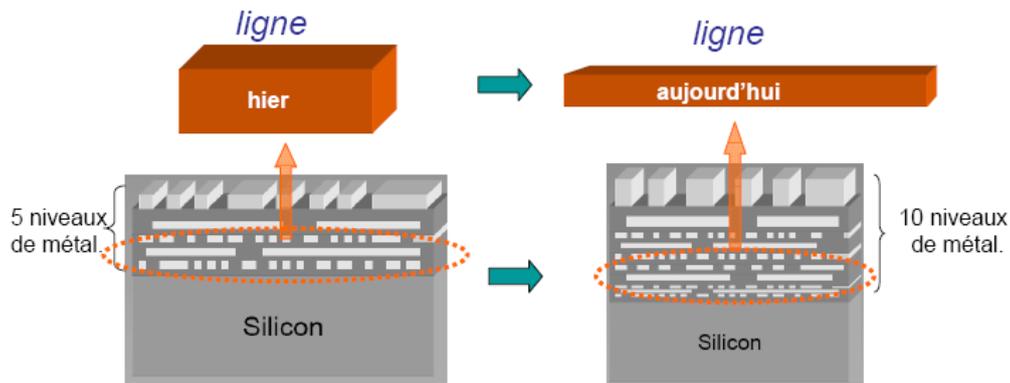


Figure I-6 : Schématisation simplifiée de l'évolution géométrique des lignes d'interconnexions d'un même niveau.

L'augmentation de la longueur L et la diminution des largeurs w et H entraînent donc une augmentation de la résistance de ligne R (Eq. I-1). L'augmentation de la densité d'intégration et la diminution du *pitch* (Figure I-3 (a) et Tableau I-1) imposés par l'évolution technologique entraînent une diminution des épaisseurs d'oxyde s et X_{OX} : en conséquence, les capacités C_I et C_{OX} augmentent (Eq. I-2 et Eq. I-3).

Les conséquences de cette évolution vont dégrader les performances des interconnexions et plus particulièrement le retard à la propagation, les effets de diaphonie et la consommation de puissance. Nous regardons en détail ces trois aspects.

3.1.1. Retard à la propagation

Pour une longueur L de ligne suffisamment petite pour négliger les effets inductifs, le retard à la propagation est égal à

$$\tau = RC \quad \text{Eq. I-4}$$

Où $C = C_I + C_{OX}$

Les capacités C_I et C_{OX} correspondent en fait respectivement aux capacités C_{IMD} (*Inter Metal Dielectric*) et C_{ILD} (*Inter Level Dielectric*) qui sont représentées dans le schéma ci-dessous :

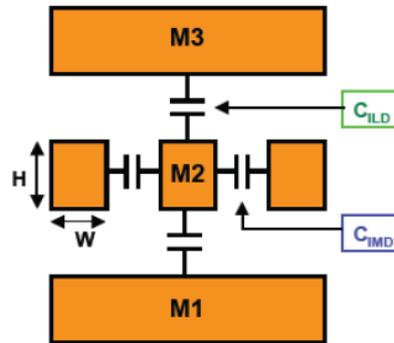


Figure I-7 : Représentations de la capacité C_{IMD} , entre les lignes d'un niveau (ici Métal 2), et de la capacité C_{ILD} , entre deux niveaux adjacents.

La Figure I-8 (a) montre que la capacité C_{IMD} entre deux lignes d'un même niveau devient prépondérante pour des largeurs inférieures à 700 nm et est donc majoritairement responsable de l'augmentation du retard à la propagation dû aux interconnexions (Figure I-8 (b)).

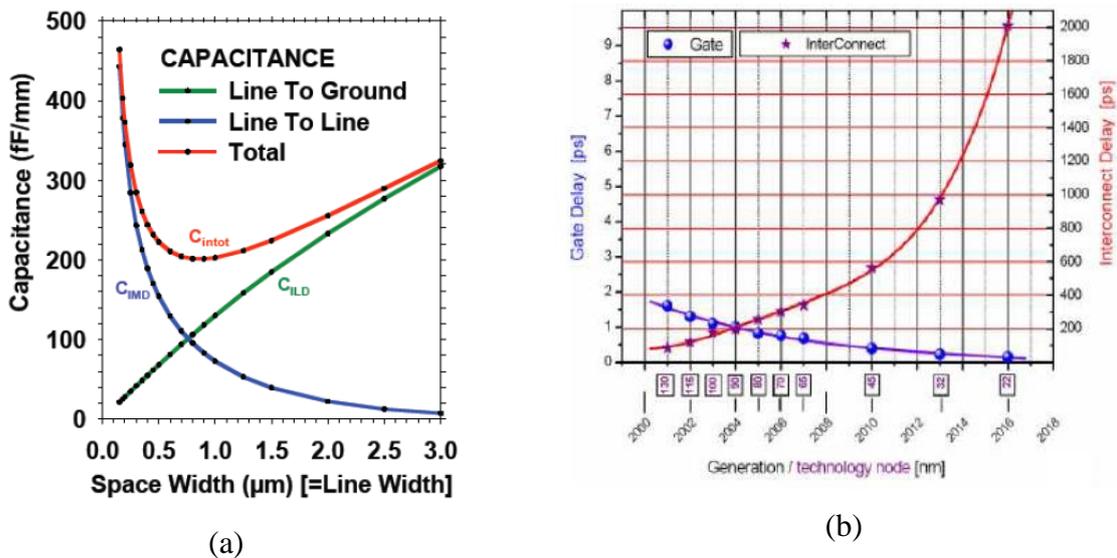


Figure I-8 : (a) Evolution des capacités C_{ILD} et C_{IMD} en fonction de la largeur de ligne (d'après [Saraswat06]) ; (b) Augmentation du retard à la propagation du signal dû aux interconnexions, comparée à la diminution de la contribution des portes logiques suivant l'évolution des générations.

3.1.2. Diaphonie (*crosstalk*)

La diaphonie est due aux couplages capacitif et inductif entre deux lignes. Elle entraîne l'apparition de signaux parasites sur une ligne de repos perturbée par une ligne active. Le

couplage capacitif K_C entre deux lignes permet d'évaluer le niveau de diaphonie. Il est défini par :

$$K_C = \frac{C_{IMD}}{C} = \frac{C_{IMD}}{C_{IMD} + C_{ILD}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{C_{ILD}}{C_{IMD}} \right)} \quad \text{Eq. I-5}$$

Pour une distance interligne s égale à la largeur de la ligne W et une distance entre les niveaux X_{OX} égale à l'épaisseur de la ligne H :

$$K_C = \frac{1}{1 + \left(\frac{C_{ILD} / C_{IMD}}{(H/W)^2} \right)} \quad \text{Eq. I-6}$$

3.1.3. Consommation de puissance

Au cours de son fonctionnement, le circuit consomme de la puissance, qui a deux contributions. La première est dynamique et correspond à la consommation de puissance de charge et décharge des capacités du circuit à chaque basculement de signal sur une ligne [Magen04] :

$$P_{dyn} = \alpha C_{tot} f V_{DD}^2 \quad \text{Eq. I-7}$$

α est une constante qui dépend de l'activité de la ligne, f et V_{DD} sont la fréquence et la tension de fonctionnement, la capacité C_{tot} comprend la capacité due aux interconnexions et celle due aux transistors. La seconde contribution à la consommation de puissance est statique : elle est due aux fuites de courant I_{leak} qui s'établissent dans le circuit :

$$P_{stat} = I_{leak} V_{DD} \quad \text{Eq. I-8}$$

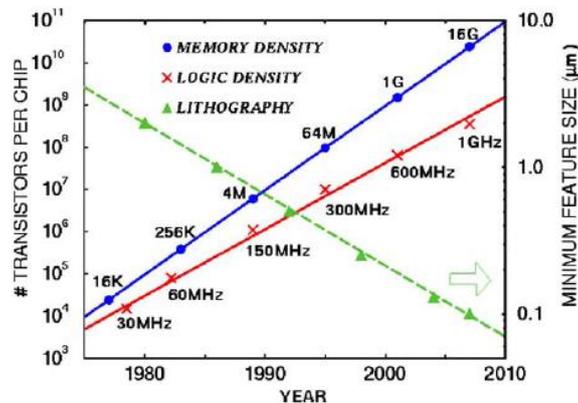


Figure I-9 : Evolution de la puissance dynamique consommée au cours des générations en fonction de la fréquence d'horloge ^[Horowitz05].

Avec l'augmentation de la fréquence de fonctionnement, la puissance dynamique consommée augmente (Figure I-9). La part des interconnexions sur la puissance dynamique consommée est de près de la moitié de la puissance totale.

3.1.4. Récapitulatif : facteur de forme

Le facteur de forme correspond au rapport de l'épaisseur de ligne sur la largeur H/w .

La Figure I-10 montre les tendances de variation des phénomènes parasites qui ont lieu dans les interconnexions en fonction du facteur de forme :

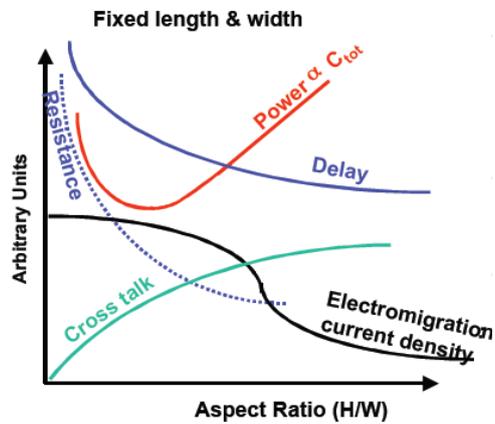


Figure I-10 : Evolutions de la diaphonie, de la résistance, du délai de propagation, de la densité de courant d'électromigration et de la puissance consommée en fonction du facteur de forme H/w (d'après [Saraswat06]).

L'augmentation du facteur de forme permettrait de diminuer le délai de propagation, mais au détriment de la diaphonie et de la consommation de puissance.

En conséquence, l'optimisation des performances des interconnexions nécessite de :

- Diminuer la résistance du métal pour réduire le délai de propagation ;
- Diminuer la capacité C_{IMD} pour réduire le délai de propagation, diminuer la puissance consommée et limiter l'effet de diaphonie.

Si le remplacement de l'aluminium par le cuivre a permis de diminuer la résistivité des lignes métalliques, la diminution de la largeur de ligne w entraîne une augmentation de la résistivité (Figure I-11).

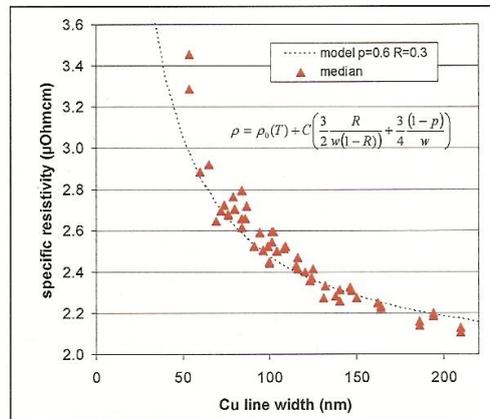


Figure I-11 : Evolution de la résistivité des lignes métalliques en fonction de la largeur de ligne

[Arnal05]

L'augmentation de la résistivité observée lorsque la largeur de ligne diminue est due à la contribution de la diffusion des électrons aux joints de grain et aux interfaces qui réduit le libre parcours moyen des électrons et donc leur mobilité.

3.2. Défis

3.2.1. Diminution de la constante diélectrique

Pour diminuer la capacité C_{IMD} , il est nécessaire de diminuer la constante diélectrique κ en intégrant de nouveaux matériaux : les diélectriques *Low- κ* . Le terme *Low- κ* est attribué aux diélectriques de permittivité inférieure à celle de l'oxyde de silicium SiO_2 ($\kappa \approx 4$). Le diélectrique *Low- κ* est intégré en tant que diélectrique IMD entre les lignes (Figure I-12).

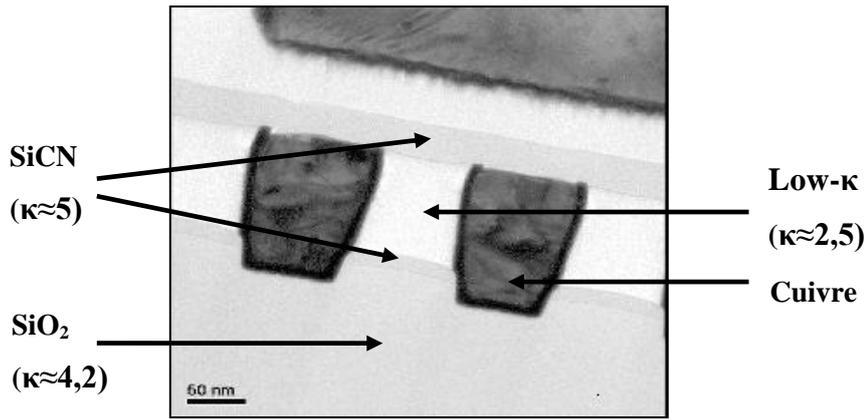


Figure I-12 : Coupe TEM d'un empilement IMD entre les lignes de cuivre (niveau Métal 1).

L'ITRS recommande d'intégrer des matériaux Low-κ suivant l'évolution suivante :

Tableau I-2 : Evolution de la constante diélectrique du Low-κ au premier niveau Métal 1 [SEM07].

Nœud technologique (nm)	45	32	22	16	12
Constante κ – IMD	2,5-2,9	2,3-2,7	2,1-2,5	1,9-2,3	1,7-2,1

Pour diminuer la constante diélectrique effective entre les lignes et intégrer le diélectrique Low-κ, les procédés d'intégration et les matériaux en contact avec le diélectrique ont également évolué afin de garantir son intégrité dans les interconnexions (Figure I-13).

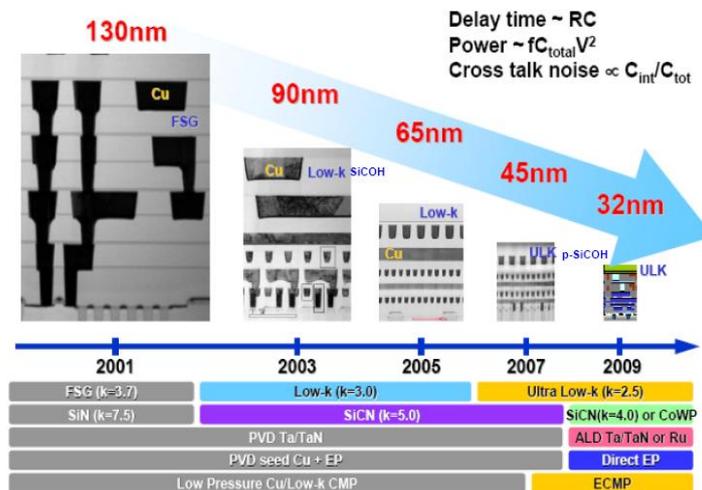


Figure I-13 : Evolution de la constante diélectrique κ du matériau Low-κ, de la barrière de diffusion supérieure, du dépôt de la barrière de diffusion Ta/TaN, du procédé de remplissage de cuivre et du polissage mécano-chimique (CMP) depuis le nœud 130 nm.

Malgré la diminution de sa constante diélectrique, la barrière de diffusion supérieure (*cap layer*) qui protège le diélectrique Low-κ de la diffusion du cuivre entraîne une augmentation

de la constante diélectrique effective (Figure I-14) ^[Kondo]. Il a donc été également proposé de la remplacer par des barrières auto-alignées de CoWP, qui permettent d'assurer la tenue mécanique de l'ensemble, tout en diminuant la constante diélectrique effective ^[Arnal05].

Le passage d'un procédé de dépôt PVD de la barrière de diffusion Ta/TaN à un dépôt par ALD permet d'améliorer sa conformité pour limiter la diffusion de cuivre dans le diélectrique Low- κ ^[Arnal06]. Concernant le dépôt du cuivre, le procédé en deux étapes qui consistait à déposer une couche d'accroche par PVD puis un remplissage par voie électrochimique est remplacé pour le nœud 32 nm par un unique dépôt par électrodéposition (*electroplating EP*), permettant de limiter l'augmentation de la résistivité pour les largeurs de lignes faibles (Figure I-11).

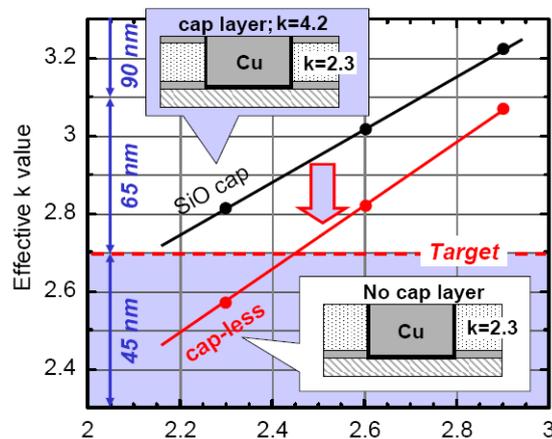


Figure I-14 : Impact de la couche barrière supérieure (*cap layer*) sur la permittivité effective obtenue de la structure ^[Kondo].

Egalement à partir du nœud 32 nm, un polissage mécanique électro-chimique (*electrochemical mechanical planarization ECMP*) permet de diminuer l'impact de la CMP conventionnelle sur le diélectrique Low- κ ^[Economikos04].

3.2.2. Fiabilité

La fiabilité d'un produit est son aptitude à assurer sa fonction prédéfinie pendant une durée donnée. Cette durée est spécifiée dans le cahier des charges. Avec la performance et le prix, la fiabilité d'un produit est un critère clé pour l'industriel. En d'autre terme, la fiabilité d'un produit est la probabilité pour qu'il continue à fonctionner pendant une durée donnée dans des conditions spécifiées, sans présenter de défaillances.

La défaillance d'un produit peut généralement avoir deux origines :

- Les défauts générés lors de la fabrication du produit qui peuvent entraîner une défaillance prématurée ;
- La dégradation progressive du produit induite ou non par son utilisation.

L'introduction de la structure Cu/Low- κ associée à la diminution des dimensions a considérablement diminué les performances en termes de fiabilité. Du fait de sa structure peu dense et de son environnement le diélectrique Low- κ est exposé à des contraintes thermiques, mécaniques et électriques au cours de son intégration et du fonctionnement. Nous verrons dans le Chapitre II plus en détail la structure du diélectrique Low- κ et ses propriétés physiques. Nous présentons ci-dessous l'origine des contraintes auxquelles est soumis le diélectrique Low- κ et qui limite sa fiabilité.

3.2.2.a. Les lignes métalliques : le cuivre et la barrière de diffusion Ta/TaN

On ne peut parler de la fiabilité du diélectrique IMD sans présenter les lignes métalliques d'interconnexions. Comme on l'a vu, le diélectrique Low- κ est entouré des lignes métalliques : elles sont les premiers éléments qui vont influencer la fiabilité du diélectrique. Principalement, le cuivre des lignes métalliques peut facilement diffuser dans le diélectrique Low- κ . La barrière de diffusion latérale Ta/TaN qui enrobe le cuivre a donc pour rôle de protéger le diélectrique Low- κ de cette intrusion métallique. La nature des lignes métalliques va donc jouer un rôle capital dans la fiabilité du diélectrique Low- κ ^[Guedj05b].

Au cours du fonctionnement, le courant transporté dans les lignes métalliques provoque leur dégradation par électromigration : il s'agit d'un déplacement de matière qui entraîne la formation de cavités jusqu'à la rupture électrique de la ligne ^[Guedj06].

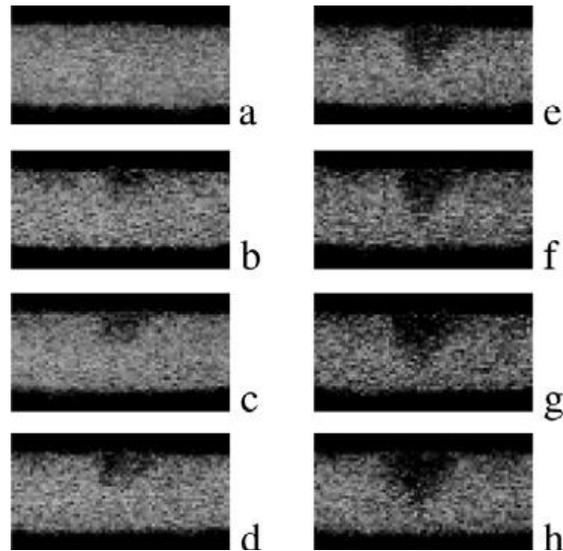


Figure I-15 : Observation par SEM (Scanning Electron Microscopy) d'une cavité dans une ligne de métal induite par électromigration [Guedj06].

La formation de ces cavités va entraîner l'extrusion de métal qui peut diffuser dans le diélectrique mais aussi provoquer la propagation d'une fissure dans le diélectrique [Orain06].

3.2.2.b. Contrainte thermique

Au cours du fonctionnement, les lignes métalliques dissipent de la chaleur par effet Joule. L'introduction des diélectriques Low- κ qui présentent des conductivités thermiques plus faibles (Figure I-16) et l'augmentation de la densité d'intégration a altéré l'évacuation de la chaleur.

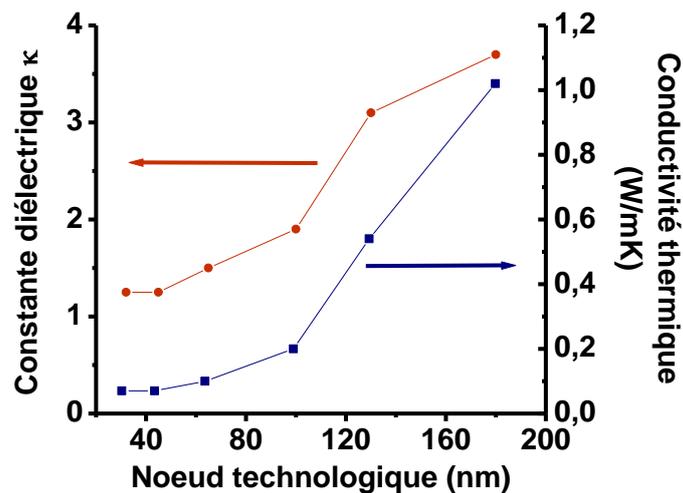


Figure I-16 : Evolution de la conductivité thermique du diélectrique Low- κ et de la constante diélectrique κ en fonction du nœud technologique (d'après [Saraswat06]).

Un gradient vertical de température s'établit alors le long de la puce.

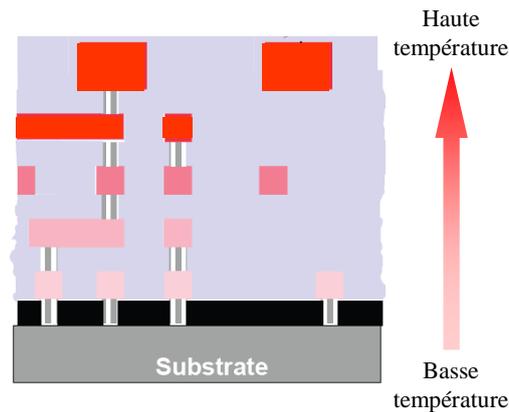


Figure I-17 : Gradient de température le long de la puce dû à la chaleur dissipée par effet Joule.

La première conséquence est l'augmentation de la résistance R des lignes à cause de la température, qui entraîne l'augmentation du délai RC de propagation dans les interconnexions.

La contrainte thermique va également favoriser la dégradation des lignes par électromigration et celle du diélectrique Low- κ [Baklanov05].

3.2.2.c. Contrainte mécanique

La faible densité des diélectriques Low- κ les fragilise par rapport aux contraintes mécaniques imposées par l'encapsulation (*packaging*) des puces. Ces étapes d'encapsulation qui suivent l'élaboration de la puce permettent de la protéger et de l'intégrer au sein d'un circuit électronique. La découpe des plaques par exemple est problématique et peut provoquer des délaminages au bord de la zone de découpe et entraîner la formation de fissures dans les niveaux plus profonds [Driel07].

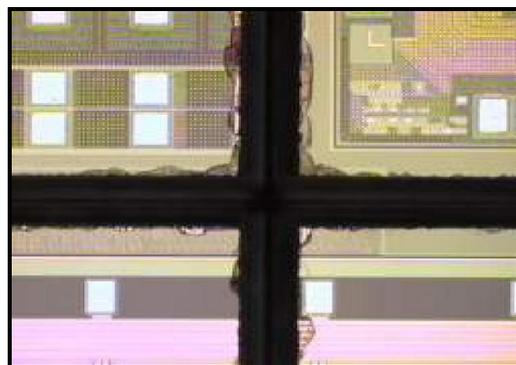


Figure I-18 : Principales conséquences de la découpe de plaques constituées de structures Cu/Low- κ [Driel07] : écaillures et délaminages au bord de la zone de découpe.

3.2.2.d. Contrainte électrique

Au cours du fonctionnement, le diélectrique Low- κ entre les lignes métalliques est soumis à la tension nominale V_{DD} , comprise entre 0,9 V et 1,1 V ^[SEM07] : des courants de fuite s'établissent entre les lignes à travers le diélectrique.

Ces courants de fuite entraînent une consommation de puissance statique dans le circuit mais dégradent également le diélectrique IMD. L'introduction du diélectrique Low- κ a accéléré la dégradation électrique du diélectrique IMD et diminué sa fiabilité électrique ^[Guedj05].

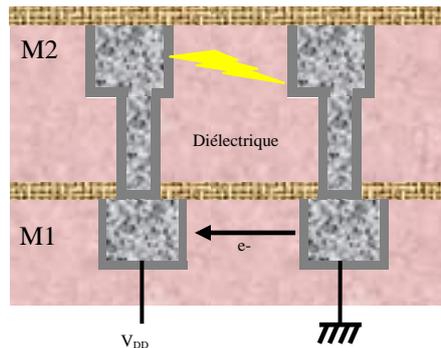


Figure I-19 : La tension de fonctionnement V_{DD} entre les lignes métalliques crée de courants de fuite à travers le diélectrique, qui peut provoquer son claquage.

A un niveau de dégradation ultime, le diélectrique subit un claquage, ce qui provoque sa destruction physique irréversible et constitue une défaillance pour le fonctionnement du circuit. L'étude de la fiabilité du diélectrique Low- κ va consister à déterminer les mécanismes physiques à l'origine de la dégradation du diélectrique par les courants de fuite afin de pouvoir mieux contrôler cette défaillance.

4. OBJECTIFS DE CETTE THESE

On a vu dans ce chapitre que la capacité associée au diélectrique IMD constituait un des éléments les plus pénalisants dans les performances des lignes d'interconnexion. Les efforts des industriels ont été importants pour réduire cette capacité et ont amené à l'intégration de matériaux poreux Low κ comme le SiOCH. Si les performances intrinsèques relatives à la propagation du signal s'en sont trouvées améliorées, la fragilité de ce matériau (mécanique principalement) a rendu le circuit intégré dans sa globalité moins fiable. La dégradation de cette fiabilité sera également accentuée si le matériau Low κ présente lors de son intégration (et/ou lors des étapes de procédés technologiques consécutifs) des défauts. Ainsi, en

fonctionnement électrique nominal, les problèmes de fiabilité vont se traduire par l'existence et une augmentation des courants de fuite suivant l'état du diélectrique.

Les tests électriques généralement menés pour estimer la fiabilité et la durée de vie du diélectrique sont « agressifs » et amènent volontairement au claquage du matériau.

A travers l'utilisation de méthodes de caractérisations électriques conventionnelles (courant/tension/temps et spectroscopie d'impédance), notre travail vise à extraire de manière quantitative des paramètres physiques caractéristiques du comportement et de l'intégrité électrique du diélectrique IMD. Dans cette étude, il s'agira de déterminer l'origine physique de la réponse électrique du diélectrique, plus particulièrement si elle est intrinsèque au diélectrique ou bien extrinsèque, par exemple due à la présence d'impuretés. Nous proposerons également des chemins préférentiels de conduction électrique au sein des interconnexions.

Le Chapitre II présente les propriétés fondamentales du diélectrique, en s'attachant plus particulièrement aux mécanismes de conduction électrique susceptibles d'être observés dans nos matériaux. Le Chapitre III est consacré aux outils de caractérisation électrique permettant de sonder le comportement électrique dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel par spectroscopie d'impédance. Les structures de test étudiées seront également présentées dans ce chapitre.

La compréhension des mécanismes de conduction et de dégradation du diélectrique au cours du fonctionnement électrique sera analysée dans les Chapitre IV et Chapitre V.

CHAPITRE II- PROPRIÉTÉS FONDAMENTALES DU DIÉLECTRIQUE

La polarisation diélectrique d'un isolant définit la valeur de sa constante diélectrique. Dans ce chapitre, nous décrivons ces différents mécanismes de polarisation. On présente ensuite la démarche qui a permis d'arriver à l'élaboration du SiOCH poreux à partir de la référence qu'est le SiO₂. Les problèmes de dégradation du SiOCH poreux induits par les procédés d'élaboration continuent cette partie. L'intégration de cet isolant entre deux électrodes métalliques (cuivre) sera le siège de mécanismes de conduction électrique lorsque cette structure sera soumise à un champ électrique. Nous passons en revue les différents mécanismes de conduction électrique (et leurs modèles associés) que l'on peut rencontrer dans des structures métal-isolant-métal. L'emballement du courant électrique amène au vieillissement puis au claquage du diélectrique. Ces notions de vieillissement et de claquage seront introduites et clôtureront ce chapitre.

1. PERMITTIVITÉ DIÉLECTRIQUE

1.1. Polarisation de la matière

Sous l'effet d'un champ électrique, les charges liées qui constituent la matière se déplacent et provoquent ainsi un mécanisme de polarisation au sein du matériau. On distingue principalement trois types principaux de polarisation : électronique, ionique et dipolaire ^[Kao04]. Ces polarisations lorsqu'elles se produisent participent à la valeur de la constante diélectrique. Pouvoir disposer de matériaux à faible permittivité pour les applications discutées dans le chapitre précédent nécessite donc de rendre ces polarisations les plus faibles possibles. Nous présentons ci-après ces trois mécanismes.

1.1.1. Polarisation électronique

La polarisation électronique est due au déplacement du nuage électronique de l'atome par rapport à son noyau (Figure II-1). Son temps d'établissement est très court, de l'ordre de 10^{-15} secondes.

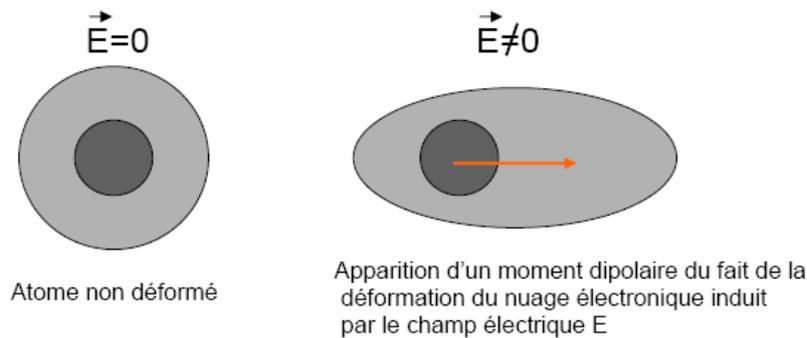


Figure II-1 : Polarisation électronique.

Pour un atome de polarisabilité électronique α_e , le dipôle créé dans le champ local \vec{E}_l est :

$$\vec{p}_e = \alpha_e \vec{E}_l \quad \text{Eq. II-1}$$

où $\alpha_e = 4\pi\epsilon_0 V_a$ et V_a est le volume atomique.

L'équation Eq. II-1 montre que les gros éléments (volume V plus important) présenteront donc une polarisabilité plus importante et se déformeront ainsi plus facilement sous l'action d'un champ électrique. Le Tableau II-1 donne la polarisabilité électronique de quelques éléments.

Tableau II-1 : Polarisabilité électronique de quelques éléments.

Elément	F	Cl	Li	K	Cs
Polarisabilité atomique α_e (10^{-30}m^3)	0,619	2,42	27	48,3	66,3

1.1.2. Polarisation ionique

La polarisation ionique est due au déplacement mutuel des ions constituant une molécule (Figure II-2). Son temps d'établissement est de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-12} secondes.

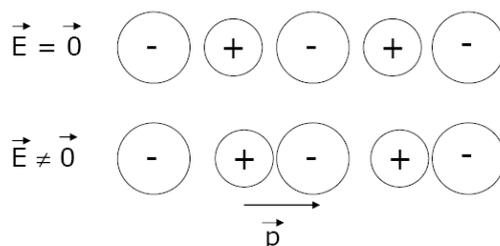


Figure II-2 : Polarisation ionique.

Pour une molécule de polarisabilité ionique α_i , le dipôle créé est :

$$\vec{p}_i = \alpha_i \vec{E}_i \quad \text{Eq. II-2}$$

où $\alpha_i = \frac{Z^2 e^2}{k}$ et Z est le nombre de charges, e la charge électronique et k est le force de rappel de la liaison.

Ce mécanisme se généralise à toute liaison ionique créée entre deux atomes d'électronégativités différentes. Il entraîne une légère déformation des molécules. Ce mécanisme est également appelé polarisation vibrationnelle.

1.1.3. Polarisation dipolaire ou d'orientation

La polarisation dipolaire correspond à l'orientation de dipôles permanents dans le sens du champ (Figure II-3) :

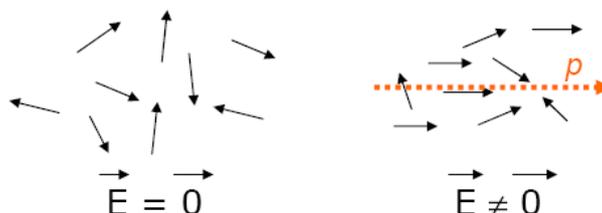


Figure II-3 : Polarisation dipolaire.

La polarisabilité d'orientation α_p d'un dipôle de moment p dépend de la température T à la différence des polarisations électronique et ionique :

$$\alpha_p = \frac{p^2}{3k_B T} \quad \text{Eq. II-3}$$

1.2. Polarisation macroscopique

1.2.1. Permittivité diélectrique

Comme énoncé précédemment, dès l'application d'un champ électrique externe E_{elec} , le matériau diélectrique devient le siège d'une polarisation P , qui correspond au moment dipolaire par unité de volume. Le vecteur déplacement \vec{D} est relié à cette polarisation avec la prise en compte de la contribution du vide :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}_{\text{elec}} + \vec{P} \quad \text{Eq. II-4}$$

Au premier ordre et dans l'hypothèse d'un milieu isotrope, on définit la susceptibilité χ :

$$\chi = \frac{P}{\epsilon_0 E_{\text{elec}}} \quad \text{Eq. II-5}$$

Ceci introduit la permittivité relative ϵ_r définie par :

$$\epsilon_r = 1 + \chi = \frac{D}{\epsilon_0 E_{\text{elec}}} \quad \text{Eq. II-6}$$

La permittivité diélectrique ϵ_r du matériau diélectrique est la grandeur macroscopique qui mesure les phénomènes de polarisation microscopiques présents à l'intérieur d'un matériau.

1.2.2. Expression de la permittivité

La permittivité diélectrique définie précédemment peut s'exprimer en fonction des polarisabilités microscopiques.

1.2.2.a. Molécules non polaires en phase diluée

Considérons une concentration N de molécules polarisables. Si les molécules ne présentent pas de moment dipolaire permanent, la polarisation P s'exprime en fonction de leur polarisabilité moyenne $\bar{\alpha}$ et du champ externe E_{elec} :

$$\vec{P} = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \vec{E}_{\text{elec}} = N \bar{\alpha} \vec{E}_{\text{elec}} \quad \text{Eq. II-7}$$

La permittivité relative ϵ_r correspondante est :

$$\epsilon_r = 1 + \frac{N \bar{\alpha}}{\epsilon_0} \quad \text{Eq. II-8}$$

Cette composante de la permittivité est notée ϵ_∞ (ou κ) et est mesurée aux fréquences optiques (supérieures à 10^{12} Hz).

1.2.2.b. Molécules polaires dans différentes phases

Si les molécules sont polaires avec un moment \vec{p} , elles peuvent s'orienter progressivement dans le sens du champ pour atteindre la polarisation d'orientation maximale.

On parle de phase diluée lorsque la concentration N des molécules est suffisamment faible pour que les interactions entre les moments dipolaires ne perturbent pas le champ externe E_{elec} au voisinage d'une molécule. C'est l'approximation de Debye-Langevin avec $pE_{\text{elec}} \ll k_B T$.

Si les interactions entre les moments sont importantes, la phase est condensée et le champ local E_1 au voisinage d'une molécule est différent du champ externe E_{elec} .

Aux basses fréquences où les dipôles peuvent suivre le champ, la permittivité est maximale et est notée ϵ_S . A haute fréquence, les variations du champ sont trop rapides pour que les dipôles puissent le suivre, la permittivité est notée ϵ_∞ .

Trois modèles donnent la relation entre ϵ_S et ϵ_∞ en fonction de la nature de la phase et du champ local E_1 (Tableau II-2).

Tableau II-2 : Modèles de la contribution des molécules polaires à la permittivité [Coelho93].

	Modèle	Champ local E_1	$\epsilon_S - \epsilon_\infty$
PHASE DILUEE	Debye-Langevin (gaz)	$\vec{E}_1 = \vec{E}_{\text{elec}}$	$\epsilon_S - \epsilon_\infty = \frac{p^2 N}{3\epsilon_0 k_B T}$ Eq. II-9
PHASE CONDENSEE	Clausius-Mossotti-Lorentz CML (solide)	$\vec{E}_1 = \frac{(\epsilon + 2\epsilon_0)\vec{E}_{\text{elec}}}{3\epsilon_0}$	$\epsilon_S - \epsilon_\infty = A \frac{\alpha N}{\epsilon_0}$ Eq. II-10 avec $A = \frac{(\epsilon_S + 2)(\epsilon_\infty + 2)}{9\epsilon_0}$
	Onsager (liquide)	$\vec{E}_1 = g\vec{E}_{\text{elec}}$ avec $g = \frac{3\epsilon_r}{2\epsilon_r + \epsilon_0}$	$\epsilon_S - \epsilon_\infty = A' \frac{p^2 N}{3\epsilon_0 k_B T}$ Eq. II-11 avec $A' = \frac{\epsilon_S(\epsilon_\infty + 2)^2}{3(2\epsilon_S + \epsilon_\infty)}$

Dans le cas de la phase condensée, les modèles de Clausius-Mossotti-Lorentz et d'Onsager (Eq. II-10 et Eq. II-11) consistent à calculer le champ local qui s'applique à la molécule en l'isolant dans une cavité. Si le modèle de Clausius-Mossotti-Lorentz donne une bonne description de la phase condensée, il donne lieu, pour des températures assez basses, à une permittivité ϵ_s infinie, ce qui n'est physiquement pas pertinent (catastrophe de Mossoti). Le modèle d'Onsager corrige l'expression du champ local dans la cavité, afin d'éviter cette erreur dans les basses températures.

2. LE SiOCH POREUX : MATERIAU DIELECTRIQUE LOW-K IMD POUR LES INTERCONNEXIONS

2.1. Structure du SiOCH

La composition et la structure du diélectrique Low- κ a été déterminée pour ses propriétés diélectriques, suivant les recommandations liées aux évolutions technologiques. La structure moléculaire du diélectrique SiOCH poreux est basée sur la structure du SiO_2 amorphe. Le SiO_2 était le diélectrique utilisé comme diélectrique inter-métal jusqu'à la technologie 90 nm. Sa constante diélectrique κ est d'environ 4, avec un indice de réfraction $n_{\text{réf}} \approx 1,46$. La composante de la polarisation ionique est attribuée à la haute polarisabilité des liaisons Si-O, orientées selon un tétraèdre régulier autour de l'atome de silicium dans le cas de la phase cristalline (Figure II-4 (a)).



Figure II-4 : (a) Structure cristalline du SiO_2 . (b) Structure du SiOCH : le volume stérique des groupes carbonés $-\text{CH}_n$ permet une diminution de la densité [Maex03].

D'après l'équation Eq. II-8, pour diminuer la constante diélectrique du matériau, il faut diminuer les composantes liées aux polarisabilités électronique et ionique ou diminuer la densité du matériau. La première approche consiste à incorporer du carbone. Cela permet de remplacer les liaisons Si-O par des liaisons Si-C, dont la polarisabilité ionique est plus faible

[Kim01] [Gonon03]. Parallèlement, la deuxième approche est d'incorporer des groupes carbonés – CH_n. Par leur volume stérique, ceci permet de diminuer la densité du matériau (Figure II-4 (b)).

Le Tableau II-3 récapitule les valeurs de polarisabilité et d'énergie de liaison de plusieurs types de liaisons [Tokei10].

Tableau II-3 : Polarisabilité et énergie de liaison de différentes liaisons chimiques [Tokei10].

Liaison chimique	Polarisabilité (Å ³)	Energie de liaison moyenne (kcal/mol)
C-C	0,531	347,3
C-F	0,555	485,3
C-O	0,584	351,5
C-H	0,652	414,2
O-H	0,706	426,8
C=O	1,020	736,4
C=C	1,643	610,9
C≡C	2,036	836,8
C≡N	2,239	891,2
Si-C		451,5
Si-H		≤ 299,2
Si-Si		326,8 ± 10,0
Si-N		470 ± 15
Si-O		799,4 ± 13,4
Si-F		552,7 ± 21
Si-Cl		406
Si-Br		367,8 ± 10,0

2.2. Porosité

Pour diminuer la permittivité du diélectrique de façon significative, la principale approche est de créer artificiellement de la porosité dans le matériau. Le SiOCH poreux est obtenu en deux étapes (Figure II-5) :

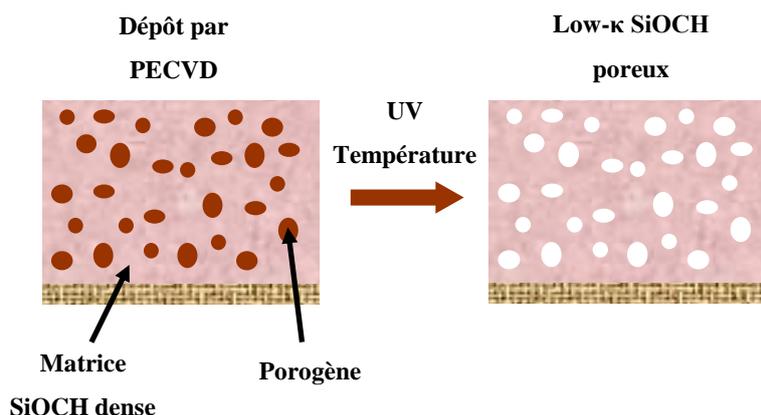


Figure II-5 : Schéma des deux étapes d'élaboration du diélectrique Low- κ SiOCH poreux.

Le dépôt par PECVD se fait à partir de deux précurseurs, l'un pour générer la matrice dense de SiOCH, le second pour générer le porogène qui est une phase organique sacrificielle. Puis le porogène est éliminé par un traitement UV assisté thermiquement.

Avec cette approche, la proportion volumique de la porosité peut être contrôlée par la quantité de porogène. L'incorporation de porosité dans le matériau SiOCH permet de diminuer de presque de moitié la constante diélectrique, par rapport à celle du SiO₂. La porosité entraîne bien sûr une diminution de la densité du diélectrique, ce qui aura un impact négatif sur les propriétés mécaniques du matériau.

Tableau II-4 : Corrélation entre la proportion volumique de porosité et la constante diélectrique κ [Hamioud09].

	Porosité (%)	Constante κ	Rayon des pores (nm)
SiO ₂	-	4	-
SiOCH poreux	26	2,5	1,2
	30	2,3	

Dans cette thèse, le diélectrique Low- κ étudié est un matériau **SiOCH poreux**, dont le nom commercial est **BD2x**, avec une constante diélectrique κ de **2,5** et une densité de **1,1 g/cm³**.

2.3. Impact du procédé d'élaboration damascène sur le diélectrique

Le SiOCH poreux permet d'atteindre les exigences technologiques en termes de délai de propagation et de diaphonie. Cependant différentes étapes du procédé damascène peuvent entraîner une dégradation des performances du diélectrique au cours de son intégration, en particulier les plasmas et le polissage mécano-chimique (CMP).

2.3.1. Interactions entre le diélectrique SiOCH poreux et les plasmas

Les plasmas sont des milieux gazeux ionisés, globalement neutres, mais dont les ions, électrons et espèces neutres vont interagir avec le diélectrique par voie chimique (réactions chimiques) et/ou physique (pulvérisation du matériau). Le plasma de gravure et le plasma de retrait de la résine après gravure laissent la surface du diélectrique dégradée sur les flancs et le fond de la ligne (sur une épaisseur d'environ 10 nm) (Figure II-6).

Les plasmas provoquent une déplétion en carbone en surface par la libération des groupes CH_n . Cette réaction laisse une surface hydrophile, par la création de liaisons Si-OH, avec un plasma à base d'oxygène ^{[Moore05] [Aimadeddine05]}. Il en résulte une augmentation de la constante diélectrique par l'augmentation de la polarisabilité ionique et le piégeage d'humidité.

L'état de la surface est important pour la suite de l'intégration. La surface du SiOCH poreux, dégradée ou non, ne permet pas une bonne intégrité de la barrière de diffusion métallique : la diffusion du cuivre n'est donc pas bloquée.

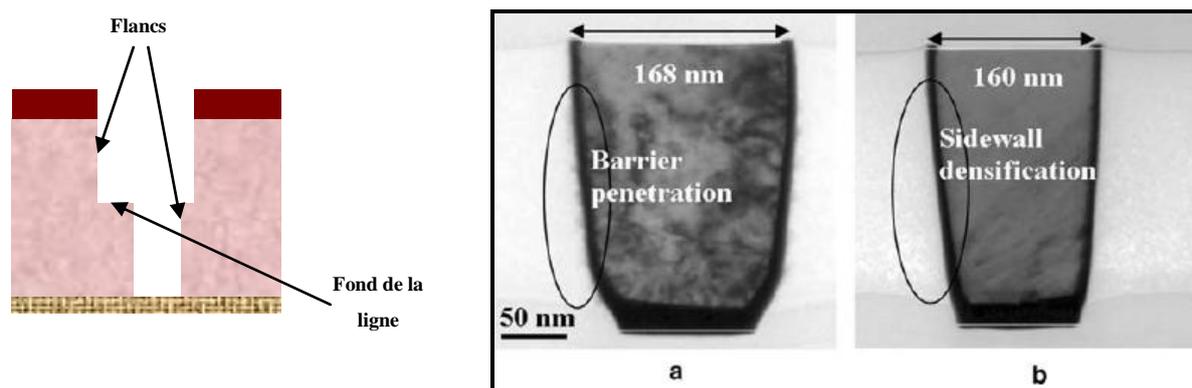


Figure II-6 : Flancs et fond de la ligne du diélectrique dégradés par les plasmas. Interface SiOCH poreux et barrière Ta/TaN observée après une attaque plasma CO/CO₂ (a) et NH₃ (b) du Low-κ ^[Aimadeddine05].

Des traitements plasmas sont alors utilisés afin de fiabiliser la surface. Le principe est de densifier la surface en scellant les pores (par accumulation de carbone) afin de protéger le volume du diélectrique lors des étapes de nettoyage humide après gravure et aussi d'améliorer l'intégrité de l'interface avec la barrière de diffusion métallique ^{[Broussous07] [Lee09] [Posseme08]}. Les travaux menés par V. Raballand fournissent une étude complète de l'impact de gravures plasma sur des matériaux Low-κ et en particulier le SiOCH ^{[Raballand06] [Raballand07a] [Raballand07b]}.

Le SiOCH poreux est d'autant plus vulnérable que sa porosité est importante. En effet, l'augmentation de la porosité favorise la connectivité entre les pores et donc la pénétration des espèces réactives des plasmas ^[Hamioud09]. Mais elle favorise aussi la contamination et le piégeage d'espèces (humidité, résidus métalliques, ions). A titre d'illustration, la Figure II-7 montre la modification d'une couche de SiOCH suivant un traitement plasma d'oxygène pour deux pourcentages de porosités ^[Shamiryan02]. On constate que l'épaisseur de couche modifiée est plus importante pour le matériau le plus poreux.

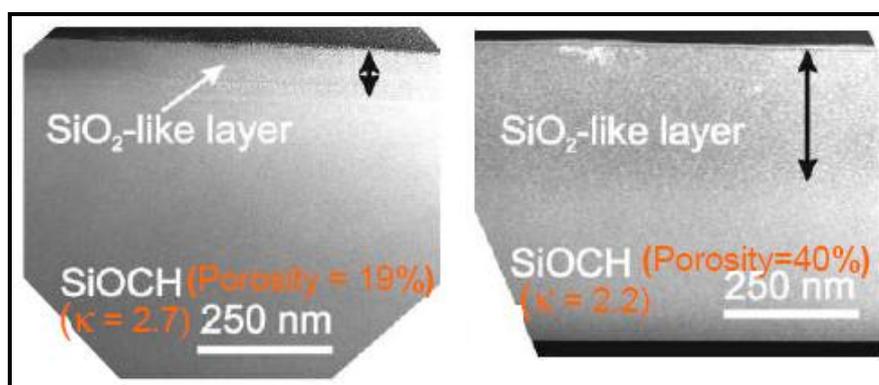


Figure II-7 : Attaque de la surface de deux couches de SiOCH de porosité différente par un plasma d'oxygène d'une durée de 5 mn ^[Shamiryan02].

2.3.2. Le nettoyage après gravure

Au cours de l'intégration, des étapes de nettoyage humide sont nécessaires pour enlever les résidus, notamment après la gravure du via dans le diélectrique avant le dépôt de la barrière de diffusion et le remplissage de cuivre. Le diélectrique Low-k et les lignes métalliques sont sensibles à la chimie utilisée dans ce nettoyage (chimies principalement à base de fluor ou d'amines) ^{[Tsang05] [Broussous07]}.

2.3.3. Impact du polissage mécano-chimique (CMP)

La diminution de la densité dégrade les propriétés mécaniques du diélectrique Low- κ comme le résume le Tableau II-5.

Tableau II-5 : Dureté H_d et module de Young E_Y pour des diélectriques SiOCH poreux, en fonction de la constante κ et de la porosité ^[Hamioud09], comparé au SiO₂.

Constante κ	2,3	2,5	4,4 (SiO₂)
Porosité	30%	26%	-
Dureté H_d (Gpa)	0,7	1	>8
Module E_Y (Gpa)	3,5	6	>50

Le polissage mécano-chimique (CMP) est réalisé par le passage d'un coussinet rotatif sur la plaque immergée dans une solution. Le processus combine les actions mécaniques du coussinet par friction et chimiques pour lisser et aplanir la surface.

Durant cette étape, le diélectrique Low- κ est exposé à une contrainte mécanique importante qui peut déformer le matériau, créer des fissures ou bien encore provoquer un délaminage ^{[Leduc06] [Jin01]}. Un matériau d'autant plus poreux présentera une fragilité accrue au procédé CMP.

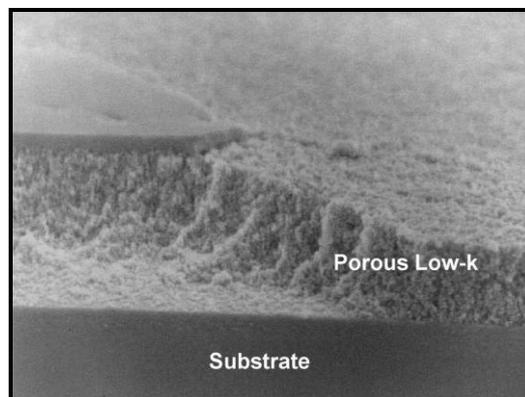


Figure II-8 : Diélectrique Low- κ poreux délaminé après CMP ^[Jin01].

Cette étape est également problématique pour l'adhésion entre le diélectrique Low- κ et la barrière de diffusion supérieure SiCN, qui le protège normalement de la diffusion du cuivre des lignes supérieures.

Les solutions chimiques (surfactants notamment) associées au procédé CMP peuvent également diffuser dans le diélectrique et en affecter ses propriétés diélectriques ^[Gottfried06].

Kondo *et al.* ont notamment montré que la pénétration de surfactants dans les pores à la surface du diélectrique Low- κ soumis à un « CMP direct » rendait cette surface hydrophile [Kondo07].

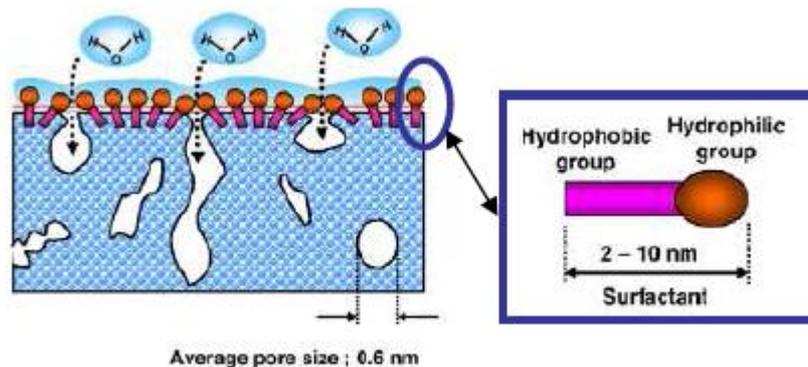


Figure II-9 : Schéma proposé par Kondo *et al.* Suggérant le changement d'hydrophobicité à la surface de la couche Low- κ [Kondo07].

Pour limiter les impacts mécaniques du procédé, des solutions sont proposées : traitements pour améliorer l'adhésion du Low- κ (plasmas) [Leduc06], CMP générant des forces de cisaillement plus faibles.

2.4. Considération sur la structure amorphe du SiOCH

2.4.1. Désordre structurel

Dans un matériau cristallin, la structure est la répétition de la maille élémentaire, qui caractérise la périodicité. Dans un matériau amorphe, la structure est caractérisée par l'absence de périodicité. Cependant, la structure n'est pas complètement désordonnée. Par exemple, dans le cas du silicium amorphe, les liaisons covalentes entre les atomes de silicium sont identiques à celles du silicium cristallin : chaque atome de silicium a le même nombre de premiers voisins, la longueur moyenne des liaisons et l'angle moyen entre les liaisons sont identiques. La périodicité est rompue par des déviations aléatoires des longueurs et des angles autour des valeurs moyennes [Street91].

Le matériau amorphe est donc décrit par un réseau continu et aléatoire, dans lequel chaque atome est défini par son nombre de coordination, c'est-à-dire le nombre de ses premiers voisins (Figure II-10).

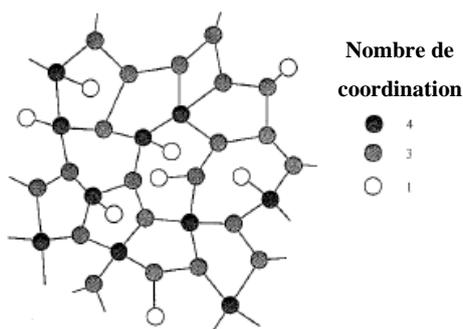


Figure II-10 : Structure d'un réseau continu et aléatoire, comportant 3 atomes différents de nombres de coordination différents ^[Street91].

Le SiCOH peut donc être tout à fait décrit par un tel réseau (Figure II-4 (b)).

2.4.2. Structure électronique

Dans le formalisme décrit précédemment, la structure du matériau amorphe est basée sur celle de son équivalent cristallin. Dans la structure électronique d'un semi-conducteur cristallin, la bande interdite, qui sépare les bandes de valence et de conduction, est une conséquence de l'éclatement des états liants et anti-liants des liaisons covalentes et de la périodicité.

L'absence de périodicité caractéristique de l'équivalent cristallin va se traduire par une petite perturbation de la structure électronique globale. Cette perturbation va se manifester sur les bords des bandes de valence et de conduction : les bords abrupts sont remplacés par des queues de bande, qui s'étendent dans la bande interdite (*band tails*) (Figure II-11).

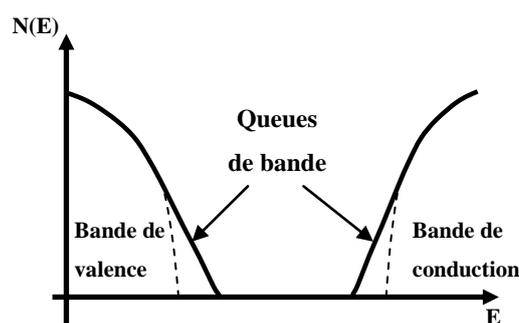


Figure II-11 : Schéma de la distribution de la densité d'états dans la structure électronique d'un matériau amorphe ^[Street91].

Selon le modèle d'Anderson, une petite modification aléatoire du potentiel périodique qui décrit la structure entraîne la formation d'états localisés ^[Street91] distribués dans les queues de

bande. Les états localisés, par opposition aux états délocalisés de la bande de conduction, ont leur fonction d'onde, qui décroît exponentiellement dans l'espace r selon $\exp(-r\gamma)$, où γ^{-1} est le rayon de localisation.

3. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE MÉTAL-ISOLANT-MÉTAL MIM

Le diélectrique IMD étudié durant cette thèse est intégré entre deux lignes de cuivre. La structure se ramène donc à une capacité métal-isolant-métal (MIM) dont nous rappelons ci-après le comportement électronique.

3.1. Structure électronique

Idéalement, le diélectrique est un isolant électrique. Il constitue une barrière d'énergie pour les électrons disponibles aux électrodes métalliques. La structure électronique de la capacité MIM est présentée avec les grandeurs électroniques caractéristiques des composants (Figure II-12).

Dans toute la suite du manuscrit, l'espacement du diélectrique entre les électrodes métalliques est noté s .

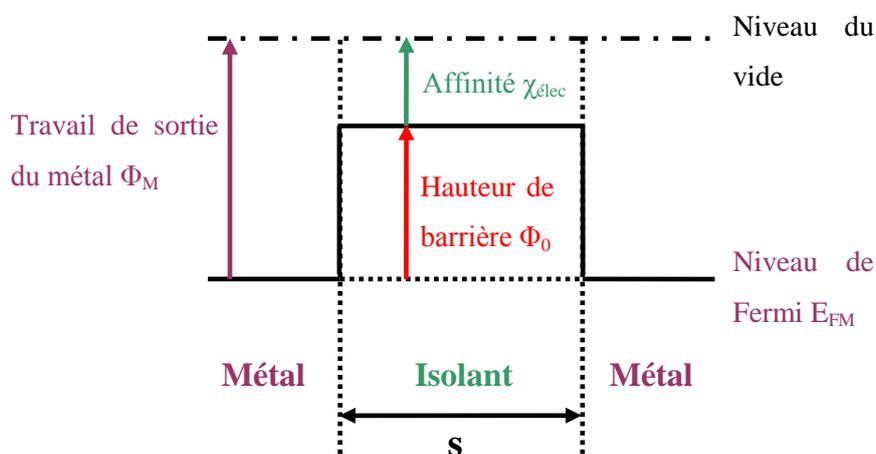


Figure II-12 : Schéma de la structure électronique d'une capacité MIM.

3.2. Principaux modes de conduction à travers la structure MIM

Comme on le verra, les courants de fuite qui s'établissent à travers le diélectrique IMD constituent un des principaux problèmes de fiabilité électrique de la structure. Nous présentons donc ci-après les modèles de mode de conduction les plus communément

rencontrés dans des structures MIM. Nous introduisons également le modèle de Godet, moins conventionnel, et sur lequel nous nous appuyerons dans nos interprétations du chapitre IV.

3.2.1. Injection de charges dans l'isolant : processus limités par les interfaces

Deux modes d'injection des charges dans l'isolant sont possibles (Figure II-13) ^[Hesto86] :

- par émission au-dessus de la barrière Φ_0 : **émission thermoélectronique** (processus 1) ;
- par traversée de la barrière : **émission tunnel** (processus 2).

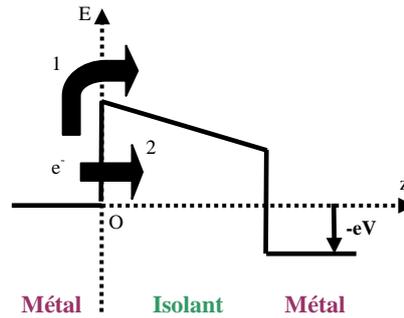


Figure II-13 : Représentation des deux modes d'injection dans l'isolant.

3.2.1.a. Emission thermoélectronique et émission Schottky

Excités thermiquement, les électrons sont émis au-dessus de la barrière Φ_0 . Le courant correspondant à l'émission thermoélectronique est :

$$J_{\text{thermoélec}} = A_{\text{Rich}} T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_0}{k_B T}\right) \quad \text{Eq. II-12}$$

où A_{Rich} est la constante de Richardson : $A_{\text{Rich}} = \frac{4\pi e m^* k_B^2}{h^3}$ pour une masse effective m^* .

L'électron émis dans l'isolant interagit avec la cathode. Cette interaction, représentée par le potentiel image Φ_{image} , modifie la forme de la barrière, en l'absence et présence d'un champ (Figure II-14).

Cette émission thermoélectronique modifiée est l'émission Schottky, dont le courant est :

$$J_{\text{Sch}}(E_{\text{élec}}) = A_{\text{Rich}} T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_0}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\beta_{\text{Sch}} \sqrt{E_{\text{élec}}}}{k_B T}\right) \quad \text{Eq. II-13}$$

où la constante de Schottky β_{Sch} est : $\beta_{\text{Sch}} = \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}}$

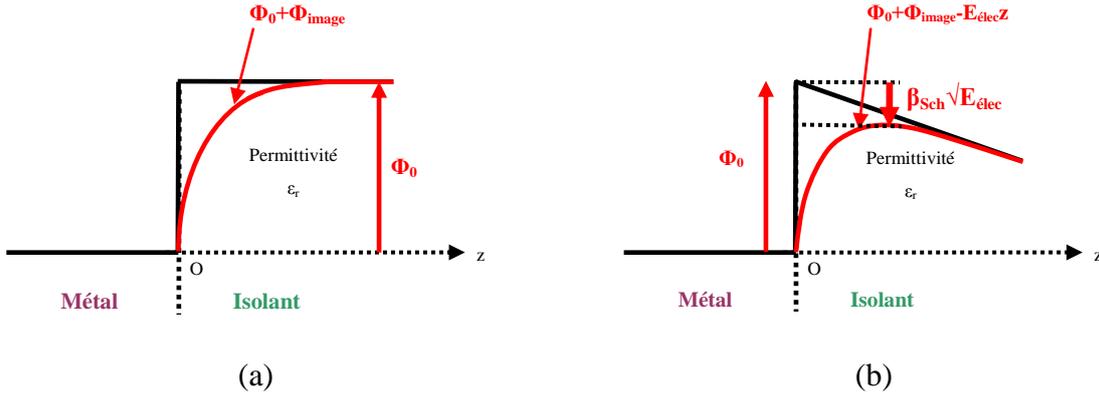


Figure II-14 : Effet du potentiel image sur la barrière : (a) en l'absence de champ, (b) en présence de champ.

On note que plus la permittivité du diélectrique est faible, plus la constante de Schottky β_{Sch} est élevée et donc la dépendance en champ sur le courant Schottky devient plus importante.

3.2.1.b. Emission tunnel

La mécanique quantique prédit que les électrons ont une probabilité de transmission non nulle à travers la barrière. Selon la déformation de la barrière, on distingue deux régimes de conduction possibles : **tunnel direct** et **Fowler-Nordheim** (Tableau II-6). La distinction de ces deux modes se fait au niveau de la forme de la barrière : trapézoïdale pour l'émission tunnel, triangulaire pour l'émission Fowler-Nordheim.

Tableau II-6 : Schéma des deux modes d'émission tunnel.

Emission tunnel ($V < \Phi_0$)	Emission tunnel Fowler-Nordheim ($V > \Phi_0$)
$J_{Tunnel}(E_{elec}) = \frac{e^2}{\pi h} \frac{\Phi_0}{s^2} \exp(-\alpha^* s \sqrt{\Phi_0}) \sinh\left(\frac{\alpha^* s^2 E_{elec}}{4\sqrt{\Phi_0}}\right)$ <p>avec $\alpha^* = \frac{2\sqrt{2m_0}e}{\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{m_0}}$</p>	$J_{FN}(E_{elec}) = \frac{e^2}{8\pi h} \frac{E_{elec}^2}{\Phi_0} \exp\left(-\frac{2\alpha^* \Phi_0^{3/2}}{3E_{elec}}\right)$

3.2.2. Conduction dans le volume de l'isolant

3.2.2.a. Conduction de charges émises au-dessus de la barrière

3.2.2.a.i. Conduction ohmique

Une fois émis par la cathode, les électrons libres sont mis en mouvement par la force électrique. Le courant est ohmique :

$$J_{\text{Ohm}}(E_{\text{elec}}) = \sigma_{\text{Ohm}} E_{\text{elec}} \quad \text{Eq. II-14}$$

La conductivité ohmique s'exprime en fonction de la mobilité μ_n et la densité n des électrons :

$$\sigma_{\text{Ohm}} = en\mu_n \quad \text{Eq. II-15}$$

3.2.2.a.ii. Conduction limitée par charge d'espace

Lorsque l'émission d'électrons depuis la cathode est trop rapide, du fait de leur faible mobilité dans l'isolant, les électrons n'ont pas le temps de s'écouler vers l'anode. Ils s'accumulent au voisinage de la cathode et forment une charge d'espace. Cette charge d'espace modifie le champ électrique dans l'isolant.

On parle de **conduction limitée par charge d'espace** (SCLC : *Space-Charge-Limited Current*), dont le courant est donné par la relation de Child ^[Hesto86] :

$$J_{\text{Child}}(E_{\text{elec}}) = \frac{9}{8} \frac{\mu_n \epsilon_0 \epsilon_r}{s} E_{\text{elec}}^2 \quad \text{Eq. II-16}$$

où s est l'épaisseur du diélectrique.

Le champ de transition entre la conduction ohmique et le régime de conduction limité par charge d'espace est :

$$E_{\text{Trans}} = \frac{8}{9} \frac{en_{\text{eq}} s}{\epsilon_0 \epsilon_r} \text{ où } n_{\text{eq}} \text{ est la densité d'électrons libres à l'équilibre.}$$

3.2.2.b. Conduction par les défauts de la bande interdite

3.2.2.b.i. Sauts de charges entre défauts : hopping

Assistés par les phonons, les électrons peuvent « sauter » selon un transfert inélastique à travers la barrière qui sépare deux états localisés spatialement, grâce au recouvrement des fonctions d'onde et à l'apport d'énergie. Ce mécanisme, appelé *hopping*, est explicité par la

probabilité de transition entre deux états, séparés d'une différence d'énergie ΔE et d'une distance R_h ^[Mott71] :

$$p_h = v_{ph} \exp\left(-2\gamma R_h - \frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad \text{Eq. II-17}$$

où v_{ph} est la fréquence maximale des phonons, γ^{-1} est le rayon de localisation des états localisés et R_h est la longueur du saut. Ce mécanisme de conduction, situé dans la bande interdite, est possible autour d'un niveau énergétique, où on peut trouver des états occupés et inoccupés proches en énergie.

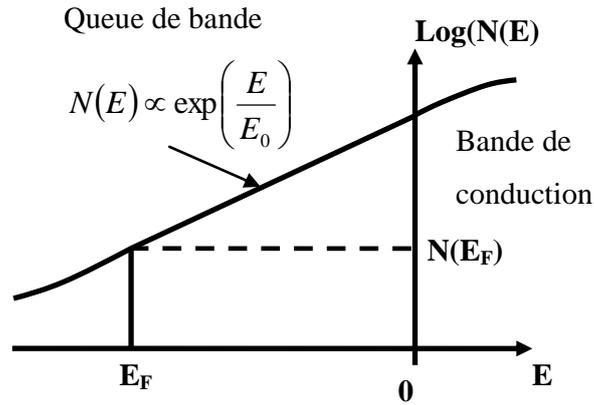


Figure II-15 : Densité d'états de la queue de bande introduite dans le modèle de Godet.

Le modèle de Mott considère que ce mode de conduction a lieu autour du niveau de Fermi E_F . Le modèle de Godet ^[Godet01] considère que la conduction a lieu par une distribution de densité d'états exponentielle, qui représente la queue de bande (§ 2.4.2) (Figure II-15).

La densité d'états dans la queue de bande est paramétrée par la densité et la position du niveau de Fermi E_F et l'énergie E_0 caractéristique de la distribution $N(E)$. La position E_F est prise relativement au sommet de la distribution $N(E)$.

La conductivité ohmique à bas champ suit la loi de Mott de la conduction VRH (*Variable-Range-Hopping*) ^[Mott71] :

$$\sigma_{VRH}(T) = \sigma_{00} \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right) \quad \text{Eq. II-18}$$

La constante de Mott $T_0^{1/4}$ est reliée à la densité d'états $N(E_F)$.

Le signe de la corrélation entre le facteur pré-exponentiel σ_{00} et le paramètre $T_0^{1/4}$ est un critère pour déterminer la présence ou non d'une queue de bande, selon le Tableau II-7.

Tableau II-7 : Modèle de Godet : la corrélation entre σ_{00} et $T_0^{1/4}$ (Eq. II-19 et Eq. II-20) permet de déterminer la présence de queue de bande et la dépendance entre T_0 et la densité d'états $N(E_F)$ (Eq. II-21 et Eq. II-22).

Absence de queue de bande Densité d'états constante $N(E_F)$	Présence de queue de bande Densité d'états $N(E)$ (Figure II-15)
$\sigma_{00} \propto \sqrt{N(E_F)} \propto \frac{1}{\sqrt{T_0}}$ Eq. II-19	$\ln(\sigma_{00}) \propto T_0^{1/4}$ Eq. II-20
$T_0 \gamma^{-3} N(E_F) k_B = 64$ Eq. II-21	$T_0 \gamma^{-3} N(E_F) k_B = 310$ Eq. II-22

3.2.2.b.ii. Emission thermoélectronique de pièges donneurs :
effet Poole-Frenkel

Excités thermiquement, les électrons piégés au voisinage d'un puits Coulombien, sont émis dans la bande de conduction. En présence d'un champ électrique, l'interaction Coulombienne entre l'électron et le piège chargé positivement permet de diminuer la hauteur de barrière, c'est-à-dire la profondeur du piège E_d , que l'électron doit franchir pour s'échapper (Figure II-16) : c'est l'effet Poole-Frenkel. L'électron émis par effet Poole-Frenkel est ensuite accéléré par le champ.

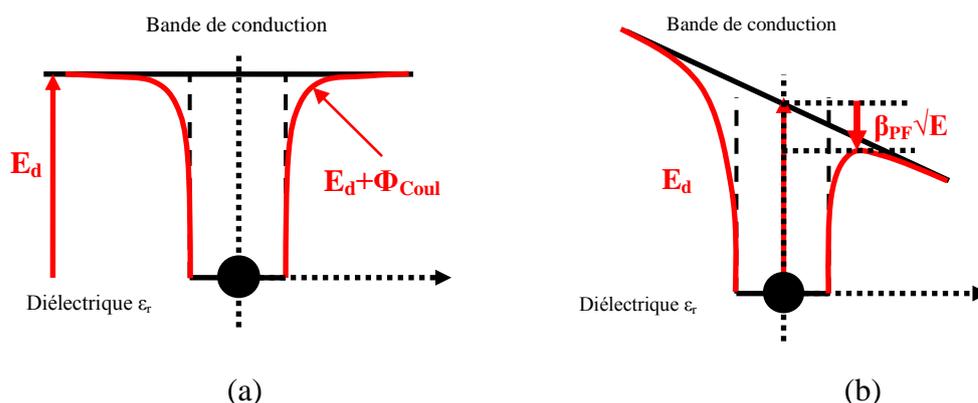


Figure II-16 : Effet de l'interaction Coulombienne entre l'électron et le piège sur le potentiel du piège : (a) en l'absence de champ, (b) en présence de champ.

Le courant correspondant présente donc la dépendance suivante avec le champ :

$$J_{PF}(E_{elec}) \propto E_{elec} \exp\left(-\frac{E_d}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\beta_{PF} \sqrt{E_{elec}}}{k_B T}\right) \quad \text{Eq. II-23}$$

où la constante de Poole-Frenkel β_{PF} est :

$$\beta_{PF} = \sqrt{\frac{e}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r}} \quad \text{Eq. II-24}$$

L'évolution du courant Poole-Frenkel en fonction du champ est similaire au courant Schottky : les courants augmentent plus rapidement lorsque la permittivité diminue. On a :

$$\beta_{PF} = 2\beta_{Sch} \quad \text{Eq. II-25}$$

4. CLAQUAGE DU MATÉRIAU DIÉLECTRIQUE

De façon générale, le claquage du matériau diélectrique est décrit comme la conséquence néfaste d'une accumulation d'énergie que le matériau ne peut plus compenser ^[Coelho93]. Cette énergie peut être sous forme cinétique, thermique ou élastique. Le diélectrique est soumis à différentes contraintes qui sont des sources potentielles d'un claquage. Citons principalement les contraintes d'ordre mécanique (imposées par les autres matériaux constituant le circuit ou lors des procédés d'élaboration comme l'étape de CMP), thermique et électrique (imposées par le fonctionnement du circuit).

Les mécanismes physiques à l'origine du claquage sont complexes et résultent de la combinaison de plusieurs effets. Coelho suggère de faire une première distinction dans la cause c'est-à-dire la contrainte appliquée au matériau ^[Coelho93]. On a vu au Chapitre I et au début de ce second chapitre (§ 2.3) que des contraintes mécaniques et thermiques pouvaient entraîner une fragilisation du matériau Low- κ . Au moment où nous allons caractériser nos matériaux, il peut donc être envisageable qu'ils aient subis des dégradations induites par ces contraintes. Ceci étant, ce point est difficile à vérifier et ne concerne pas notre étude qui s'est limitée à analyser la fiabilité de nos couches que d'un point de vue électrique. Ainsi, nous nous limiterons à une présentation du claquage d'origine électronique qui résulte de l'application d'une contrainte électrique.

4.1. Le claquage électronique

Le claquage électronique est le résultat de l'établissement brutal d'au moins un chemin conducteur entre les deux électrodes à travers le diélectrique. Ce chemin de conduction est créé par des défauts générés dans le matériau qui, reliés entre eux, forment un chemin de percolation.

On distingue alors deux types de claquage selon les défauts mis en jeu dans le chemin de percolation :

- Le claquage diélectrique intrinsèque, qui correspond à une dégradation des propriétés d'isolation propres du diélectrique. Le chemin de percolation est créé par la génération de défauts (ou pièges) électriques dans le matériau, due aux collisions entre les atomes constitutifs du matériau et les électrons injectés sous l'effet du champ appliqué.
- Le claquage extrinsèque, qui est provoqué par l'accumulation d'impuretés ionisées dans le diélectrique. En diffusant dans le matériau sous les effets du champ électrique et du gradient de concentration ces espèces chargées vont relier les deux électrodes à travers le diélectrique et créer un chemin conducteur.

L'établissement de ce chemin de conduction entraîne un échauffement local brutal du matériau qui aboutit à une rupture du matériau.

Avant le claquage, il existe déjà un amas de défauts dispersés de façon aléatoire dans le matériau. Il existe un seuil où le nombre de défauts générés devient suffisant pour que la probabilité d'établir un chemin de conduction devienne importante et que le claquage soit fortement prévisible. Ce seuil est appelé seuil de percolation (Figure II-17).

Pour « évaluer » le claquage, le diélectrique est généralement caractérisé par sa tension (ou champ) de claquage (aussi appelée « tension disruptive »), qui correspond à la tension maximale qui peut lui être appliquée sans qu'il ne devienne conducteur. La probabilité de claquage, c'est-à-dire qu'un chemin de conduction disruptif s'établisse, est tellement élevée qu'au-delà de la tension de claquage, le diélectrique ne reste pas isolant. En provoquant une destruction irréversible du matériau, le claquage peut générer des défaillances dans le fonctionnement global du circuit.

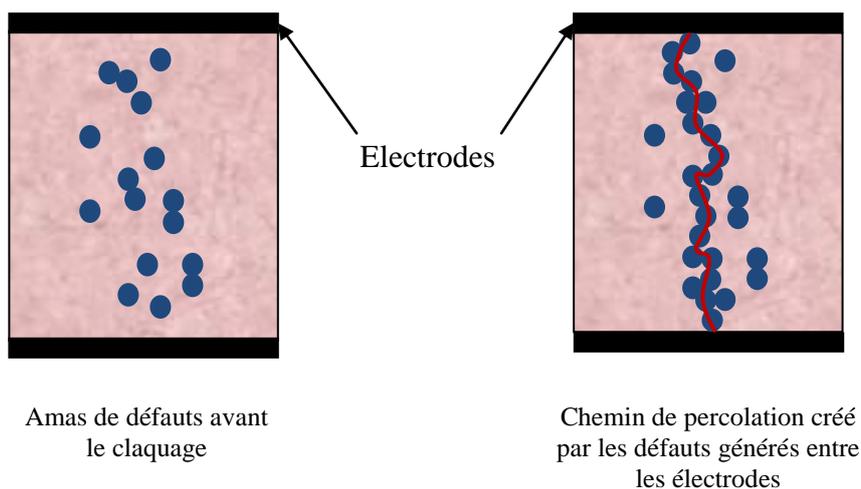


Figure II-17 : Représentation de l'amas de défauts avant le claquage et de l'établissement d'un chemin de percolation entre les deux électrodes (seuil de percolation).

La Figure II-18 montre le champ de claquage dans des structures proches des nôtres et qui ont été obtenues au sein de l'équipe au moment du démarrage du travail résumé dans ce mémoire. On notera en particulier la forte diminution du champ de claquage lorsque l'on passe d'un Low- κ dense à un Low- κ poreux. Ceci justifie l'importance de diagnostiquer l'état du matériau Low- κ de manière non agressive pour estimer son état de fiabilité.

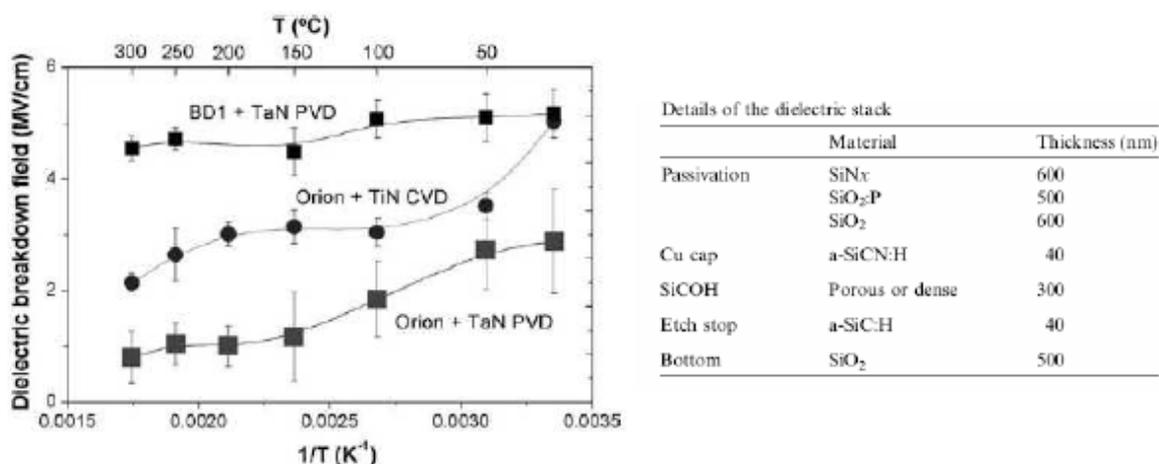


Figure II-18 : Champ de claquage du diélectrique Low- κ suivant la nature de la barrière métallique. BD1 = Low- κ dense ($\kappa=2,9$), Orion = Low- κ poreux ($\kappa=2,4$) [Guedj05].

4.2. Le vieillissement électrique

Lorsque le diélectrique est soumis à une contrainte électrique, il est dans un état de non-équilibre et ses propriétés vont évoluer [Kao04]. Le vieillissement électrique correspond à l'évolution de l'état du matériau, lorsqu'il est soumis à une contrainte électrique significative

et qui conduit à son claquage c'est-à-dire à sa destruction irréversible, comme il a été décrit précédemment.

La durée pendant laquelle le diélectrique peut être soumis à cette contrainte électrique avant le claquage est sa durée de vie. Le vieillissement électrique et la durée de vie dépendent du niveau de la contrainte et donc principalement de l'injection de charges à travers le diélectrique et des défauts présents dans le matériau (pièges à électrons, défauts en volume ou d'interface ...). Pour l'étude de la fiabilité du diélectrique IMD, cette phase de vieillissement va donc particulièrement nous intéresser puisque sa conséquence est le claquage. Ces aspects seront plus particulièrement abordés dans le Chapitre V.

5. RÉSUMÉ – SYNTHÈSE

Le matériau diélectrique Low- κ est choisi selon ses propriétés diélectriques, afin de correspondre aux exigences technologiques, liées à la diminution de la capacité interligne. Le SiOCH poreux est un bon candidat pour répondre à ce cahier des charges du fait d'une faible polarisabilité et d'un certain degré de porosité. Il a ainsi une constante diélectrique inférieure à 2,5. Ce matériau est cependant vulnérable face à l'environnement avec lequel il interagit, au cours des étapes d'élaboration et lorsqu'il est intégré, notamment les plasmas de gravure et de retrait de résine et l'étape de CMP (Polissage Mécano-Chimique).

Au cours du fonctionnement, le SiOCH sera traversé par des courants de fuite. Nous avons vu que plusieurs mécanismes de conduction peuvent être à l'origine de ces courants qui vont occasionner un vieillissement, voire un claquage du diélectrique. L'apparition de ces phénomènes disruptifs définit la durée de vie du matériau dont nous décrirons la méthodologie dans la partie résultats de cette thèse.

CHAPITRE III- METHODES DE CARACTERISATION ELECTRIQUE DU DIELECTRIQUE IMD

Nous avons présenté dans le chapitre précédent la structure du diélectrique IMD et les mécanismes de conduction et de claquage qui peuvent s'établir et être néfastes pour le fonctionnement et la fiabilité. Le présent chapitre décrit la dualité temps-fréquence des mesures électriques et donne les équations électriques en relation avec ces mesures. Nous présentons également les outils de caractérisation électrique : (i) un analyseur paramétrique permet d'appliquer un échelon et de mesurer le courant en régime temporel, (ii) l'utilisation d'analyseurs de type LCR-mètres et spectroscopes d'impédances permettent d'appliquer une tension sinusoïdale pour remonter à la capacité de l'isolant, sa constante diélectrique et ses pertes. Pour finir, les structures de test peigne-peigne, dans lesquelles est intégré le SiOCH pour permettre sa caractérisation, sont décrites.

1. RÉPONSE DIÉLECTRIQUE À UNE SOLLICITATION ÉLECTRIQUE

1.1. Définition de la réponse diélectrique générale

A l'application d'une sollicitation électrique, le diélectrique est le siège de différents processus, qui ont leur propre inertie. Dans le domaine temporel, la réponse diélectrique $f(t)$ est définie par ^[Jonscher83] :

$$f(t) = 0 \text{ pour } t < 0$$

La polarisation P du diélectrique est une convolution de la sollicitation électrique $E_{\text{elec}}(t)$ et de la fonction $f(t)$:

$$P(t) = \epsilon_0 \int_0^{\infty} f(\tau) E_{\text{elec}}(t - \tau) d\tau \quad \text{Eq. III-1}$$

Le schéma suivant décrit $E_{\text{elec}}(t)$ comme la somme d'impulsions $E_{\text{elec}}(t - \tau) d\tau$ faites à un temps τ avant le temps t d'observation. A chaque impulsion correspond une réponse $f(\tau)$. Au temps t , par principe de superposition, on observe la somme de toutes les réponses :

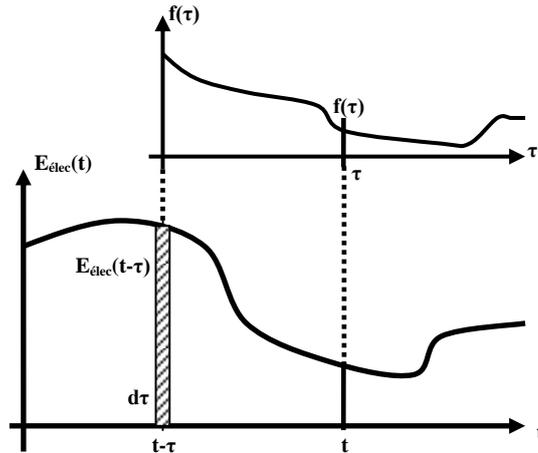


Figure III-1 : Schéma de principe de la convolution entre la sollicitation électrique $E_{\text{elec}}(t)$, décomposée en une somme d'impulsions, et la fonction de réponse diélectrique $f(t)$.

1.2. Dualité temps-fréquence

La transformée de Fourier permet d'accéder à la réponse diélectrique dans le domaine fréquentiel. Le spectre de la polarisation P en fonction de la pulsation ω est défini par :

$$\tilde{P}(\omega) = \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega) \tilde{E}_{\text{elec}}(\omega) \quad \text{Eq. III-2}$$

où la susceptibilité $\tilde{\chi}(\omega)$ et $\tilde{E}_{elec}(\omega)$ sont les transformées de Fourier respectives de la réponse diélectrique $f(t)$ et de la sollicitation électrique $E_{elec}(t)$.

Ces bases mathématiques permettent d'introduire les méthodes de caractérisations électriques utilisées pendant cette thèse et présentées dans les deux paragraphes suivants.

2. MESURES TEMPORELLES

2.1. Introduction

Les mesures temporelles vont consister à appliquer une sollicitation électrique en échelon $E_{elec}(t)=E_{elec}\cdot H(t)$ (ou $V(t)=V\cdot H(t)$ où H est la fonction de Heavyside) et à mesurer le courant dans le circuit extérieur.

2.2. Description des courants détectés

On distingue deux types de courants mesurés : le courant de déplacement et le courant de conduction.

2.2.1. Courant de déplacement

Le courant de déplacement est transitoire. Il correspond à un mouvement de charges induit par le champ appliqué dans le diélectrique et dans le circuit extérieur, mais sans échange de charges entre ces deux milieux.

Ce mouvement de charges est induit par l'établissement du déplacement électrique $D(t)$ dans le diélectrique :

$$J_{Déplac}(t) = \frac{\partial D(t)}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial E_{elec}}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t} \quad \text{Eq. III-3}$$

Dans le cas particulier d'une tension appliquée en échelon, le courant de déplacement est :

$$J_{Déplac}(t) = \epsilon_0 E_{elec} [\delta(t) + f(t)] \quad \text{Eq. III-4}$$

Le premier terme correspondant au courant d'établissement du champ électrique entre les électrodes est presque instantané. Le second terme correspond au courant de polarisation $J_{pola}(t)$ induit par l'établissement de la polarisation P du matériau. Il est fonction de la réponse diélectrique $f(t)$:

$$J_{Pola}(t) = \epsilon_0 E_{elec} f(t) \quad \text{Eq. III-5}$$

Deux types de courants de polarisation sont généralement observés dans les diélectriques : un courant de charge $J_{Charge}(t)$ et un courant de relaxation $J_{Relax}(t)$.

2.2.1.a. Courant de charge

Le premier type correspond à l'établissement de la polarisation P du matériau résultant des contributions ionique et électronique du diélectrique :

$$P(t) = \epsilon_0 \kappa E_{\text{elec}} H(t) \quad \text{Eq. III-6}$$

Il a une réponse temporelle qui décroît exponentiellement :

$$J_{\text{Charge}}(t) \propto \exp\left(-t/R_S C_\infty\right) \quad \text{Eq. III-7}$$

où C_∞ est la contribution de la capacité correspondante aux polarisations ionique et électronique et R_S est la résistance du circuit extérieur en série.

2.2.1.b. Courant de relaxation

Plus faible que le courant de charge, le courant de relaxation est cependant visible sur une durée plus longue et correspond généralement au courant transitoire en fonction du temps. Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer l'origine physique de ces courants :

- modèle basé sur la distribution de temps de relaxation des dipôles ;
- modèle de sauts de charges entre états localisés, distribués aléatoirement dans l'espace et en énergie ;
- modèle basé sur les interactions entre dipôles et charges ;
- modèle de piégeage-dépiégeage.

Le courant de relaxation est généralement décrit en fonction du temps par la loi de Curie-Von Schweidler :

$$J_{\text{Relax}}(t) \propto t^{-n_{CS}} \quad \text{où } 0 < n_{CS} < 1 \quad \text{Eq. III-8}$$

Une autre notation repose sur la normalisation de la densité de courant par la polarisation P du diélectrique :

$$J_{\text{Relax}}(t)/P = B t^{-n_{CS}} \quad \text{où } 0 < n_{CS} < 1 \quad \text{Eq. III-9}$$

où la constante B est indépendante du champ appliqué. Cette seconde formulation de la loi de Curie-Von Schweidler est intéressante parce que le terme $J_{\text{Relax}}(t)/P$ ne dépend que de la susceptibilité χ :

$$J_{\text{Relax}}(t)/P = \frac{1}{\chi} \frac{\partial \chi(t)}{\partial t} \quad \text{Eq. III-10}$$

2.2.2. Courant de conduction

Le courant de conduction est permanent. Il est dû au mouvement continu des charges le long de la boucle constituée du générateur de tension et du diélectrique en série. Il implique l'échange de charges entre le diélectrique et les électrodes.

Le courant de conduction correspond au « vrai » courant de fuite. On parle également de courant DC (*Direct Current*). Ce courant est établi une fois que les mécanismes de polarisation deviennent suffisamment négligeables pour faire apparaître une variation du courant au cours du temps.

2.3. Equipement de mesure du courant : Agilent B1500A

Au cours de cette thèse, les courants ont été mesurés à l'aide d'un analyseur paramétrique Agilent B1500A. Cet équipement est utilisé pour le test de composants à semi-conducteurs, qu'ils soient passifs ou actifs. Il permet de réaliser plusieurs caractéristiques telles que le courant en fonction du temps ou de la tension, la tension en fonction du temps ou du courant.

Nous avons principalement fait deux types de mesure :

- La mesure du courant $I(t)$ en fonction du temps à un échelon de tension V : la description des courants que nous avons faite précédemment montre l'importance de cette mesure car elle permet d'identifier la nature des courants à une tension donnée.
- La mesure du courant $I(V)$ en fonction de la tension V : le courant est mesuré au cours d'une rampe de tension en escalier :

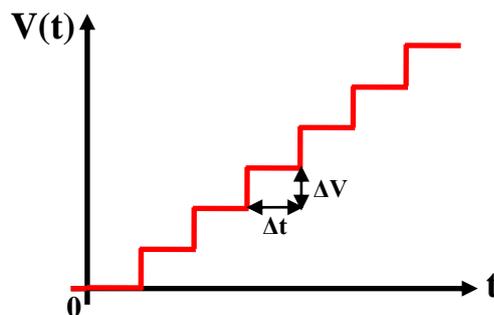


Figure III-2 : Forme de la tension appliquée en fonction du temps au cours d'une rampe de tension en escalier.

Cette mesure est couramment utilisée pour caractériser les modes de conduction. Cependant, la mesure va dépendre de la vitesse de la rampe qui est paramétrée par l'intervalle de temps Δt entre deux échelons de tension et la hauteur ΔV d'un échelon.

Pour notre étude, nous avons appliqué des rampes de tension de hauteur ΔV comprise entre **0,1 V et 1 V** et d'intervalle de temps Δt compris **entre 0,1 s et 5 s**.

Remarque : Le paragraphe 2.2 indique que les rampes de tension appliquées ne nous amènent pas nécessairement à effectuer des mesures en régime établi.

3. MESURES FRÉQUENTIELLES

3.1. Introduction

Pour les mesures fréquentielles, la sollicitation électrique $V(t)$ (ou $E_{\text{elec}}(t)$) est sinusoïdale $V(t)=V_{\text{rms}}\cos(\omega t)$. Pour la suite, la variable est la fréquence f du signal $f = \frac{\omega}{2\pi}$.

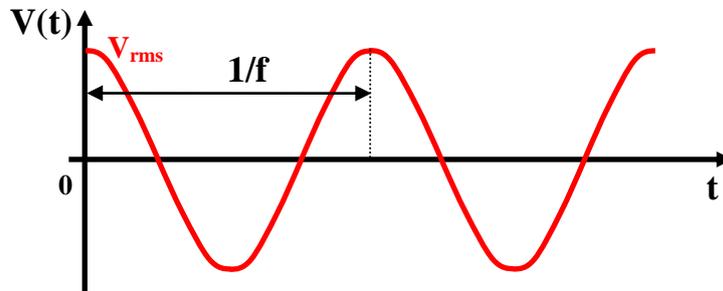


Figure III-3 : Sollicitation électrique appliquée pour les mesures fréquentielles.

La réponse du diélectrique est déphasée d'un angle δ par rapport à la sollicitation électrique, et elle peut être décomposée en deux composantes, l'une en phase avec la sollicitation électrique et l'autre en quadrature de phase. Cette représentation peut être décrite sous forme vectorielle :

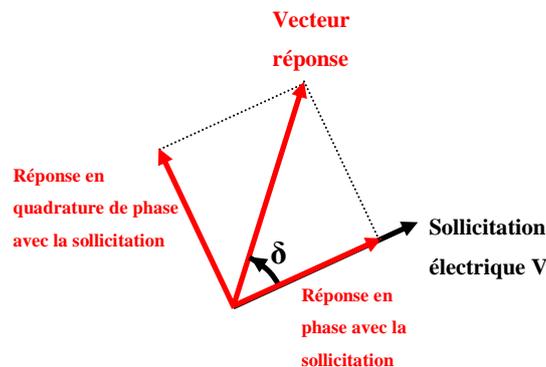


Figure III-4 : Représentation vectorielle de la réponse du diélectrique à la sollicitation électrique.

Le spectre de la susceptibilité χ a été décrit précédemment à partir de la fonction de réponse diélectrique $f(t)$. C'est une grandeur complexe, dont les parties réelle et imaginaire sont définies par :

$$\tilde{\chi}(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) \quad \text{Eq. III-11}$$

La partie réelle correspond à la réponse du diélectrique en phase avec la sollicitation électrique et la partie imaginaire en quadrature de phase. La susceptibilité est reliée aux grandeurs que nous avons mesurées (Tableau III-1).

Tableau III-1 : Définition des grandeurs en fonction de la susceptibilité χ . Σ est la surface effective de la capacité et s est l'espacement entre électrodes.

Permittivité relative $\tilde{\epsilon}_r(\omega)$	$\tilde{\epsilon}_r(\omega) = \tilde{\chi}(\omega) + 1$ avec : $\tilde{\epsilon}_r(\omega) = \epsilon_r'(\omega) - i\epsilon_r''(\omega)$	$\epsilon_r'(\omega) = \chi'(\omega) + 1$ $\epsilon_r''(\omega) = \chi''(\omega)$
Capacité $\tilde{C}(\omega)$	$\tilde{C}(\omega) = \frac{\epsilon_0 \tilde{\epsilon}_r(\omega) \Sigma}{s}$ avec : $\tilde{C}(\omega) = C(\omega) - iC''(\omega)$	$C(\omega) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r'(\omega) \Sigma}{s}$ $C''(\omega) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r''(\omega) \Sigma}{s}$
Facteur de pertes $\tan \delta$	$\tan \delta(\omega) = \frac{\epsilon_r''(\omega)}{\epsilon_r'(\omega)} = \frac{C''(\omega)}{C(\omega)}$	

Ces grandeurs représentent le comportement du matériau.

Dans l'hypothèse de l'existence d'un courant de conduction (*Direct Current*) auquel correspond une conductivité σ_{DC} , la densité de courant dans l'espace fréquentiel est :

$$\tilde{J}(\omega) = \left[\underbrace{(\sigma_{DC} + \omega \epsilon_0 \chi''(\omega))}_{\text{En phase}} + i\omega \epsilon_0 \underbrace{(1 + \chi'(\omega))}_{\text{En quadrature de phase}} \right] \tilde{E}_{\text{elec}}(\omega) \quad \text{Eq. III-12}$$

3.2. Dépendance de la permittivité et des pertes diélectriques en fonction de la fréquence

La susceptibilité étant obtenue à partir d'une seule fonction, c'est-à-dire la fonction de réponse diélectrique $f(t)$, ses parties réelle et imaginaire sont dépendantes l'une de l'autre. Cette dépendance est explicitée par les relations de Kramers-Krönig :

$$\chi(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \chi''(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad \text{Eq. III-13}$$

$$\chi''(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\chi'(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad \text{Eq. III-14}$$

La dépendance de la permittivité et des pertes diélectriques avec la fréquence représente la réponse des différentes contributions à la polarisation dans le diélectrique (Figure III-5).

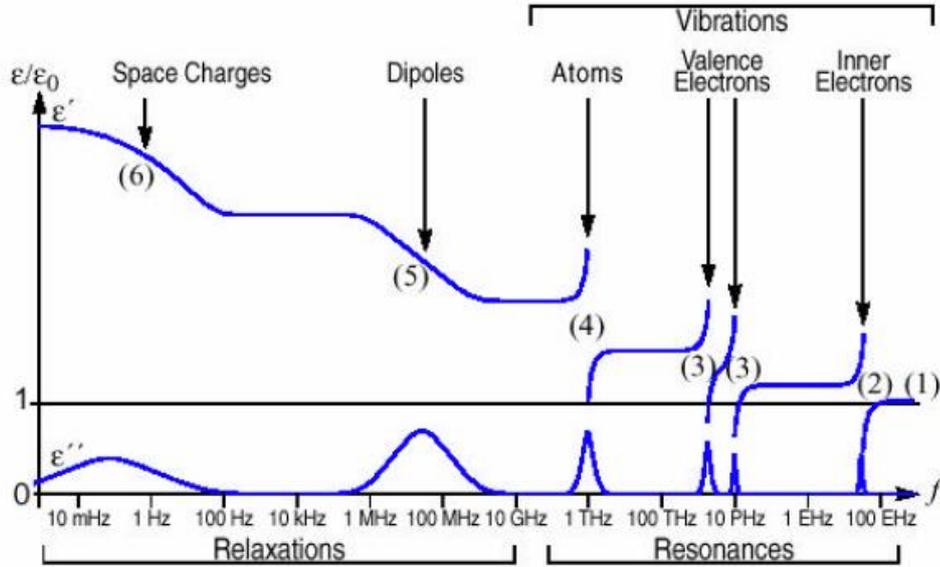


Figure III-5 : Dépendance de la permittivité relative ϵ' (normalisée par la permittivité du vide ϵ_0) et des pertes diélectriques ϵ'' en fonction de la fréquence.

Aux hautes fréquences, on observe la contribution des polarisations électronique et ionique, qui correspondent à des vibrations et se manifestent par des résonances. La contribution de la polarisation électronique dans la permittivité est l'indice de réfraction n du matériau.

En dessous de 100 MHz ont lieu les phénomènes de relaxation, qui correspondent à des polarisations d'orientation.

La contribution de la conduction est visible dans les pertes diélectriques mesurées $\epsilon''_{r\text{mes}}$ dans les fréquences les plus basses (non représentée sur la Figure III-5). L'équation Eq. III-15 montre que cette dépendance est inversement proportionnelle à la fréquence.

$$\epsilon''_{r\text{mes}}(\omega) = \frac{\sigma_{DC}}{\omega \epsilon_0} + \epsilon''_r(\omega) \quad \text{Eq. III-15}$$

Contribution de la conduction

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés au comportement du diélectrique **en-dessous de 1 MHz**, du fait d'une part, de la disponibilité d'équipements de type analyseur d'impédance dans ces gammes de fréquence et d'autre part, des informations sur le comportement électrique auxquelles nous pouvons accéder.

3.3. Phénomènes de relaxation

3.3.1. Relaxation dipolaire

3.3.1.a. Modèle de Debye

Le modèle de Debye est le modèle idéal de la relaxation dipolaire. Il décrit la contribution de dipôles de constante de relaxation τ et dans l'approximation de Debye-Langevin des milieux dilués [Coelho93].

A haute fréquence, pour $\omega \gg 1/\tau$, où la permittivité est ϵ_∞ , les dipôles ne peuvent pas suivre les variations du champ appliqué. A basse fréquence, pour $\omega \ll 1/\tau$, le champ appliqué varie assez lentement pour que les dipôles puissent s'orienter : la permittivité atteint alors ϵ_s .

$$\epsilon_r'(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + i\tau\omega} \quad \text{Eq. III-16}$$

3.3.1.b. Modèles empiriques de relaxation

Tableau III-2 : Modèles de relaxation : le modèle de Debye est le modèle idéal de la relaxation dipolaire, les modèles empiriques de Cole-Cole, Davidson-Cole et Havriliak-Negami en sont dérivés. A et β sont des paramètres des modèles.

Modèle	Permittivité ϵ	$\omega \ll 1/\tau$	$\omega \gg 1/\tau$
Modèle de Debye	$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + i\tau\omega}$	$\epsilon_r''(\omega) \approx \omega$	$\epsilon_r''(\omega) \approx \omega^{-1}$
Modèle de Cole-Cole	$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (i\tau\omega)^\alpha}$	$\epsilon_r''(\omega) \approx \omega^\alpha$	$\epsilon_r''(\omega) \approx \omega^{-1}$
Modèle de Davidson-Cole	$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{(1 + i\tau\omega)^\beta}$	$\epsilon_r''(\omega) \approx \omega$	$\epsilon_r''(\omega) \approx \omega^{-1}$
Modèle de Havriliak-Negami	$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{(1 + (i\tau\omega)^\alpha)^\beta}$	$\epsilon_r''(\omega) \approx \omega^\alpha$	$\epsilon_r''(\omega) \approx \omega^{-\alpha\beta}$

En pratique, le modèle de Debye de la relaxation n'est pas exactement observé. Les variations des pertes diélectriques ϵ_r'' en loi de puissance peuvent différer des deux côtés du pic de la relaxation. Le Tableau III-2 présente les principaux modèles empiriques comparés au modèle de Debye.

3.3.2. Relaxation de charges d'espace

La relaxation de charges d'espace a typiquement lieu aux basses fréquences. Elle correspond à la relaxation de dipôles plus « volumineux » où les effets de viscosité sont donc plus importants et où il faut leur laisser plus de temps pour pouvoir suivre le champ. Nous décrivons les deux principaux modèles associés à la relaxation de charges d'espace : le modèle de Maxwell-Wagner et celui du dipôle macroscopique. Ces mécanismes se produisant au niveau d'interfaces, nous introduisons également le phénomène appelé « polarisation d'électrode ».

3.3.2.a. Modèle de Maxwell-Wagner

Le modèle de Maxwell-Wagner décrit la contribution de l'interface entre deux matériaux, de conductivités et de permittivités différentes.

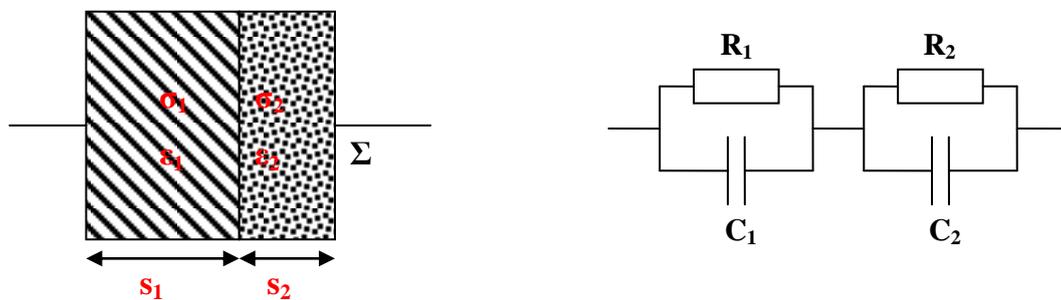


Figure III-6 : Modèle de Maxwell-Wagner : interface entre deux matériaux différents. Le système peut être représenté par un circuit électrique équivalent.

La permittivité de ce système est la somme d'une relaxation de Debye et d'un terme de conduction :

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + i\tau\omega} - i \frac{\sigma_{DC}}{\omega\epsilon_0} \quad \text{Eq. III-17}$$

avec :

$$\epsilon_{\infty} = \frac{s\epsilon_1\epsilon_2}{s_1\epsilon_1 + s_2\epsilon_2}, \quad \epsilon_s = s \frac{s_1\epsilon_1\sigma_2^2 + s_2\epsilon_2\sigma_1^2}{(\sigma_1s_2 + \sigma_2s_1)^2}, \quad \tau = \epsilon_0 \frac{s_2\epsilon_1 + s_1\epsilon_2}{\sigma_1s_2 + \sigma_2s_1}, \quad \sigma_{DC} = \frac{s\sigma_1\sigma_2}{\sigma_1s_2 + \sigma_2s_1}.$$

3.3.2.b. Modèle du dipôle macroscopique

Coelho a introduit le concept du dipôle macroscopique ^[Coelho83] pour décrire la relaxation d'une charge d'espace au sein d'un matériau de permittivité relative ϵ_r . Cette charge d'espace est créée par des charges mobiles qui, sous l'action du champ et de la diffusion, s'accumulent contre une électrode (Figure III-7) :

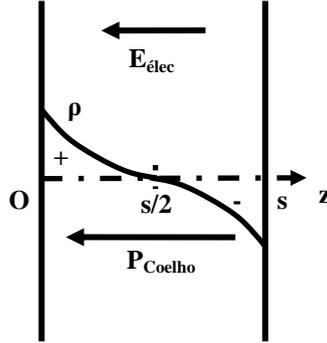


Figure III-7 : Représentation schématique de la distribution de densité de charge à l'application d'un champ.

Dans l'hypothèse d'électrodes bloquantes par lesquelles les charges ne peuvent s'évacuer et sous l'action d'un champ E_{elec} , la distribution de la densité de charges $\rho(z)$ crée une polarisation moyenne P_{Coelho} dont l'expression est donnée par :

$$P_{Coelho} = \frac{1}{s} \int_0^s z\rho(z)dz$$

Si on inverse le sens du champ, la charge d'espace se réorganise de façon à retourner le dipôle macroscopique. Dans l'approximation des champs faibles, le champ et la variation de densité de charge en un point z du diélectrique oscille en fonction du temps à la même pulsation ω que celle de la tension alternative appliquée.

La permittivité relative du système est :

$$\epsilon_r^{Coelho}(\omega) = \epsilon_r \frac{1 + i\omega\tau_{Coelho}}{i\omega\tau_{Coelho} + \frac{\tanh Y(\omega)}{Y(\omega)}} \quad \text{Eq. III-18}$$

où la fonction Y est :

$$Y(\omega) = \delta_{Coelho} \sqrt{1 + i\omega\tau_{Coelho}} \quad \text{Eq. III-19}$$

La constante de temps τ_{Coelho} est :

$$\tau_{\text{Coelho}} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\sigma_c} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{n_0 e \mu_c} \quad \text{Eq. III-20}$$

Le paramètre δ_{Coelho} est relié à la longueur de Debye L_D :

$$\delta_{\text{Coelho}} = \frac{s}{2L_D} \quad \text{Eq. III-21}$$

avec :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2}} = \sqrt{D_{\text{iff}} \tau_{\text{Coelho}}} \quad \text{Eq. III-22}$$

3.3.2.c. Polarisation d'électrode

Le phénomène de polarisation d'électrode est attribué à la présence d'une fine couche de très forte impédance entre l'électrode et le diélectrique. Cette couche peut être formée soit par l'accumulation d'espèces qui ont migré et se sont accumulées contre l'électrode, soit par un mauvais contact entre le diélectrique et l'électrode.

Ce phénomène va se caractériser par une forte augmentation de la capacité aux basses fréquences. Blythe ^[Blythe79] a modélisé ce phénomène, en fonction de la capacité C_c de cette couche, entre l'électrode et un diélectrique de conductivité σ_{DC} et de permittivité relative ϵ_r . La permittivité relative effective correspondante est :

$$\epsilon_{\text{Pol}} = \epsilon_r + \frac{\sigma_{\text{DC}}^2 C_{\text{géo}}}{\omega^2 \epsilon_0^2 C_c} \quad \text{Eq. III-23}$$

où $C_{\text{géo}}$ est la capacité géométrique de l'échantillon.

Des modèles plus complexes du phénomène de polarisation d'électrode ont été proposés, basés sur la modélisation de la rugosité de l'interface entre le diélectrique et l'électrode ^[Liu85].

3.3.3. Contribution des charges

3.3.3.a. Contribution des charges par sauts entre états localisés

Jonscher a montré qu'en régime dynamique, les sauts de charges entre états localisés contribuaient à la réponse du diélectrique ^[Jonscher83]. Le système constitué de deux défauts, entre lesquels la charge transite, se comporte comme un dipôle de moment p_{hop} (Figure III-8).

A l'équilibre, les taux de transitions sont R_{ij}° et R_{ji}° , avec des probabilités d'occupation respectives f_i° et f_j° .

En traitant N systèmes identiques dans l'approximation de Langevin-Debye, Jonscher obtient une susceptibilité qui est décrite par le modèle de Debye :

$$\chi(\omega) = \frac{Np_{\text{hop}}^2}{3k_B T \epsilon_0} r \tau \frac{1}{1+i\omega\tau} \quad \text{Eq. III-24}$$

$$\text{avec } r = f_i^\circ R_{ij}^0 = f_j^\circ R_{ji}^0 \text{ et } \tau = \frac{f_i^\circ f_j^\circ}{r}.$$

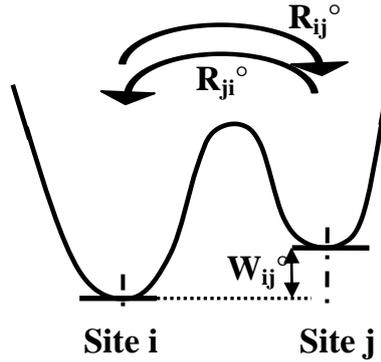


Figure III-8 : Schéma d'une paire de défauts, entre lesquels la charge peut transiter.

D'après le modèle de l'équation Eq. III-24, les sauts de charges entre défauts apportent des contributions « résistive » et « capacitive » au comportement du matériau.

3.3.3.b. Réponse en loi de puissance (power-law frequency)

Jonscher a ensuite proposé un modèle de variation de la susceptibilité en loi de puissance de la fréquence qui décrit la réponse des sauts de charges entre défauts dans des matériaux amorphes, où les interactions entre les transitions et le reste du matériau sont importantes :

$$\chi(\omega) \propto (i\omega)^{-n_{LF}}, \quad 0 < n_{LF} < 1 \quad \text{Eq. III-25}$$

Cette réponse qui a la particularité de correspondre à un facteur de pertes $\tan \delta$ plat est appelée réponse CPA (*Constant-Phase-Angle*) ou comportement *flat-loss* :

$$\tan \delta = \tan\left(\frac{n_{LF}\pi}{2}\right) \quad \text{Eq. III-26}$$

L'exposant n_{LF} est empirique. La limite $n_{LF}=1$ correspondrait à une pure conduction DC, tandis qu'un exposant n_{LF} proche de 0 correspond à de faibles variations de la permittivité et des pertes diélectriques en fonction de la fréquence pour des diélectriques présentant peu de défauts.

Cette réponse est aussi appelée *Low-Frequency Dispersion* (LFD) ^[Jonscher91]. Elle diffère de la conduction directe par le fait qu'il y a stockage de charge. Notons que la conséquence de cette réponse est que l'on retrouve une dépendance en puissance du temps pour le courant, similaire à la loi de Curie-Von Schweidler.

3.4. Méthodes de caractérisation en fréquence

3.4.1. LCR-Mètre

Le LCR-Mètre ou capacimètre est l'appareil le plus communément utilisé pour mesurer le comportement en fréquence de composants et plus particulièrement des structures capacitives. Il permet de mesurer une gamme de capacité large, du pF à la centaine de nF, et une gamme d'impédance allant de $0,01 \Omega$ à $10^{10} \Omega$.

La mesure se fait en appliquant une tension sinusoïdale (Figure III-3). L'amplitude du courant comparée à celle de la tension appliquée permet d'obtenir le module de l'impédance complexe. Le déphasage du courant par rapport à la tension correspond à l'angle δ . A partir de ces deux paramètres, une conversion est faite selon le type de modèle équivalent :

-Modèle en série : l'impédance mesurée est équivalente à une capacité C_S et une résistance R_S mises en série.

-Modèle parallèle : l'impédance mesurée est équivalente à une capacité C_p et une résistance R_p en parallèle.

Ces deux modèles sont équivalents et permettent de remonter aux mêmes informations. Nous avons utilisé le modèle parallèle, dont les composantes sont reliées à la capacité complexe \tilde{C} définie dans le Tableau III-1 :

$$C_p(\omega) = C(\omega) \text{ et } R_p(\omega) = \frac{1}{\omega C''(\omega)}$$

Le LCR-Mètre permet également de réaliser des mesures $C(V)$, où V est une tension continue superposée à la tension sinusoïdale.

3.4.2. Spectroscopie diélectrique

Le principe de mesure du spectroscope diélectrique est globalement le même que celui du LCR-Mètre. Cependant, il offre de meilleures performances en termes de gammes de fréquence et d'impédance en permettant notamment de réaliser des mesures jusqu'à 10^{-6} Hz du fait qu'il dispose à son entrée d'un femtoampèremètre de grande sensibilité. Le spectroscope Novocontrol Alpha utilisé pendant cette thèse, au Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble (G2Elab) permet d'effectuer des mesures jusqu'à 10^{-6} Hz.

En termes d'impédance, l'excellente précision de mesure du courant permet de mesurer des impédances très élevées, jusqu'à $10^{14} \Omega$, ce qui est nettement supérieur à la limite de mesure du capacimètre.

Remarque : Pour nos études sur le diélectrique Low- κ , il est donc très intéressant de pouvoir effectuer des mesures jusqu'à des fréquences très basses, car c'est dans cette gamme qu'il est possible de visualiser la conduction électrique. Cependant, de telles mesures ne sont pas sans conséquence sur le temps de mesure. Une mesure entre 1 Hz et 1 MHz ne prend que quelques secondes, tandis qu'en-dessous du Hz, la durée de mesure varie avec l'inverse de la fréquence pour chaque point de mesure ; par exemple une mesure jusqu'à 10^{-2} Hz prendra environ 30 minutes et une mesure jusqu'à 10^{-6} Hz nécessitera presque 2 mois de mesure.

Pour des raisons de disponibilité de l'équipement et de recuits possibles à haute température, les mesures ont été faites jusqu'à des fréquences basses de 10^{-3} - 10^{-2} Hz.

4. GEOMETRIE DES STRUCTURES DE TEST ÉTUDIÉES

4.1. Description des structures peigne-peigne

Les structures peigne/peigne sont les structures capacitatives dédiées à la caractérisation du diélectrique IMD. Elles sont constituées de deux peignes imbriqués (Figure III-9).

La surface est variable, selon le nombre de doigts des peignes et leur longueur. La géométrie de la structure dépend de l'espacement s entre les électrodes et de la largeur w des doigts.

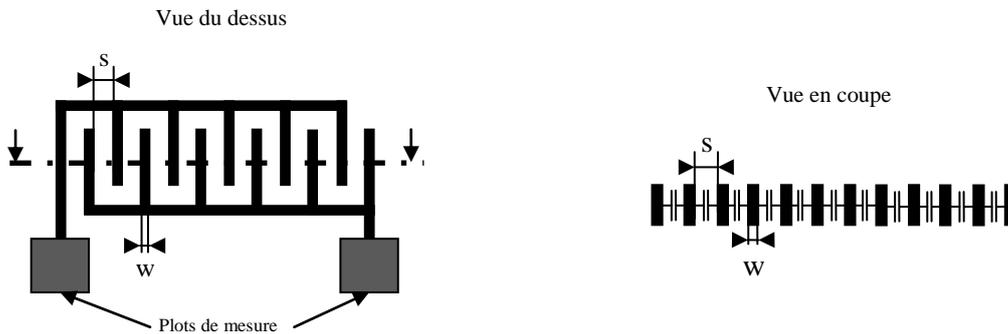


Figure III-9 : Schéma des structures peigne/peigne.

Les plots de mesure vont permettre d'appliquer une tension V entre les deux peignes et de mesurer le courant $I(V,t)$ correspondant à la réponse du diélectrique :

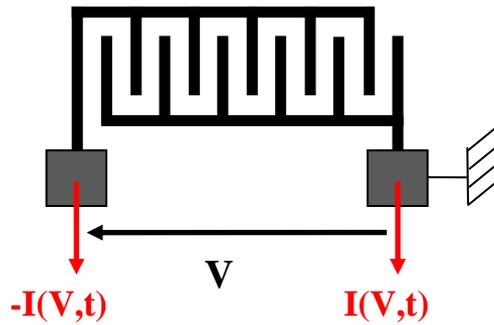


Figure III-10 : Tension V appliquée entre les plots de mesure et mesure du courant $I(V,t)$.

La géométrie de la structure entraîne des inhomogénéités du champ le long de la structure, particulièrement au niveau des extrémités des doigts et à cause des effets de bord. Cependant, nous avons considéré pour nos études le champ moyen V/s entre les doigts des peignes.

L'intérêt de ces structures est de permettre d'obtenir des capacités et des courants de fuite relativement élevés, tout en limitant l'encombrement.

La Figure III-11 rappelle la structure de l'empilement diélectrique dans lequel est intégré le diélectrique Low- κ SiOCH poreux et le schéma de la tension appliquée entre les peignes : le SiCN de constante diélectrique $\kappa \approx 5$ et le SiO₂ constituent également l'empilement.

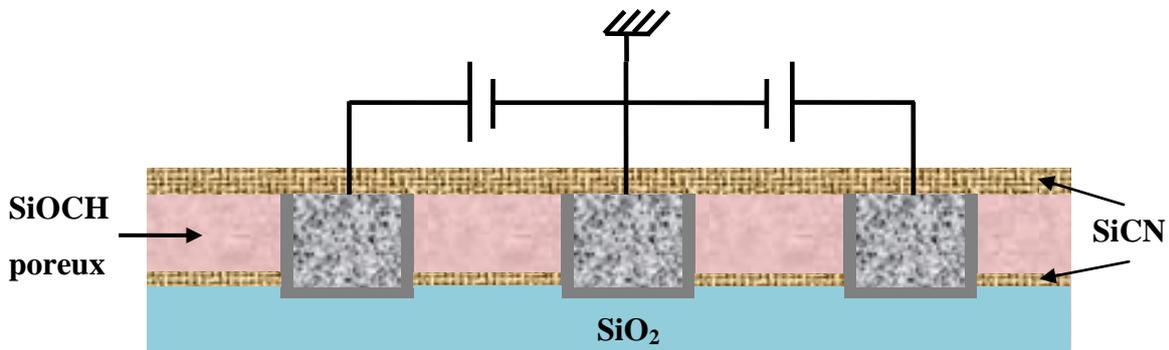


Figure III-11 : Schéma de la coupe des structures de test étudiées.

Les structures étudiées dans le cadre de notre étude comportent le diélectrique Low- κ SiOCH poreux de constante diélectrique $\kappa=2,5$ protégé par une couche de SiCN de constante $\kappa=5$.

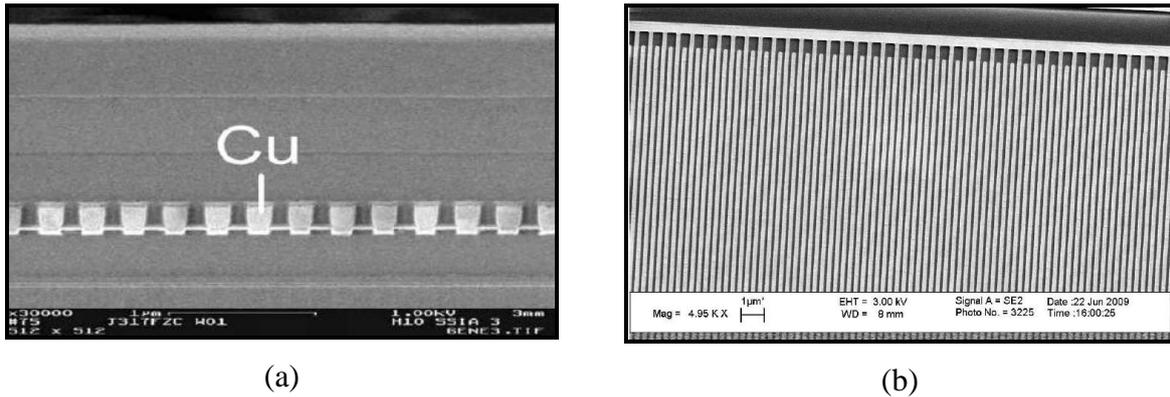


Figure III-12 : (a) Vue en coupe d'une structure de test semblable à celles étudiées. (b) Vue de dessus de la structure peigne-peigne (microscope électronique à balayage MEB) [Vilmay¹⁰].

4.2. Caractérisation sur plaque ou en boîtier. Nœuds technologiques

Les tests et caractérisations peuvent être menés directement sur la plaque ou bien en boîtier, après découpe de ces dernières.

Les tests sur plaque, réalisés en sortie de production, ont pour objectif de sonder directement l'impact des procédés d'élaboration.

Les tests en boîtier vont permettre de sonder le fonctionnement dans les conditions nominales, en prenant en compte l'étape du *packaging* présente dans la conception du produit final. Comme déjà évoqué, ces deux types de caractérisation ont été menés dans le cadre de notre étude. Les données géométriques de ces structures sont précisées au début des deux chapitres de résultat.

Remarque : Au démarrage de ces travaux de thèse, nous avions à notre disposition des puces *packagées* en technologie 65 nm. Les évolutions technologiques réalisées chez STMicroelectronics sur la période de cette thèse nous ont amené par la suite à mener des analyses sur puces dans des technologies 45 nm. L'objectif de nos travaux étant plus centré sur le développement d'outils de diagnostics de l'état du Low- κ en fonctionnement nominal que sur l'impact du procédé d'élaboration, nous n'avons pas été pénalisés par rapport au but fixé. Ceci étant, il aurait été intéressant de pouvoir également mener des études sur puces dans la technologie 65 nm mais il ne fut pas possible de disposer de nouvelles plaques en milieu de thèse. De la même façon, les travaux étaient trop avancés pour pouvoir mener des découpes sur puces en technologie 45 nm. Les études menées sont résumées dans le tableau suivant.

Tableau III-3 : Tableau récapitulatif des études menées selon la technologie et l'encapsulation.

	Mesures sur puces encapsulées après découpe	Mesures sur puces
Technologie 65 nm	X (Chapitre IV)	--
Technologie 45 nm	--	X (Chapitre V)

5. RÉSUMÉ – SYNTHÈSE

Pour comprendre le comportement du diélectrique lorsqu'il est soumis à une contrainte électrique, nous proposons d'étudier le courant mesuré en fonction du temps et le comportement de la capacité et des pertes diélectriques en fonction de la fréquence. Ces deux types de caractérisation sont corrélés. La nature et les caractéristiques des différents phénomènes qui se manifestent, dans la mesure du courant en fonction du temps et dans la mesure de la capacité et des pertes diélectriques en fonction de la fréquence, ont été présentées. Les notions plus fondamentales associées aux mécanismes de polarisation (plus particulièrement au niveau des interfaces) décrites dans le chapitre précédent, ont ici été formalisées au niveau des équations électriques représentatives de la mesure à travers des termes capacitifs, résistifs, des conductivités et des susceptibilités. L'étude du courant de conduction va nous permettre de comprendre le mécanisme de conduction limitant et d'extraire par les modèles de conduction, des paramètres caractéristiques de l'intégrité électrique du diélectrique. La spectroscopie d'impédance constitue un outil de caractérisation intéressant pour permettre une caractérisation non-destructive à basse fréquence nous donnant accès à des phénomènes lents comme la conduction et la relaxation de charges d'espace.

CHAPITRE IV– CARACTERISATION ELECTRIQUE DU DIELECTRIQUE IMD : ETUDE DU COMPORTEMENT EN FONCTIONNEMENT NOMINAL

Le premier objectif de cette thèse est de comprendre le comportement électrique du diélectrique SiOCH intégré dans un empilement IMD d'interconnexions. Ce qui nous intéresse est le mécanisme de conduction au cours du fonctionnement nominal du diélectrique. En effet, les courants de fuite sont une cause de consommation de puissance, néfaste pour le fonctionnement du circuit. C'est pourquoi nous nous sommes attachés, dans cette partie, à comprendre la réponse du diélectrique et à modéliser son comportement afin d'en extraire des paramètres caractéristiques de l'intégrité électrique du diélectrique. Les structures étudiées ont été mises en boîtier, conformément à l'état final du produit, et la réponse électrique dans les basses tensions, proches de la tension en fonctionnement réel, a pu être observée. Par la mesure des courants et du comportement dynamique par spectroscopie d'impédance, l'objectif est d'obtenir une modélisation la plus complète possible du comportement électrique de telles structures. L'origine des charges électriques détectées est discutée en confrontant nos résultats à différents modèles issus de la littérature et adaptés pour nos travaux.

1. DESCRIPTION DES DISPOSITIFS ÉTUDIÉS

1.1. Description des structures

Les structures étudiées dans cette partie sont des géométries peignes-peignes réalisées en technologie 65 nm. L'étude a été faite pour plusieurs espacements s avec une largeur de ligne $w=90$ nm.

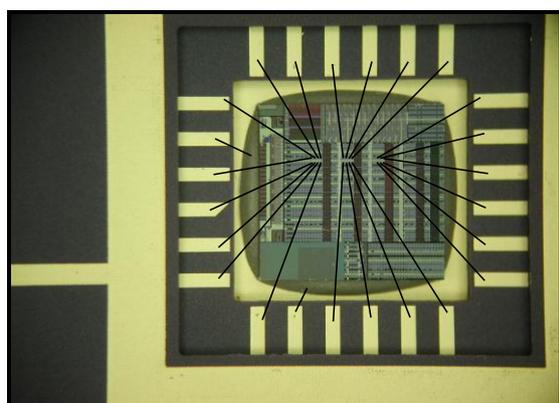
Tableau IV-1 : Dimensions des structures peigne-peigne étudiées.

Largeur de ligne w	Espacement nominal s	Longueur totale L
90 nm	90 nm	657069 μm
	110 nm	788568 μm
	140 nm	872868 μm
	180 nm	980768 μm

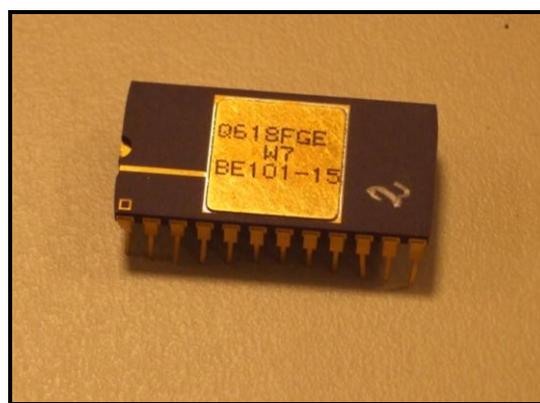
1.2. Mise en boîtier

La découpe et la mise en boîtier des puces ont été effectuées par un sous-traitant.

La découpe se fait avec une scie et en présence d'eau. Le câblage entre les contacts des structures et le boîtier est en aluminium (Figure IV-1 (a)). Les boîtiers sont des boîtiers DIL (*Dual In Line package*) avec 24 broches (Figure IV-1 (b)). Les boîtiers sont ensuite fermés par un capot hermétique sous azote sec.



(a)



(b)

Figure IV-1 : (a) Photo de la puce découpée et câblée dans le boîtier. (b) Photo du boîtier DIL24.

2. ANALYSE DE LA RÉPONSE ÉLECTRIQUE

Pour étudier le comportement électrique du diélectrique IMD de ces structures aux conditions de fonctionnement réel, nous avons sondé la réponse électrique à champs faibles, typiquement inférieurs à 1 MV/cm, pour lesquels le courant peut être mesuré en fonction du temps.

La Figure IV-2 présente les dépendances de la densité de courant relevées en fonction de la tension appliquée, de la température et de l'espacement s :

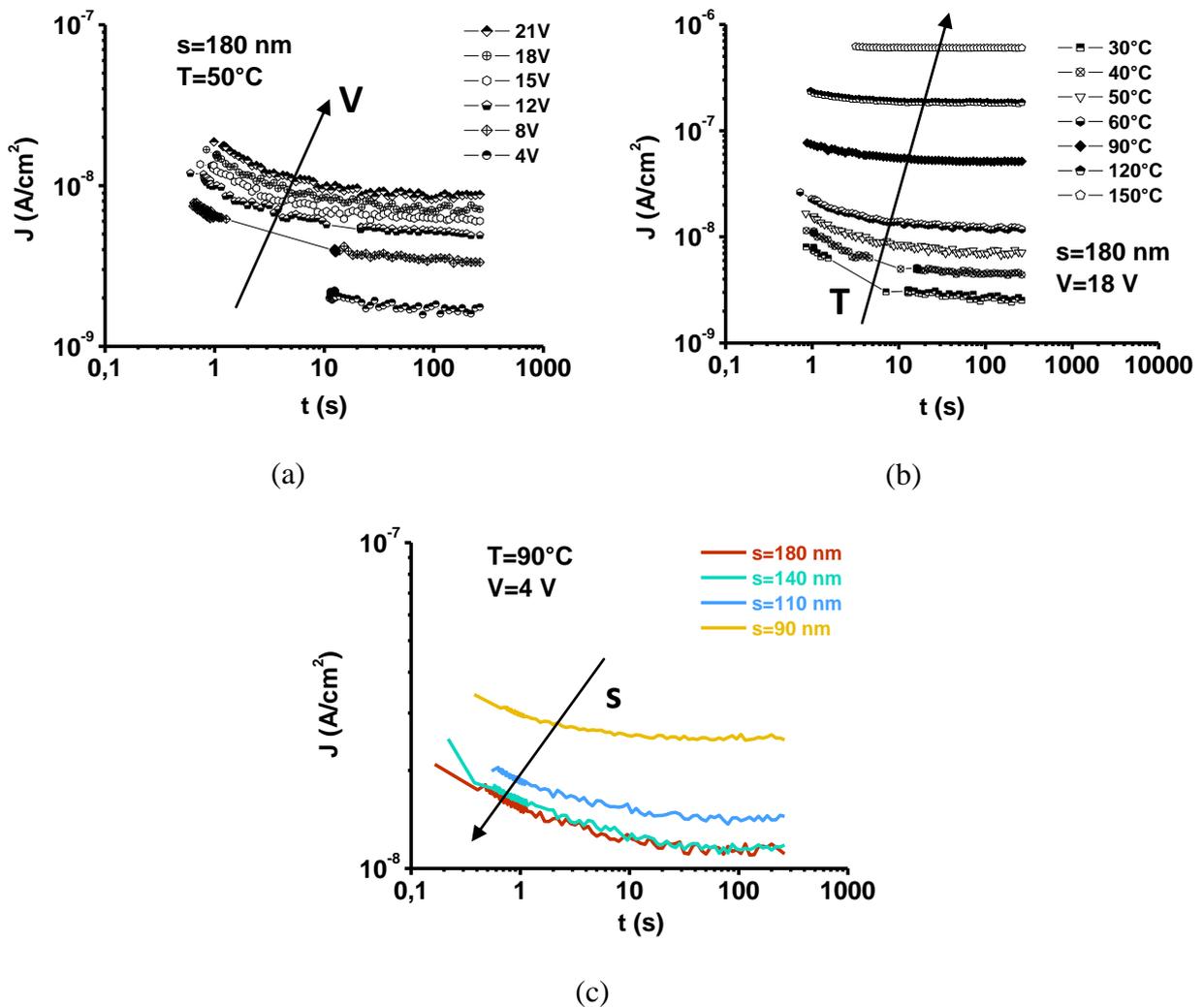


Figure IV-2 : Dépendances caractéristiques de la densité de courant en fonction de la tension, de la température et de l'espacement s : (a) Dépendance en tension pour $s=180$ nm à 50°C , (b) Dépendance en température pour $s=180$ nm et 18 V, (c) Dépendance en s à 90°C et 4 V.

On peut noter que la densité de courant décroît au cours du temps jusqu'à atteindre un régime stationnaire. Les constantes de temps liées à cette décroissance diffèrent suivant la tension, la température et la géométrie de la structure.

- En fonction de la tension (Figure IV-2 (a)), la densité de courant augmente lorsque la tension augmente ;
- En fonction de la température (Figure IV-2 (b)), la densité de courant augmente et se stabilise plus rapidement lorsque la température augmente ;
- En fonction de l'espacement s (Figure IV-2 (c)), la densité de courant est d'autant plus élevée que l'espacement s est faible.

Analysons plus en détails les comportements observés sur la Figure IV-2. Pour cela, normalisons la densité de courant par le champ appliqué E_{elec} (Figure IV-3).

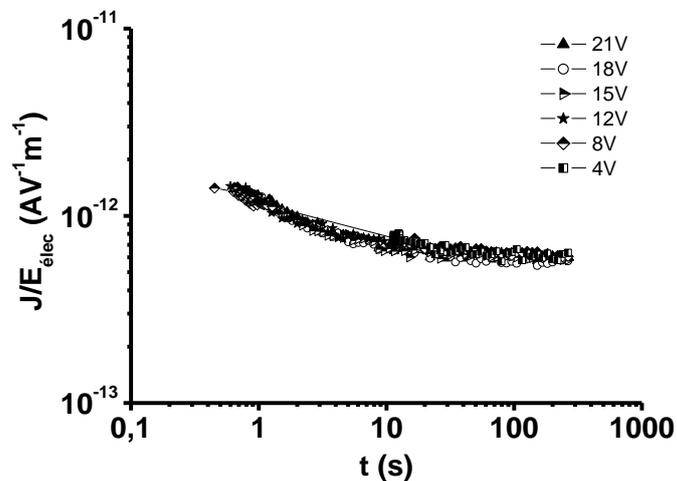


Figure IV-3 : Normalisation de la densité de courant par le champ appliqué E_{elec} (50°C et $s=180\text{ nm}$).

Le courant permanent qui s'établit correspond au courant de conduction (Chapitre III2.2.2). On observe que la réponse transitoire normalisée par le champ est indépendante du champ appliqué E_{elec} . Ceci permet d'identifier la partie transitoire comme un courant de relaxation caractéristique de la réponse diélectrique du matériau (Chapitre III2.2.1.b).

Par conséquent, nous pouvons représenter la densité de courant par la somme d'un courant transitoire, modélisé par la loi de Curie-Von Schweidler qui correspond au courant de relaxation, et d'un courant de conduction :

$$J(t, E_{\text{elec}}) = B' E_{\text{elec}} t^{-n_{\text{CS}}} + J_{\text{Cond}}(E_{\text{elec}}) \quad \text{Eq. IV-1}$$

où la constante B' est indépendante du champ appliqué, l'exposant n_{CS} relatif à la loi de Curie-von Schweidler est proche de 1 et J_{cond} est le courant de conduction.

La Figure IV-4 montre la modélisation de la densité de courant en fonction du temps à partir de l'équation Eq. IV-1 :

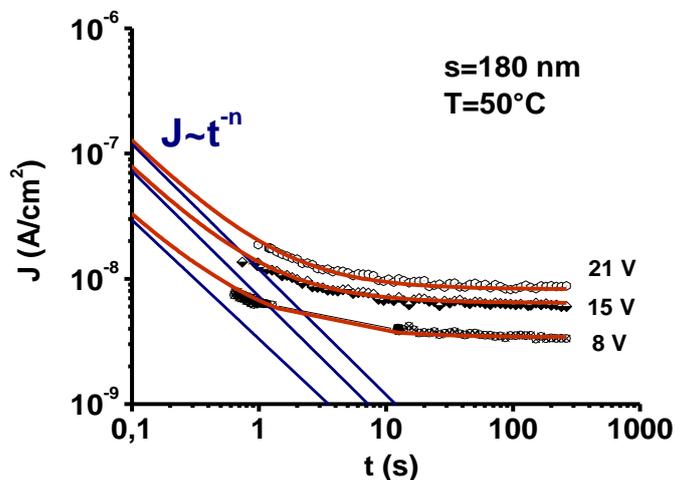


Figure IV-4 : Modélisation de la densité de courant en fonction du temps pour trois tensions appliquées (21 V, 15 V et 8V) à 50°C pour $s=180$ nm. Les courants de relaxation sont représentés en bleu par la loi de Curie-von Schweidler avec $n_{CS} \approx 1$.

Les courants de conduction sont détectables environ 10 secondes après l'application de la tension. Il est donc possible de mesurer les courants de conduction en fonction de la tension, en appliquant une rampe de tension, avec des pas de temps d'au moins 10 secondes entre les points de mesure.

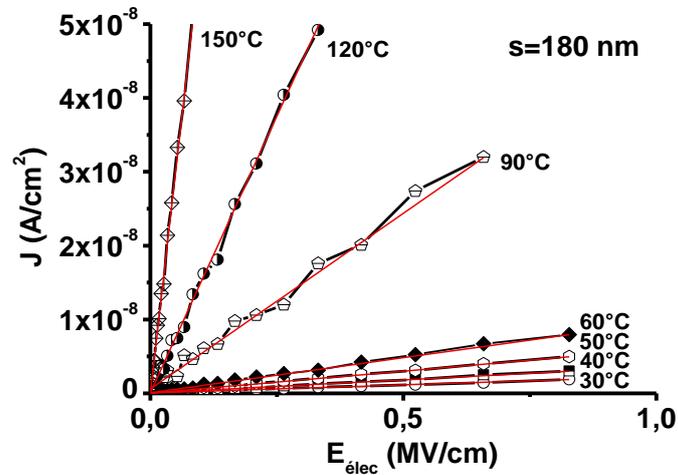
La Figure IV-5 montre les courants de conduction, mesurés pour des champs inférieurs à 1 MV/cm entre 30°C et 150°C, pour les espacements $s=180$ nm et $s=90$ nm.

Les courants de conduction $J(E_{elec})$ obtenus entre 30°C et 150°C en fonction du champ peuvent être modélisés par un comportement ohmique :

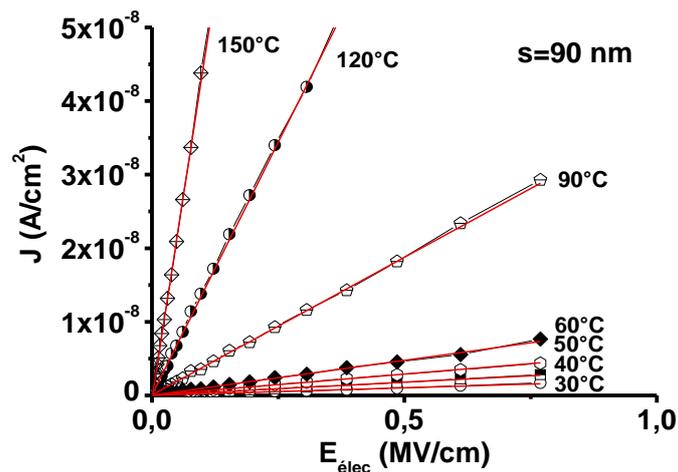
$$J(E_{elec}, T) = \sigma_{Ohm}(T) E_{elec} \quad \text{Eq. IV-2}$$

En régime de fonctionnement nominal, le diélectrique IMD est soumis à une tension V_{DD} de l'ordre de 1 V, ce qui correspond à un champ d'environ 0,16 MV/cm pour le plus petit espacement s de 90 nm. Par conséquent, nous pouvons mesurer le courant de fuite qui s'établit effectivement en régime de fonctionnement à travers le diélectrique.

Pour comprendre le mécanisme de conduction à l'origine de ce courant de fuite, nous allons étudier la conductivité ohmique et sa dépendance en fonction de la température.



(a)



(b)

Figure IV-5 : Courants de conduction mesurés pour des champs inférieurs à 1 MV/cm entre 30°C et 150°C : (a) $s=180$ nm, (b) $s=90$ nm.

3. MODÉLISATION DE LA CONDUCTION EN RÉGIME OHMIQUE

L'objectif de cette partie est de modéliser la conduction observée à faible champ. En régime ohmique, la dépendance de la conductivité en fonction de la température va nous renseigner

sur le mécanisme de conduction et les modèles que l'on pourra appliquer vont nous permettre d'extraire les paramètres caractéristiques.

3.1. Etude de la conductivité en fonction de la température

3.1.1. Effet de l'espacement

Nous avons établi que le courant de fuite dans le diélectrique IMD est ohmique pour des champs inférieurs à 1MV/cm. Cette conduction ohmique est mesurée sur une large gamme de températures, entre 30°C et 200°C. La dépendance en température de la conductivité ohmique σ_{Ohm} va être le critère pour nous aider à mieux comprendre le mécanisme de conduction.

La Figure IV-6 montre la conductivité ohmique extraite en fonction de la température pour les quatre espacements de diélectrique IMD étudiés :

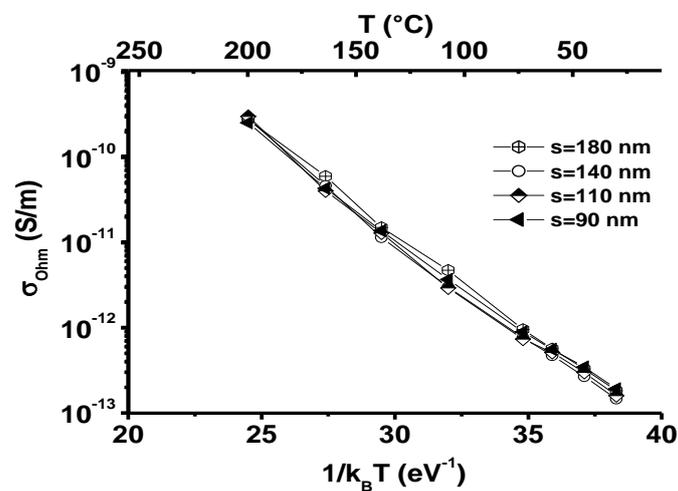


Figure IV-6 : Conductivités ohmiques en fonction de la température pour les quatre espacements.

La conductivité ohmique est la même pour les quatre espacements traduisant un même mécanisme de conduction à l'origine du courant de fuite. Ce mécanisme de conduction est activé en température.

3.1.2. Modèles de dépendance en température

3.1.2.a. Loi d'Arrhénius

La conductivité extraite précédemment peut être modélisée par la loi d'Arrhénius :

$$\sigma_{Arrh}(T) = \sigma'_{00} \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad \text{Eq. IV-3}$$

où E_a est l'énergie d'activation liée au mécanisme et le facteur pré-exponentiel σ'_{00} est indépendant de la température T .

La Figure IV-7 montre la représentation de la conductivité par une loi activée en température.

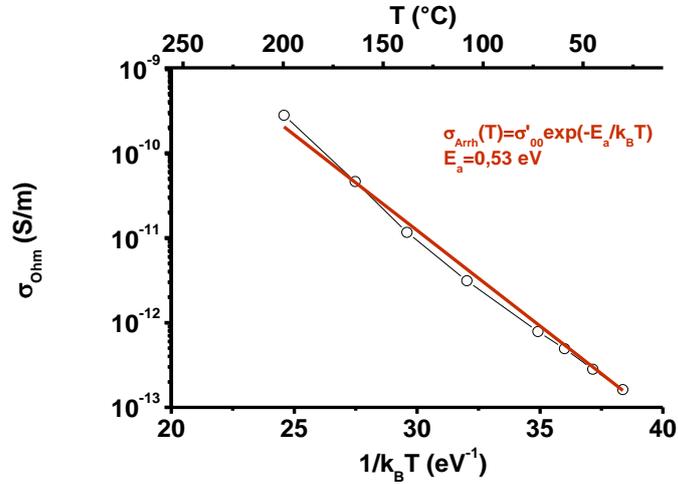


Figure IV-7 : Représentation de la conductivité par une loi activée en température.

Pour l'ensemble des conductivités mesurées, on obtient une énergie d'activation E_a comprise entre 0,50 eV et 0,55 eV.

Cette dépendance en température correspondrait au modèle de mécanisme de conduction par sauts de Mott, à haute température, dit NNH (*Nearest Neighbour Hopping*) [Mott71], l'énergie d'activation E_a correspond alors à la différence d'énergie moyenne à surmonter à chaque saut.

3.1.2.b. Loi de Mott

La conductivité ohmique peut également être représentée par la loi de Mott pour la conduction par sauts, à basse température, qui correspond au mécanisme VRH (*Variable Range Hopping*) :

$$\sigma_{\text{VRH}}(T) = \sigma_{00} \exp\left(-\frac{T_0^{1/4}}{T^{1/4}}\right) \quad \text{Eq. IV-4}$$

où $T_0^{1/4}$ est la constante de Mott et le facteur pré-exponentiel σ_{00} est indépendant de la température.

La Figure IV-8 montre la conductivité représentée dans la loi de Mott, en fonction de la température $T^{-1/4}$.

La constante $T_0^{1/4}$, qui est un paramètre de la modélisation, est liée à la densité de défauts volumique $N(E_F)$ au niveau de Fermi E_F mise en jeu dans la conduction :

$$T_0^{1/4} \propto \frac{1}{N(E_F)} \quad \text{Eq. IV-5}$$

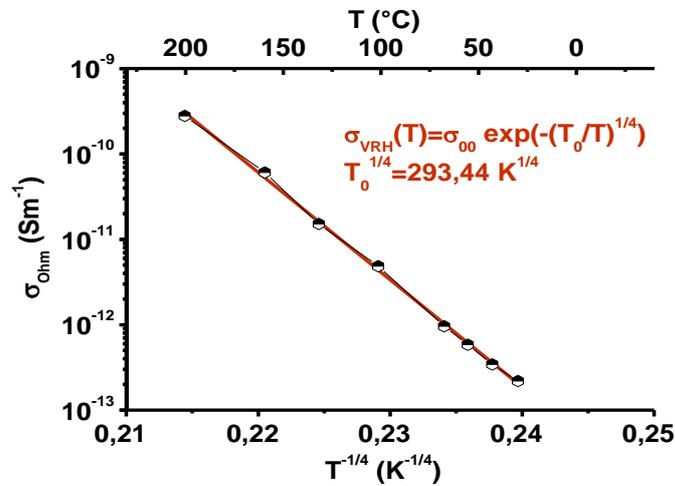


Figure IV-8 : Représentation de Mott pour la conductivité en fonction de la température.

On obtient ainsi une constante $T_0^{1/4}$ comprise entre 230 et 330 $K^{1/4}$ et centrée sur 290 $K^{1/4}$.

Dans le modèle de Godet sur la conduction VRH, qui se base sur le formalisme introduit par Mott, la loi de Mott qui décrit la conduction est valable sur toute la gamme de température, et l'énergie d'activation E_a est une énergie d'activation apparente, également reliée à la densité de défauts $N(E_F)$ [Godet01].

Il faut noter que ce mécanisme de conduction par sauts VRH à bas champs a déjà été rencontrée dans des matériaux Low- κ similaires ($\kappa=2,4$) et intégrés dans un empilement IMD [Guedj05a]. La constante $T_0^{1/4}$ obtenue entre 338 $K^{1/4}$ et 473 $K^{1/4}$ suggère une densité de défauts $N(E_F)$ plus faible que celle obtenue dans nos structures.

En nous basant sur le modèle de Godet sur la conduction VRH à faibles champs, nous avons donc traité la conductivité par la loi de Mott et exploité les deux paramètres que l'on extrait, à savoir le facteur σ_{00} et la pente $T_0^{1/4}$.

3.2. Modèle de Godet

Le modèle de Godet s'appuie sur la corrélation entre les paramètres σ_{00} et $T_0^{1/4}$ de la loi de Mott, pour identifier la forme de la distribution de densité d'états $N(E)$ mise en jeu dans la conduction VRH.

3.2.1. Corrélation entre les paramètres de Mott

La Figure IV-9 regroupe tous les couples $[\sigma_{00}, T_0^{1/4}]$ que nous avons extraits par la loi de Mott. Comme les conductivités ohmiques extraites pour les différents espacements s ont des comportements identiques, nous pouvons utiliser la répartition de tous ces couples pour déterminer le signe de la corrélation entre σ_{00} et $T_0^{1/4}$.

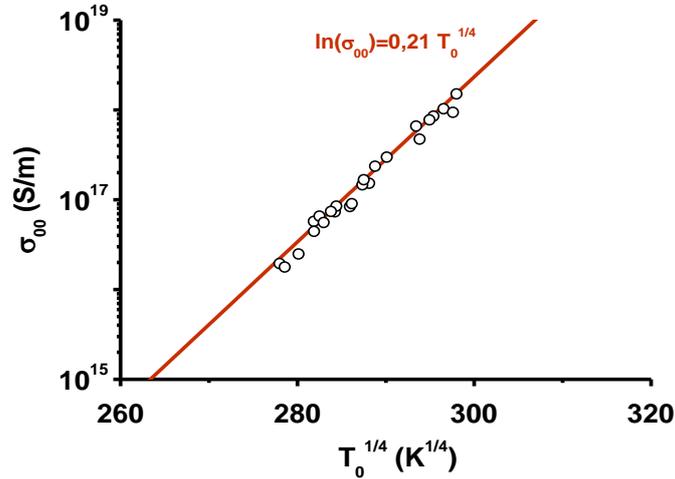


Figure IV-9 : Regroupements des couples $[\sigma_{00}, T_0^{1/4}]$ extraits par la loi de Mott.

La corrélation positive entre les paramètres σ_{00} et $T_0^{1/4}$ est claire. En effet, les points sont alignés sur une droite linéaire $\ln(\sigma_{00})$ en fonction de $T_0^{1/4}$ avec une pente de $0,21 \text{ K}^{-1/4}$.

Nous pouvons donc conclure que la distribution de densité d'états mise en jeu dans la conduction VRH dans le diélectrique IMD peut être représentée par une distribution exponentielle :

$$N(E) = \frac{N_0}{E_0} \exp\left(\frac{E}{E_0}\right) \quad \text{Eq. IV-6}$$

où N_0 est la densité d'états localisés définie par $N_0 = \left(\frac{\gamma}{2}\right)^3$ et E_0 est l'énergie caractéristique de

la distribution énergétique (l'origine des énergies est situés au bas de la bande de conduction).

D'après le modèle de Godet, la constante T_0 est donc reliée à la densité d'états $N(E_F)$ par :

$$T_0 \gamma^{-3} N(E_F) k_B = 310 \quad \text{Eq. IV-7}$$

Le terme $\gamma^{-3} N(E_F)$ obtenu est compris entre $3,2 \cdot 10^{-4}$ et $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^{-1}$.

Par conséquent, la conduction qui a lieu à bas champs peut être modélisée par une conduction VRH par une distribution exponentielle $N(E)$ de densité d'états localisés.

La densité d'états $N(E)$ et la densité $N(E_F)$ commandent la dépendance en température de la conductivité et sa valeur. Elles constituent donc des paramètres d'évaluation de l'intégrité électrique du diélectrique IMD. Nous allons maintenant exploiter le modèle de Godet afin de déterminer la distribution $N(E)$.

3.2.2. Détermination de la distribution de densité d'état $N(E)$

La détermination de la distribution de densité d'états $N(E)$ nécessite de connaître le rayon de localisation γ^{-1} et la fréquence de phonons ν_{ph} . La fréquence de phonons ν_{ph} typique est de 10^{12} Hz. Concernant le rayon de localisation, Godet suggère une valeur typique de $\gamma^{-1}=5 \text{ \AA}$.

Nous avons noté que la constante $T_0^{1/4}$ est directement reliée à la densité de défauts $N(E_F)$. σ_{00} est un facteur caractéristique de la forme de la distribution et il est relié à l'énergie caractéristique E_0 . Dans le modèle de Godet, les courbes $\sigma_{00}(T_0^{1/4})$ sont paramétrées par la valeur de E_0 .

La Figure IV-10 montre la position des couples $[\sigma_{00}, T_0^{1/4}]$ par rapport aux courbes $\sigma_{00}(T_0^{1/4})$ déterminées en fonction de E_0 , paramétrées entre 0,05 eV et 0,30 eV :

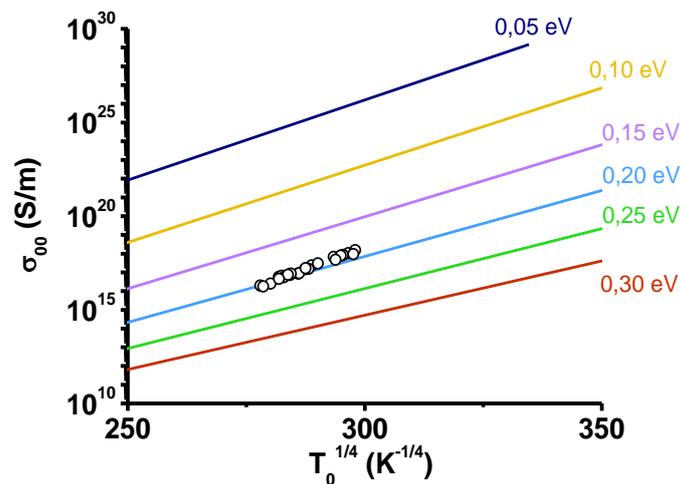


Figure IV-10 : Comparaison entre les couples $[\sigma_{00}, T_0^{1/4}]$ extraits et les tracés du modèle de Godet paramétrés par l'énergie E_0 ($\nu_{ph}=10^{12}$ Hz).

On constate que les points sont situés à proximité de la courbe $\sigma_{00}(T_0^{1/4})$ qui correspond à une valeur de 0,20 eV pour E_0 . A partir de ce graphe et de l'équation Eq. IV-7, nous pouvons donc déterminer le paramètre E_0 et la densité d'états $N(E_F)$ qui décrivent complètement la distribution de la densité d'états. Nous trouvons une densité d'états $N(E_F)$ d'environ $4.10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. Ces paramètres nous permettent alors de reconstruire la conductivité ohmique théorique du modèle de Godet (Figure IV-12).

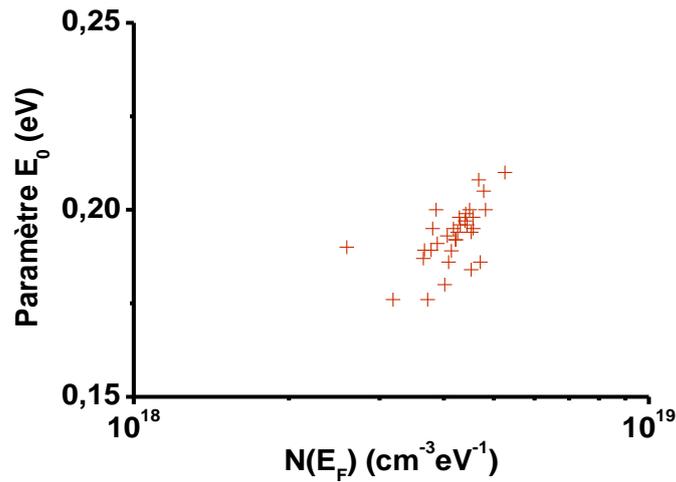


Figure IV-11 : Ensemble des couples $[N(E_F), E_0]$ extraits par le modèle de Godet ($v_{ph}=10^{12}$ Hz et $\gamma^{-1}=5$ Angstroms).

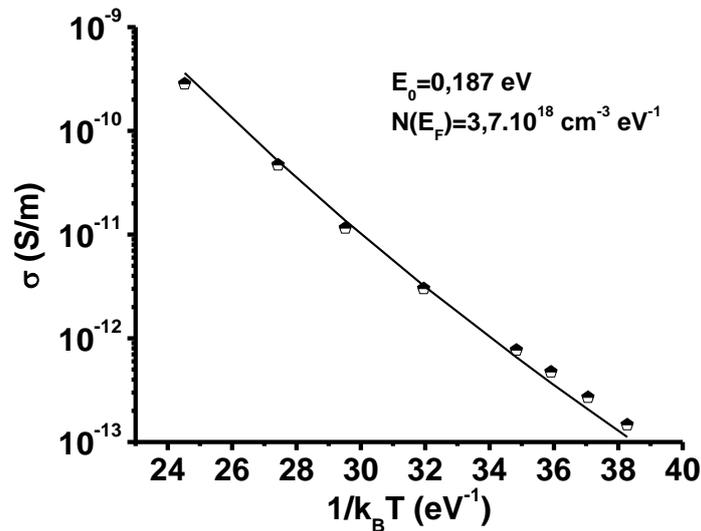


Figure IV-12 : Comparaison entre la conductivité ohmique mesurée et la conductivité VRH dans la queue de bande selon le modèle de Godet.

On observe un très bon accord entre le modèle de Godet et nos résultats expérimentaux, entre 30°C et 200°C.

3.2.3. Localisation du transport dans la distribution de densité d'état $N(E)$

La densité d'états $N(E_F)$ permet donc de situer le niveau de Fermi E_F relativement au sommet de la distribution $N(E)$:

$$N(E_F) = \frac{N_0}{E_0} \exp\left(\frac{E_F}{E_0}\right)$$

La Figure IV-13 montre le niveau de Fermi E_F que l'on extrait en fonction du paramètre E_0 :

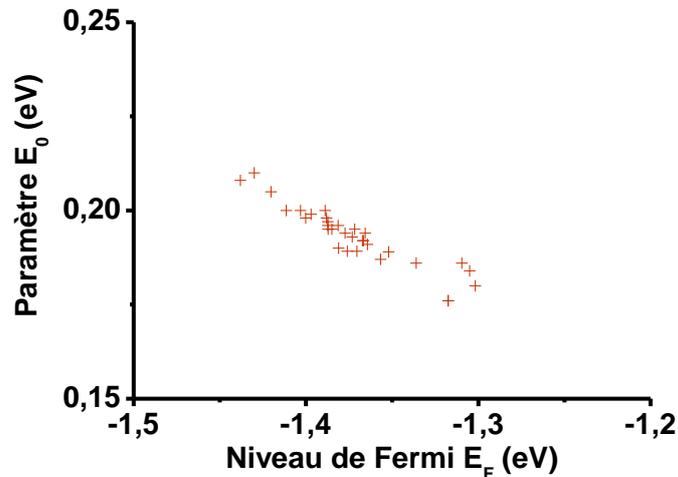


Figure IV-13 : Extraction du niveau de Fermi E_F , à partir de la densité d'états $N(E)$ utilisée dans le modèle de Godet ; en fonction du paramètre E_0 caractéristique.

On obtient donc un niveau de Fermi E_F compris entre **-1,45 et -1,30 eV**.

Le niveau de Fermi détermine les probabilités d'occupation des états localisés de la distribution $N(E)$. Dans le formalisme introduit par Godet, pour chaque niveau d'énergie E , il existe une longueur de saut optimale $R_h(E)$, qui délimite la sphère contenant les sites vides d'énergie inférieure à E et disponibles pour un saut ^[Godet03]. La probabilité d'occupation des sites régit donc la longueur $R_h(E)$. A chaque niveau d'énergie E correspond donc une conductivité élémentaire $\delta\sigma_{Ohm}(E)$ à faible champ dont l'intégration sur la distribution $N(E)$ est la conductivité ohmique $\sigma_{Ohm}(T)$.

La conductivité élémentaire $\delta\sigma_{Ohm}(E)$ présente un maximum à un niveau d'énergie noté E_T , qui correspond au chemin de transport dominant ^[Godet02].

La densité d'états au niveau E_T dépend de la température selon l'expression :

$$N(E_T) = \left(\frac{2k_B T \gamma}{3} \right)^3 E_0^{-4} \quad \text{Eq. IV-8}$$

La Figure IV-14 montre donc le niveau E_T où se situe le chemin de conduction VRH dominant et le niveau de Fermi E_F et les densités d'états correspondantes, en fonction de la température :

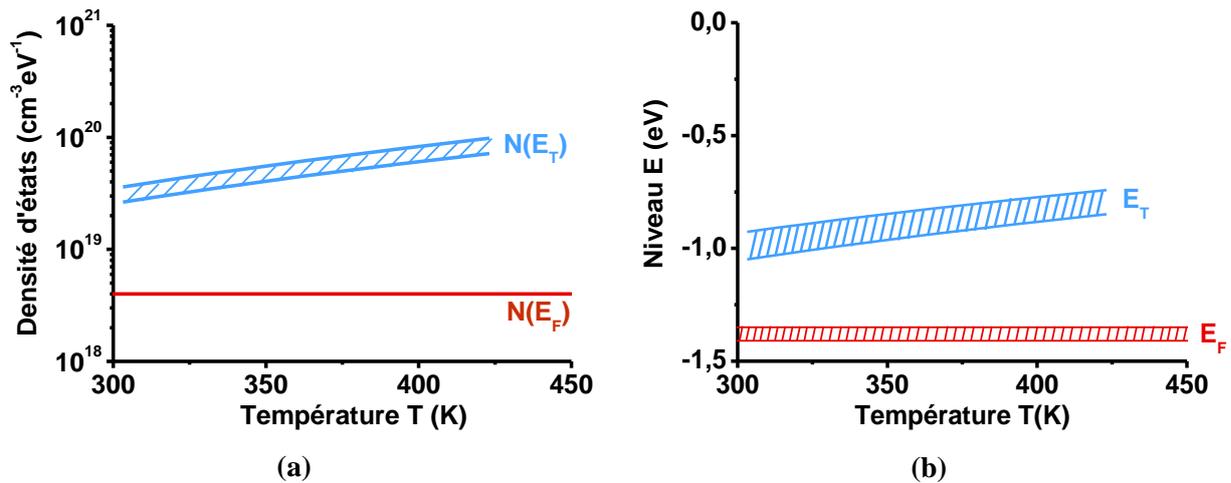


Figure IV-14 : Evolution du niveau énergétique E_T correspondant au chemin de conduction dominant en fonction de la température, d'après le modèle de Godet : (a) densité d'états $N(E_T)$ comparé à la densité d'états $N(E_F)$, (b) niveau E_T comparé au niveau de Fermi E_F .

Donc, le chemin de conduction dominant a lieu entre des états localisés situés à une profondeur E_T en dessous de la bande de conduction, qui dépend de la température :

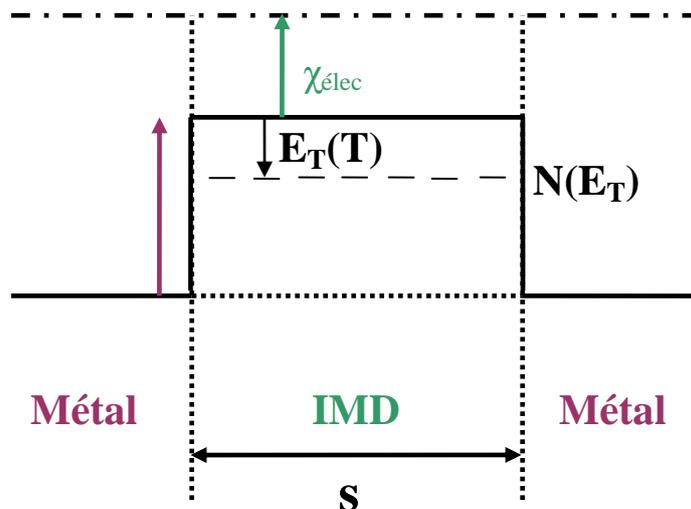


Figure IV-15 : Schéma du niveau dominant E_T pour la conduction par sauts dans la structure MIM.

L'étude de la dépendance en température de la conductivité ohmique nous a permis de déterminer le mécanisme de conduction qui prend place dans le diélectrique à faible champ électrique. Grâce au modèle de Godet, nous avons pu mettre en évidence que le chemin de conduction par sauts a lieu préférentiellement au niveau des défauts situés à une profondeur $E_T = -1\text{eV}$ et de densité $N_T = 3.10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, à température ambiante. Nous pouvons donc quantifier l'état du diélectrique lié au courant de fuite.

Pour compléter cette modélisation, nous avons étudié le comportement électrique dynamique par spectroscopie d'impédance. Nous présentons les premiers résultats corrélés avec les analyses précédentes.

4. COMPORTEMENT DYNAMIQUE

Pour étudier le comportement dynamique par spectroscopie d'impédance, les mesures ont consisté à appliquer une tension sinusoïdale d'amplitude $V_{\text{rms}}=0,5 \text{ V}$, faible par rapport aux tensions appliquées précédemment dans l'étude de la réponse temporelle. Les mesures ont été faites entre 10^{-4} - 10^{-3} Hz et 10^6 Hz . Pour présenter les mesures, dans toute la suite du manuscrit, la fréquence de mesure et les pertes diélectriques sont représentées en échelle logarithmique. Compte tenu de la faible variation de la capacité (moins d'une décade), cette dernière est représentée en échelle linéaire.

Cette partie présente les observations et les premiers résultats sur l'application de cette méthode de caractérisation électrique sur nos structures. Nous nous sommes intéressés à deux structures, *a priori* identiques, mais dont les réponses diélectriques ont différé probablement par le fait de problèmes survenus lors de la découpe et l'encapsulation des puces.

4.1. Analyse de la réponse dynamique

La Figure IV-16 reporte la capacité et les pertes diélectriques pour deux structures (nommées 1^{er} cas et 2nd cas) ayant un même espacement s et *a priori* identiques. La principale différence observée entre ces deux cas apparaît dans la capacité. Aux fréquences intermédiaires entre 1

Hz et 10^6 Hz, on observe dans un premier cas, une augmentation de la capacité vers les basses fréquences (Figure IV-16 (a)) alors que dans le deuxième cas, la capacité semble constante (Figure IV-16 (a')). L'échantillon présentant les valeurs de capacité les plus élevées (2nd cas) présente en revanche des pertes plus faibles.

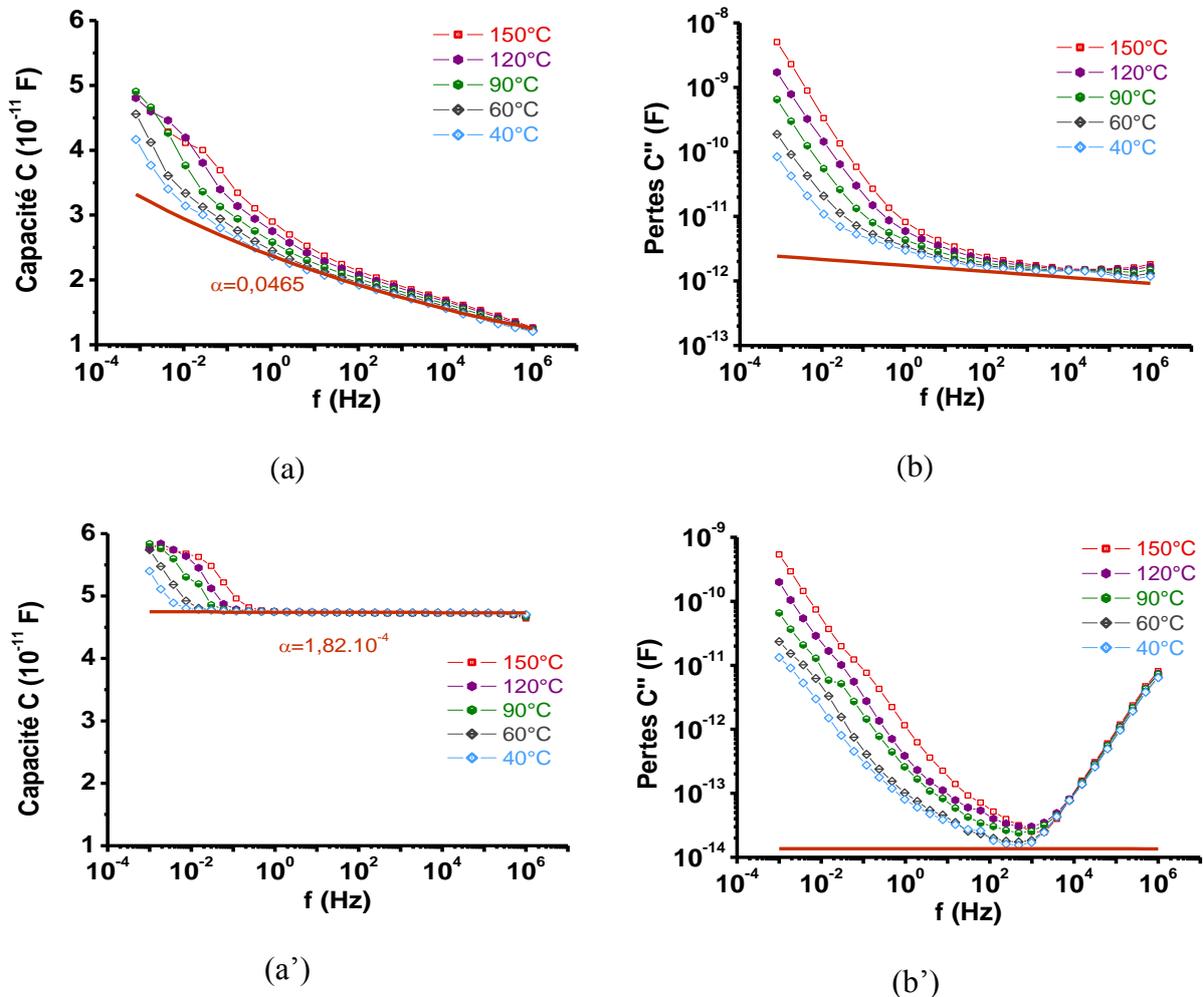


Figure IV-16 : Deux réponses dynamiques observées en fonction de la température (entre 40°C et 150°C) pour un espacement $s=140$ nm : 1^{er} cas : (a) Capacité et (b) Pertes diélectriques ; 2nd cas : (a') Capacité et (b') Pertes diélectriques.

Il est intéressant de relever que l'augmentation importante des pertes avec la diminution de la fréquence s'accompagne également d'une augmentation de la capacité. Ceci est vérifié pour les deux structures. Avec l'augmentation de la température, cet effet est encore plus prononcé. On relève également que les pertes diélectriques mesurées dans le deuxième cas (Figure IV-16 (b')) montrent une augmentation vers les hautes fréquences, à partir de 10^4 Hz. Cette augmentation correspond à la contribution de la résistance en série du circuit extérieur

(contribution des contacts, des peignes et des fils) traduisant clairement un changement du matériau après encapsulation dans l'une et/ou l'autre structure.

Nous avons étudié le comportement de la capacité aux fréquences intermédiaires. On observe qu'elle peut être modélisée par un comportement en puissance :

$$C(f) \propto f^{-n_{LF}} \quad \text{Eq. IV-9}$$

avec $n_{LF} = 4.10^{-2}$ pour le 1^{er} cas et $n_{LF} = 1.810^{-4}$ pour le 2nd cas (modélisation matérialisée par les lignes rouges dans la Figure IV-16).

Cette représentation est à rapprocher d'une réponse du diélectrique amorphe universelle introduite par Jonscher sous le nom de dispersion basse fréquence (*Low-Frequency Dispersion LFD*) [Jonscher91]. D'après la loi de variation en puissance de Jonscher, la dépendance de la capacité selon l'équation Eq. IV-10 entraîne également une réponse en puissance de la fréquence dans les pertes diélectriques et un comportement *flat-loss* dans le facteur de pertes $\tan \delta$ que l'on peut représenter comme suit :

$$\tilde{C}(f) \propto (i2\pi f)^{-n_{LF}} \quad \text{Eq. IV-10}$$

On observe que la loi de Jonscher explique la variation de la capacité observée et le seuil des pertes diélectriques dans les fréquences intermédiaires.

4.2. Etude du comportement aux basses fréquences

Comme évoqué, les réponses observées en fonction de la fréquence montrent une augmentation de la capacité et des pertes diélectriques vers les basses fréquences. Cet effet étant accentué par l'augmentation de la température.

4.2.1. Relaxation de la capacité

Aux basses fréquences, la capacité augmente puis se stabilise. Ce phénomène se déplace vers les hautes fréquences lorsque la température augmente et semble donc correspondre à une relaxation.

4.2.1.a. Modélisation par la relaxation de Debye

Dans un premier temps, la relaxation de la capacité aux basses fréquences peut être modélisée par le modèle simple de la relaxation de Debye :

$$C_{BF}(\omega) = \frac{\Delta C_{BF}}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \text{Eq. IV-11}$$

où τ est le temps de relaxation et ΔC_{BF} est la force de la relaxation dans le modèle de Debye. La Figure IV-17 montre la modélisation de la relaxation observée à basses fréquences par l'équation Eq. IV-11 pour différentes températures où la force ΔC_{BF} est visible.

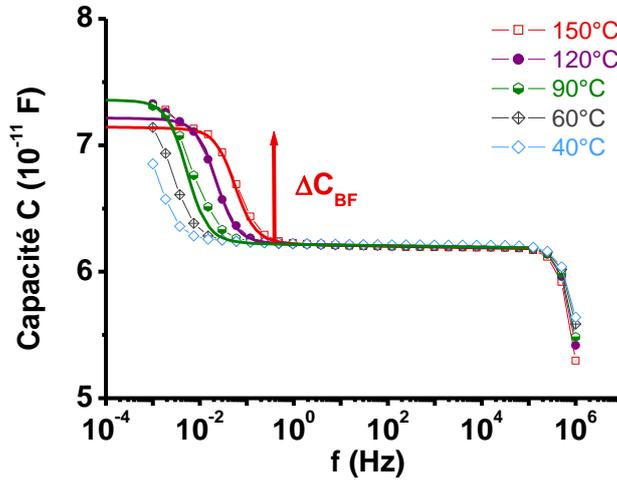


Figure IV-17 : Modélisation de la relaxation de la capacité par le modèle de Debye (en traits pleins pour 150°C, 120°C et 90°C) (s=110 nm).

L'étude de la force de la relaxation ΔC_{BF} montre que l'on a une dépendance inversement proportionnelle à la température (Figure IV-18). Cette dépendance est compatible avec l'expression de la force dans l'approximation de Debye-Langevin, où pour une concentration diluée de N dipôles de moment p :

$$\Delta C_{BF} = \frac{\Sigma}{s} (\epsilon_0 \Delta \epsilon_{BF}) = \frac{\Sigma N p^2}{s 3k_B T} \quad \text{Eq. IV-12}$$

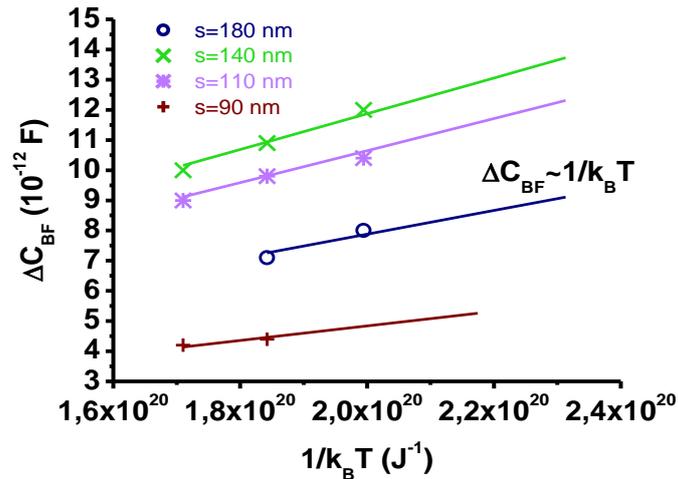


Figure IV-18 : Dépendance en température de la force de relaxation ΔC_{BF} .

4.2.1.b. Pic de la relaxation

Comme tout mécanisme de relaxation, la relaxation de Debye comprend à la fois un saut sur la constante diélectrique (force ΔC_{BF} énoncée précédemment) mais également un pic associé aux pertes diélectriques (Figure IV-19). L'expression des pertes dans une relaxation de Debye s'exprime comme suit :

$$C''_{BF}(\omega) = \frac{\Delta C_{BF} \tau \omega}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \text{Eq. IV-13}$$

où τ et ΔC_{BF} sont les mêmes paramètres que dans l'équation Eq. IV-11.

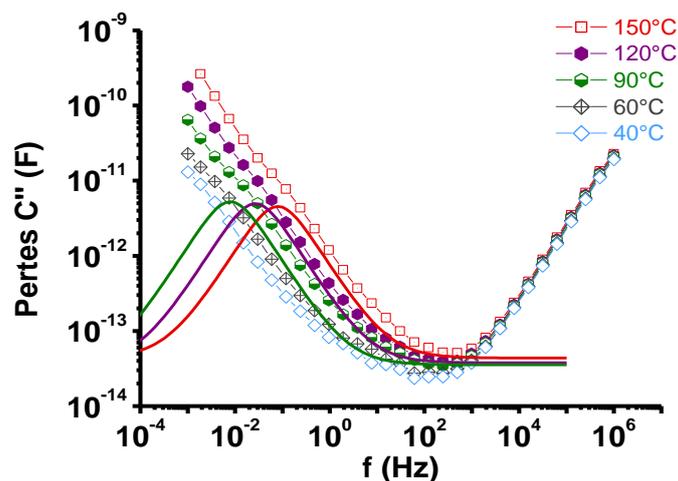


Figure IV-19 : Pic de relaxation du modèle de Debye, tracés avec les paramètres extraits par la modélisation de la capacité ($s=110$ nm).

Les pertes diélectriques induites par la relaxation de Debye ne sont pas directement visibles dans les mesures car elles sont masquées par la conductivité électrique qui prédomine la réponse de la partie imaginaire des pertes dans les basses fréquences. Nous analysons plus en détail l'origine de cette conductivité ci-après.

4.2.2. Augmentation des pertes diélectriques dans les basses fréquences

L'augmentation des pertes diélectriques est proportionnelle à l'inverse de la fréquence (Figure IV-20).

En première hypothèse, cette conduction est de la forme $\frac{\sigma_{DC} \Sigma}{s \omega}$. Nous avons comparé la conductivité DC σ_{DC} extraite avec la conductivité ohmique σ_{Ohm} qui est extraite par la mesure du courant de fuite en fonction du champ (Figure IV-21). On observe que la conductivité σ_{DC} est inférieure à la conductivité ohmique σ_{Ohm} d'environ une décade. Une explication serait la présence d'un mécanisme de relaxation qui contrebalancerait l'emballlement des pertes

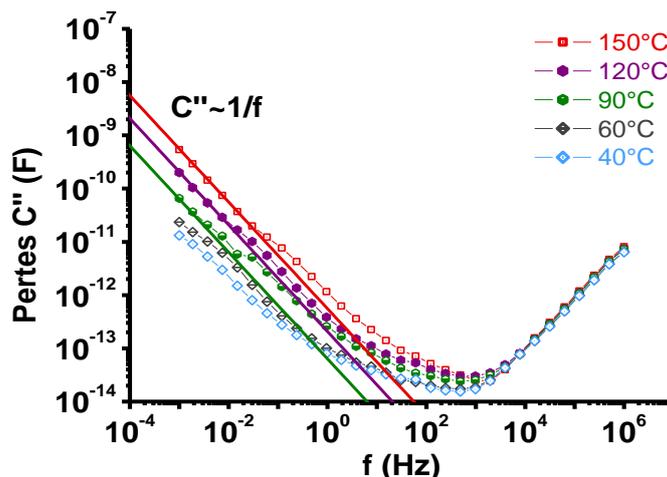


Figure IV-20 : Modélisation de l'augmentation des pertes diélectriques en $1/f$ ($s=140$ nm).

induites par la conductivité. Nous avons déjà évoqué plus haut une relaxation de type Debye. Un autre processus est possible et concerne un phénomène de polarisation d'électrode. Ce phénomène est causé par l'interface entre le diélectrique et l'électrode qui bloque le transfert de charges et dont le comportement peut être modélisé par une capacité importante. Blythe a montré, que dans cette configuration, on observe une forte augmentation de la permittivité effective aux très basses fréquences [Blythe79].

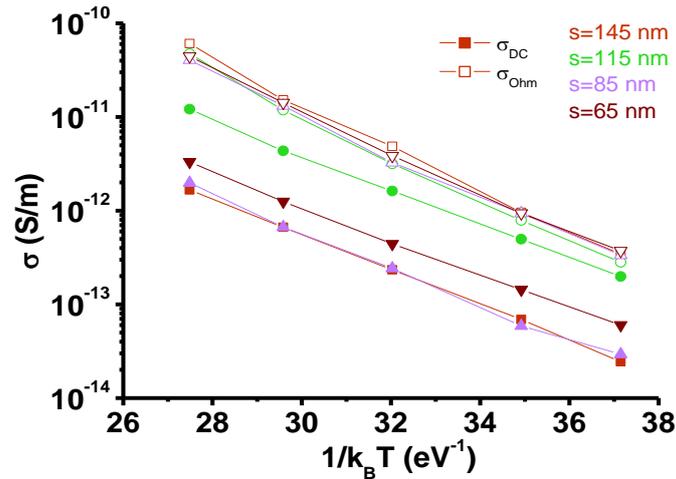


Figure IV-21 : Comparaison entre les conductivités σ_{Ohm} (extraite en régime ohmique à bas champs) et σ_{DC} extraite par la modélisation de la branche des pertes diélectriques $\frac{\sigma_{DC} \Sigma}{s \omega}$.

Ce phénomène est semblable à la polarisation interfaciale du modèle de Maxwell-Wagner (Figure IV-22).

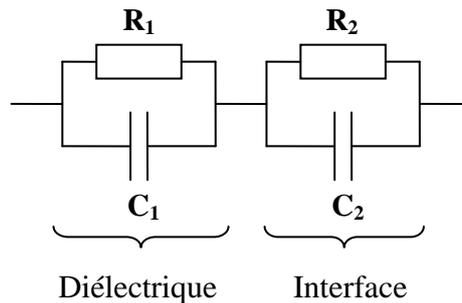


Figure IV-22 : Schéma électrique du modèle de Maxwell-Wagner pour la polarisation interfaciale entre le diélectrique noté 1 et l'interface électrode/diélectrique noté 2.

La capacité C_2 qui est créée par l'interface est très élevée par rapport à la capacité C_1 qui correspond au diélectrique, puisqu'elle fait intervenir une épaisseur effective s_2 très faible : $C_2 \gg C_1$. Dans la modélisation de Blythe, aucun transfert de charge n'étant possible à travers l'interface, la résistance R_2 est infinie. Si l'électrode est partiellement bloquante, R_2 est finie et la capacité effective correspondante à la réponse du circuit électrique (Figure IV-22) est la somme d'une relaxation de Debye et d'un terme de conductivité :

$$\tilde{C}(\omega) = C_{\infty} + \frac{C_S - C_{\infty}}{1 + i\omega\tau} - i \frac{G_{DC}}{\omega} \quad \text{Eq. IV-14}$$

où les termes C_S , C_{∞} et G_{DC} sont définis en fonction des éléments du circuit équivalent (Figure IV-22) :

$$C_{\infty} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \approx C_1 \quad C_S = \frac{R_1^2 C_1 + R_2^2 C_2}{(R_1 + R_2)^2} \quad \tau = \frac{R_1 R_2 (C_1 + C_2)}{R_1 + R_2} \approx \frac{R_1 R_2 C_2}{R_1 + R_2} \quad G_{DC} = \frac{1}{R_1 + R_2}$$

Eq. IV-15

Eq. IV-16

Eq. IV-17

Eq. IV-18

Le manque d'information ne nous permet pas d'extraire les paramètres de ce phénomène d'électrode bloquante dont on ne peut exclure son existence dans la réponse diélectrique basse fréquence observée.

4.2.3. Modèle de relaxation par charge d'espace : dipôle macroscopique

Nous avons observé que la relaxation de la capacité aux basses fréquences pouvait être modélisée par une relaxation simple de Debye. L'utilisation de l'approximation de Debye-Langevin a suggéré que le moment dipolaire mis en jeu dans la relaxation de Debye dépendait de l'espacement s et devait être très élevé.

Ceci nous a amené à utiliser le modèle du dipôle macroscopique développé par Coelho, dont nous avons présenté les bases et les hypothèses dans le Chapitre III.

La modélisation de la relaxation de la capacité par le modèle de la relaxation de charges d'espace est paramétrée par le terme sans dimension δ_{Coelho} et la constante de temps τ_{Coelho} . Nous rappelons l'expression de la permittivité dans le modèle du dipôle macroscopique :

$$\varepsilon_r^{Coelho}(\omega) = \varepsilon_r \frac{1 + i\omega\tau_{Coelho}}{i\omega\tau_{Coelho} + \frac{\tanh Y(\omega)}{Y(\omega)}} \quad \text{Eq. IV-19}$$

$$\text{avec } Y(\omega) = \delta_{Coelho} \sqrt{1 + i\omega\tau_{Coelho}}$$

Nous avons admis que la permittivité relative ε_r de l'équation Eq. IV-19 était celle du SiOCH, soit 2,5. La Figure IV-23 montre la modélisation aux températures élevées où le paramètre δ_{Coelho} peut être estimé, pour un espacement $s=110$ nm :

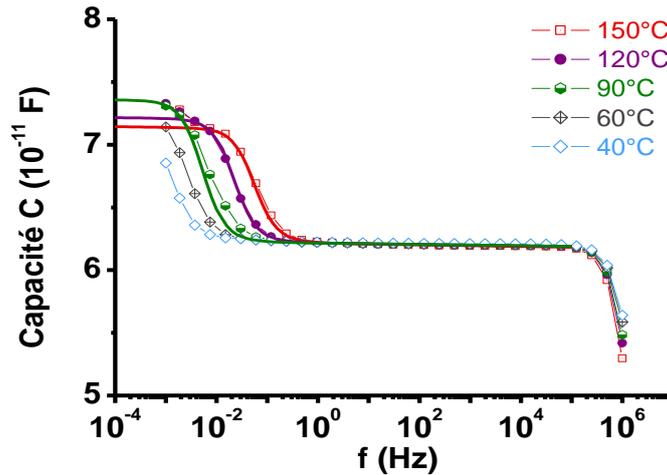


Figure IV-23 : Modélisation de la relaxation de la capacité par le modèle du dipôle macroscopique (s=110 nm).

Le paramètre δ_{Coelho} dépend de la longueur de Debye L_D :

$$\delta_{\text{Coelho}} = \frac{s}{2L_D} \quad \text{Eq. IV-20}$$

La longueur de Debye L_D est fonction de la température et de la densité des charges n_0 :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2}} \quad \text{Eq. IV-21}$$

Les Figure IV-24 et Figure IV-25 représentent les paramètres δ_{Coelho} et L_D en fonction de la température.

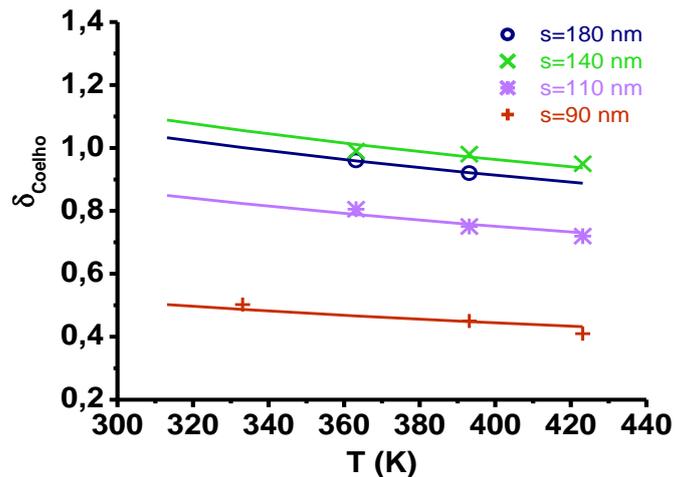


Figure IV-24 : Dépendance en température du paramètre δ_{Coelho} .

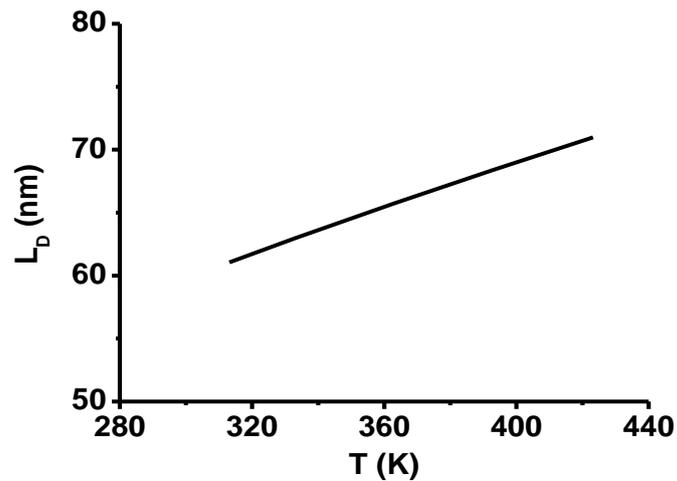


Figure IV-25 : Longueur de Debye L_D en fonction de la température pour $\epsilon_r=2,5$ et $n_0=10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

On retrouve bien la dépendance en température de $\delta_{\text{Coelho}} \approx \frac{1}{\sqrt{T}}$ dans la Figure IV-24. La pente issue de δ_{Coelho} permet d'obtenir la densité de charges n_0 qui est de 10^{15} cm^{-3} . La longueur de Debye reportée sur la Figure IV-25 est calculée à partir cette valeur de n_0 . On observe une longueur de Debye assez grande, caractéristique des isolants où l'écrantage est faible. Le second paramètre qui commande le modèle de dipôle macroscopique est le temps de relaxation τ_{Coelho} . Coelho observe que pour les valeurs du paramètre δ_{Coelho} , le temps de relaxation τ du modèle de Debye, dépend de l'espacement s . La Figure IV-26 montre ce temps de relaxation en fonction de l'inverse de la température.

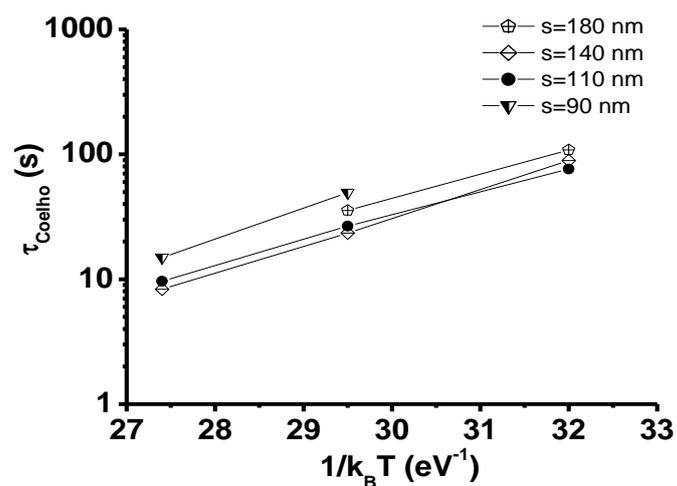


Figure IV-26 : Temps de relaxation τ_{Coelho} extrait par le modèle du dipôle macroscopique.

Nous pouvons dès lors obtenir le coefficient de diffusion caractéristique de la mobilité des charges à une température donnée, qui dépend du temps de relaxation τ_{Coelho} et de la longueur de Debye L_D :

$$D_{diff} = \frac{L_D^2}{\tau_{Coelho}} \quad \text{Eq. IV-22}$$

La diffusion correspond à la migration d'espèces par saut de site en site, grâce à l'apport d'énergie thermique afin de surmonter la barrière d'énergie entre deux sites (Figure IV-27). Ces déplacements requièrent la présence de sites accessibles, tels que des lacunes ou interstitiels.

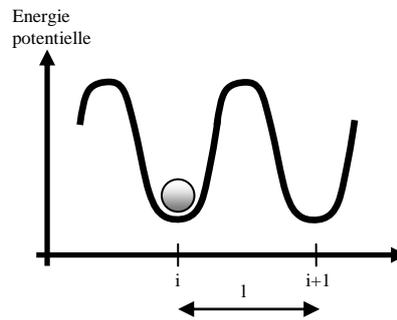


Figure IV-27 : Schéma du mécanisme de diffusion d'une espèce par saut entre deux sites i et i+1 espacés d'une distance l.

Le coefficient de diffusion D_{diff} est relié au mécanisme de migration microscopique : il est proportionnel à la fréquence de saut de l'espèce et à la longueur du saut l (distance interatomique). Pour une espèce donnée, le coefficient de diffusion D_{diff} suit la loi d'Arrhenius en température :

$$D_{diff} = D_0 \exp\left(-\frac{E_{diff}}{k_B T}\right) \quad \text{Eq. IV-23}$$

où E_{diff} est l'énergie d'activation et D_0 est le facteur pré-exponentiel appelé aussi facteur de fréquence. Dans l'hypothèse d'un modèle de diffusion où les trois directions de l'espace sont équiprobables, le facteur D_0 est :

$$D_0 = \frac{v_0 l^2}{6} \quad \text{Eq. IV-24}$$

où v_0 est la fréquence de Debye et l est la longueur du saut.

L'extraction du coefficient de diffusion D_{diff} par le modèle de Coelho permet d'extraire une énergie d'activation $E_{\text{diff}}=0,53$ eV (Figure IV-28).

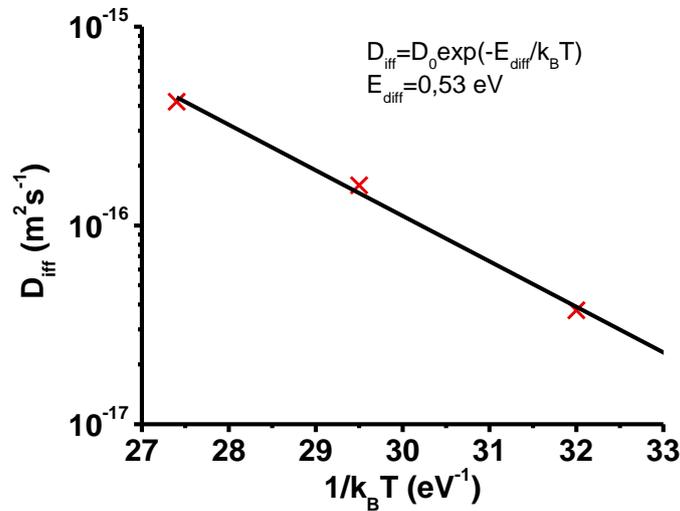


Figure IV-28 : Coefficient de diffusion extrait par le modèle du dipôle macroscopique et extraction de l'énergie d'activation $E_{\text{diff}}=0,53$ eV.

On obtient comme facteur de fréquence D_0 environ 10^{-9} m²s⁻¹, ce qui correspond à une longueur de saut entre sites d'environ 1,2 Å (Eq. IV-24).

Par conséquent, le modèle de Coelho est tout à fait cohérent du fait des paramètres que l'on a pu en extraire.

5. CORRÉLATION DES RÉSULTATS AVEC UN DIAGNOSTIC DE FIABILITÉ

5.1. Conduction électrique à faibles champs

L'étude de la conduction à faibles champs nous a permis de modéliser le mécanisme de conduction et la forme de la densité d'états mis en jeu.

La distribution de la densité d'états que nous extrayons est un paramètre pour l'intégrité du diélectrique. En effet, on peut constater le vieillissement électrique du diélectrique, par le suivi des paramètres de la loi de Mott, σ_{00} et $T_0^{1/4}$. La Figure IV-29 montre l'évolution des paramètres σ_{00} et $T_0^{1/4}$ extraits au cours de deux séries de mesures successives.

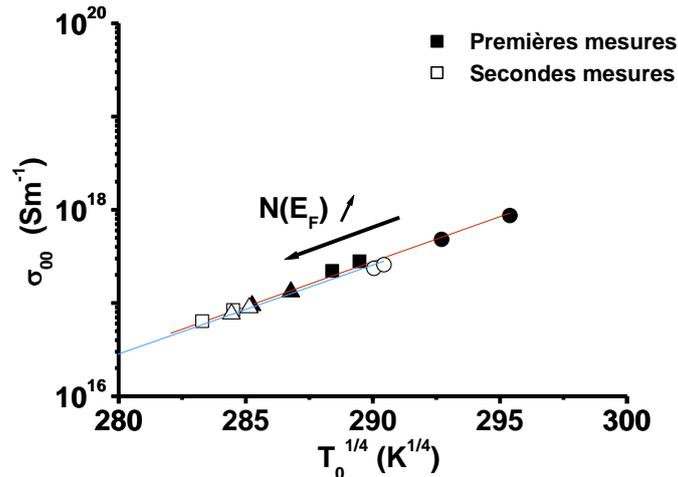


Figure IV-29 : Comparaison des points [σ_{00} et $T_0^{1/4}$] extraits par la loi de Mott par deux mesures successives.

Cette observation offre une perspective pour l'étude de la fiabilité du diélectrique IMD, où la compréhension du vieillissement électrique du diélectrique au cours de son fonctionnement est un point majeur.

5.2. Mise en évidence de charges mobiles

5.2.1. Réponse des charges mobiles à l'application d'un échelon de tension

Il est intéressant de se demander quelle réponse en courant entraîne la présence de ces charges lorsqu'on applique une tension.

Le modèle du dipôle macroscopique de Coelho correspond à un modèle continu. En fait, ce problème est également traité de façon discrète par Iwamoto par le modèle de sauts des ions (*ion hopping model*). Celui-ci modélise la permittivité diélectrique complexe ^[Iwamoto95] et le courant transitoire ^[Iwamoto96] qui correspondent à la réponse des charges mobiles.

Pour traiter le problème, Iwamoto considère que l'épaisseur s du diélectrique est divisée en m puits de potentiel, entre lesquels les charges vont sauter sous l'effet du champ et de la diffusion. Deux puits adjacents sont séparés de la distance de saut l et d'une hauteur de barrière Φ_i avec :

$$m = \frac{s}{l} \quad \text{Eq. IV-25}$$

Le diélectrique de permittivité relative intrinsèque ϵ_r contient une densité surfacique totale de charge n_s , relié à la densité volumique totale n_0 par :

$$n_s = sn_0 \quad \text{Eq. IV-26}$$

La migration des charges est régie par la probabilité de transition entre deux puits adjacents. La probabilité de transition va dépendre du potentiel qui s'établit selon la distribution des charges dans les puits et le champ externe qui est appliqué. Iwamoto met en évidence la contribution de deux effets sur le potentiel : l'effet du champ de la charge d'espace et l'effet du champ externe. Il distingue alors ces deux contributions dans la réponse des charges : lorsqu'on applique une tension constante V , le champ de la charge d'espace est négligeable si $\frac{qn_s s}{\epsilon_r \epsilon_0} < V$. Hors champ, le potentiel est alors nul et les charges sont distribuées de façon homogène dans le matériau. On note que le modèle du dipôle macroscopique de Coelho s'appuie également sur cette hypothèse : le champ dans le matériau n'est pas modifié du champ externe appliqué lorsque les charges migrent dans le matériau et créent le dipôle macroscopique ^[Coelho83].

En présence d'électrodes bloquantes, Iwamoto calcule la permittivité diélectrique correspondante à la réponse des charges, sous l'action d'un champ $V_{ms} \exp(i\omega t)$.

Le tableau suivant montre la permittivité diélectrique obtenu au premier ordre par le modèle de *hopping* comparé à celle obtenue par le modèle du dipôle macroscopique :

Tableau IV-2 : Comparaison entre les permittivités obtenues par le modèle de Coelho et le modèle d'Iwamoto, pour la réponse de charges mobiles dans un matériau diélectrique ϵ_r entre des électrodes bloquantes.

Modèle <i>ion hopping</i> Champ de charge d'espace négligé	Modèle du dipôle macroscopique Paramètre $\delta \leq 1$
$\epsilon_r^{Iwa} \approx \frac{\Delta\epsilon_{Iwa}}{1 + i\omega\tau_{Iwa}}$	$\epsilon_r^{Coelho} = \frac{\Delta\epsilon_{Coelho}}{1 + i\omega\tau_{Coelho}}$
$\Delta\epsilon_{Iwa} = \frac{8e^2 n_s s}{\pi^4 k_B T} \approx \frac{e^2 n_0 s^2}{12k_B T}$	$\Delta\epsilon_{Coelho} = \frac{e^2 n_0 s^2}{12k_B T}$
$\tau_{Iwa} = \frac{m^2}{\pi\lambda_{diff}} \approx \frac{s^2}{3D_{diff}} \text{ avec}$ $\lambda_{diff} = v_0 \exp\left(-\frac{E_{diff}}{k_B T}\right) = \frac{D_{diff}}{l^2}$	$\tau_{Coelho} = \frac{s^2}{10D_{diff}}$

Ces deux modèles prédisent la même réponse des charges dans la permittivité diélectrique, ce qui valide l'utilisation du modèle d'Iwamoto pour prédire le courant transitoire dû à la réponse des charges.

La densité de charges volumique totale n_0 extraite par le modèle du dipôle macroscopique nous permet d'obtenir le paramètre $\frac{qn_s s}{\epsilon_r \epsilon_0}$, compris entre 0,03 V et 0,15 V. Pour des valeurs de la tension V supérieures à $\frac{qn_s s}{\epsilon_r \epsilon_0}$, la contribution du champ de la charge d'espace est donc négligeable.

Le courant de migration des charges correspondant au courant $J_{Iwa}(t)$ total est en fait la somme de courants qui décroissent de façon monotone en fonction du courant. Il peut être décrit par le courant J_{Iwa} qui dépend de la température T et de la tension V appliquée dont l'expression est :

$$J_{Iwa}(T, V, t) = A_{Iwa} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{Iwa}}\right) \quad \text{Eq. IV-27}$$

$$\tau_{Iwa} = \frac{1}{\lambda \left[\exp(d) + \exp(-d) - 2\cos\left(\frac{\pi}{m}\right) \right]} \quad \text{Eq. IV-28}$$

$$\text{avec : } d = \frac{eV}{2(m-1)k_B T} \text{ et } A_{Iwa} \propto n_s.$$

Aux temps $t < \tau_{Iwa}$, la plupart des charges est simplement transportée à travers le film contre une des électrodes. Aux temps $t > \tau_{Iwa}$, les charges étant bloquées à l'électrode, le courant diminue de façon significative. La dépendance en fonction de l'espacement s est contenue dans le paramètre m défini dans l'équation Eq. IV-26.

Les figures ci-dessous montrent l'évolution de la constante de temps τ_{Iwa} en fonction de la tension appliquée V pour différentes températures et les différents espacements :

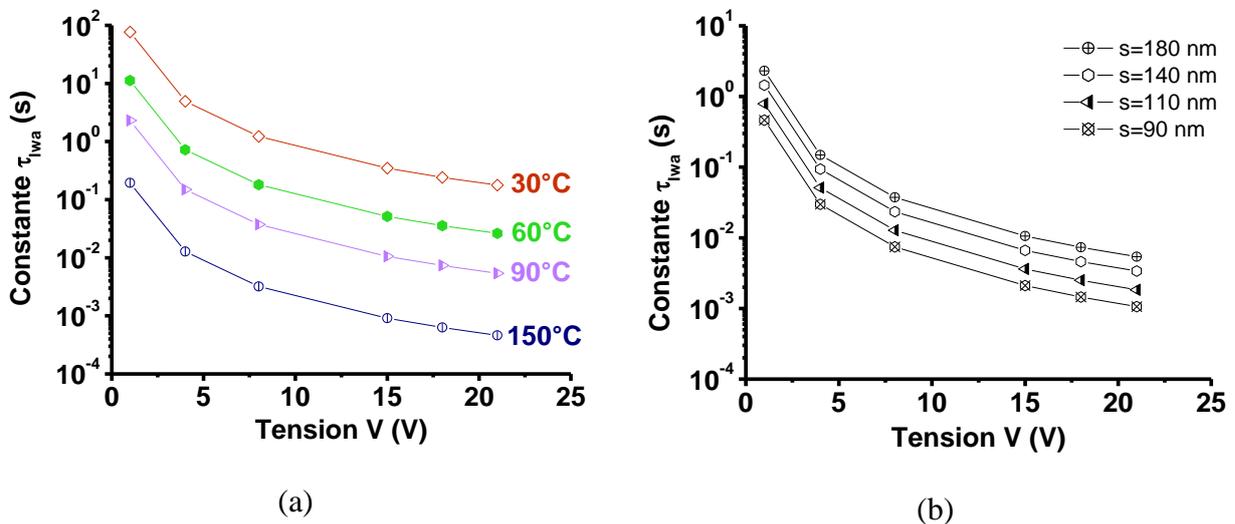


Figure IV-30 : Constante de temps τ_{Iwa} calculée par l'équation Eq. IV-28 : (a) Pour $s=180$ nm, évolution en fonction de la tension V à différentes températures ; (b) A 90°C , évolution en fonction de la tension V pour différents espacements.

En utilisant les résultats des simulations faites par Iwamoto, nous pouvons prévoir l'allure des courants transitoires à l'origine des charges présentes dans nos matériaux et les comparer avec les courants transitoires expérimentaux (Figure IV-31 et Figure IV-32).

Ces courants transitoires dus aux charges mobiles, sont calculés dans l'hypothèse où les électrodes sont bloquantes pour ces charges et que leur concentration ne change pas au cours de la sollicitation électrique.

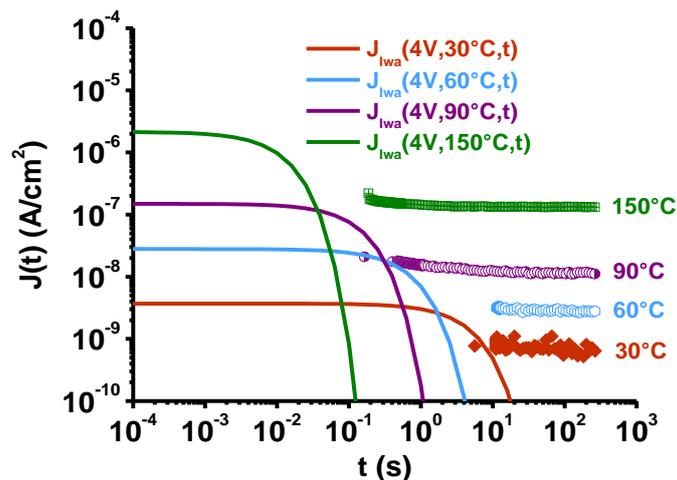


Figure IV-31 : Courants $J_{Iwa}(T,4V,t)$ du modèle d'Iwamoto décrivant le courant de migration des charges dans le diélectrique pour $s=180$ nm à différentes températures.

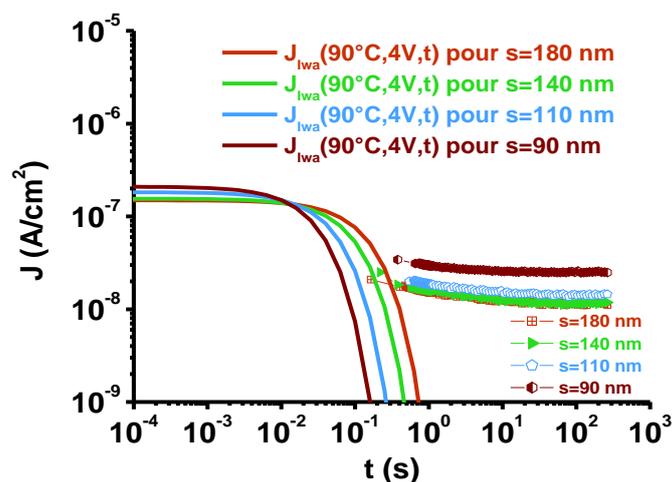


Figure IV-32 : Courants $J_{Iwa}(90^{\circ}C,4V,t)$ du modèle d'Iwamoto qui décrit la migration des charges dans les diélectrique de différents espacements.

Les courants dus à la réponse des charges décrits selon le modèle d'Iwamoto ont lieu au début de la réponse : le palier du début correspond au mouvement de la charge d'espace et les courants diminuent très rapidement. Nous ne pourrions pas les voir, car ils seraient en fait « cachés » par les courants de relaxation.

5.2.2. Nature des charges mobiles

L'observation d'une polarisation de charge d'espace par spectroscopie d'impédance aux basses fréquences permet de mettre en évidence la présence de charges mobiles, au sein de l'empilement diélectrique. Ces charges peuvent migrer sous l'effet du champ.

Les modèles utilisés précédemment ne nous permettent pas d'identifier le signe de la charge des espèces. L'identification de la nature de ces charges n'est donc pas évidente.

Ces charges peuvent être apportées de différentes façons. D'abord, au cours de l'élaboration : l'étape de CMP (Polissage Mécano-Chimique) va se faire en immergeant les structures dans une solution aqueuse. Cette étape peut donc déjà être une source d'apport d'ions dans le diélectrique Low- κ poreux.

Cependant, nous avons déjà parlé du cuivre qui peut facilement diffuser dans le diélectrique, et qui est problématique pour la fiabilité. Les ions cuivre peuvent diffuser sous l'effet de la contrainte électrique mais aussi au cours des étapes d'élaboration. C'est ce qui a été observé par imagerie TEM des structures étudiées :

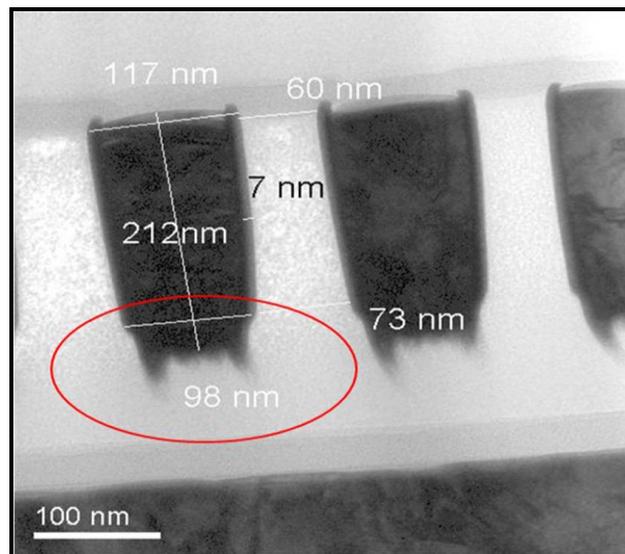


Figure IV-33 : Image TEM de la coupe d'une structure élaborée dans les mêmes conditions que les structures étudiées.

L'observation de ces structures montre qu'il y a eu diffusion du cuivre depuis le fond de la ligne métallique dans le diélectrique, due à une mauvaise continuité de la ligne.

Concernant le mécanisme de diffusion, nous avons obtenu une énergie d'activation E_{diff} de 0,50 eV.

La présence de cuivre peut être mise en évidence par imagerie TEM (Figure IV-33) et par analyse chimique (SIMS *Secondary-ion-mass-spectrometry*) permettant d'obtenir la concentration des ions cuivre présents dans le diélectrique [Rodriguez05a]. La diffusion du cuivre dans des diélectriques Low- κ poreux SiOCH, SiO_xC_y et a-SiC:H a également été étudiées par des mesures C(V) de capacités MIS (Métal-Isolant-Semi-conducteur) [Lanckmans01] [Lanckmans02] [Choi10]. Le décalage des courbes C(V) vers les basses tensions est dû à la migration du cuivre sous une contrainte tension-température. Cette méthode permet d'extraire également une énergie d'activation de la diffusion du cuivre assistée par le champ électrique.

Pour le SiO₂ thermique, il est reporté des énergies d'activation de 0,62 eV, 1,02±0,12 eV et 1,82 eV [Lanckmans02]. L'énergie d'activation diminue avec l'introduction de la porosité. Des énergies d'activation de 0,39 eV, 0,84±0,05 eV et 0,76 eV sont ainsi obtenues pour des diélectriques Low- κ . Cependant, cette énergie d'activation semble fortement dépendre des procédés, notamment de dépôt et de recuit [Lanckmans01], pouvant expliquer les différences de valeurs obtenues, et pouvant entraîner des mécanismes de diffusion différents d'un matériau à un autre. Il est difficile de comparer les énergies d'activation des mécanismes de diffusion dans deux matériaux réalisés par des procédés différents, cependant l'énergie d'activation E_{diff} que nous avons obtenue est comparable avec ces données.

Un autre point est l'humidité à laquelle ont été exposées ces structures de test au cours de la découpe des puces. L'étude ne nous a pas permis d'identifier l'impact précis de la découpe sur les propriétés électriques et diélectriques du matériau Low- κ intégré. Cependant, l'humidité a probablement entraîné l'oxydation du cuivre qui aurait ensuite diffusé dans le diélectrique. L'oxydation du cuivre en présence d'humidité a été ainsi mise en évidence comme une source possible de la diffusion du cuivre dans le diélectrique [Rodriguez05b].

La mise en évidence du cuivre exige donc habituellement de réaliser des coupes transversales des structures pour permettre la visualisation par imagerie TEM, de réaliser des structures MIS spécifiques ou encore la réalisation d'empilements verticaux Low- κ /Cuivre sur pleine plaque pour les analyses chimiques. Dans notre cas, la spectroscopie d'impédance permet d'observer la présence de cuivre sur des structures de test représentatives de la situation réelle du diélectrique Low- κ dans les interconnexions des circuits.

6. RÉSUMÉ – SYNTHÈSE

Nous avons étudié le comportement électrique de l'empilement IMD. L'étude de la conduction à bas champs a permis de modéliser le mécanisme de conduction par une conduction par sauts. L'utilisation du modèle de Godet nous a permis d'extraire la densité de défauts mise en jeu dans la conduction. Cette densité de défauts constitue un indicateur pour caractériser l'intégrité électrique du matériau. L'étude du comportement dynamique par spectroscopie d'impédance offre des perspectives intéressantes afin de caractériser le comportement du diélectrique à très basse tension de façon non-destructive. Nous avons ainsi pu mettre en évidence la présence d'ions dans l'empilement. Ces ions sont susceptibles d'être des ions cuivre ayant diffusé dans le diélectrique au moment de l'élaboration ou de la mise en boîtier. Ces analyses en spectroscopie diélectrique sont les premières pour de telles applications et ouvrent des perspectives intéressantes de diagnostic de la qualité de couches minces low k pour interconnexions, en remplacement ou complément de techniques de caractérisation électrique nécessitant l'utilisation de champs électriques élevés.

CHAPITRE V– APPLICATION A L’ETUDE DE LA FIABILITE DU DIELECTRIQUE IMD

Ce chapitre récapitule les travaux d’analyse électrique menés sur un empilement ILD (SiOCH+SiCN) élaboré en technologie 45 nm donc plus avancée que celle utilisée dans le chapitre précédent. A partir d’outils de caractérisation électriques conventionnels d’isolants (mesures courant/tension en régime continu, spectroscopie diélectrique), l’objectif est de définir des paramètres d’évaluation d’un état de vieillissement de cet empilement. Pour cela, nous nous appuyons sur un modèle de conduction électrique de type Poole-Frenkel que nous exploitons en profondeur pour définir un état de l’empilement en fonctionnement nominal. Ce chapitre met également en évidence l’importance du choix d’un protocole expérimental dans l’analyse de la fiabilité de tels empilements. Les analyses diélectriques, non conventionnelles dans ce contexte d’applications, complètent les résultats et montrent leur intérêt dans l’étude de la fiabilité des interconnexions.

1. FIABILITÉ DU DIÉLECTRIQUE LOW-K

1.1. Introduction

L'introduction des diélectriques Low- κ dans les interconnexions a occasionné une diminution des performances des circuits en terme de fiabilité qui est dorénavant limitée par celle du diélectrique IMD.

La fiabilité du diélectrique IMD est son aptitude à maintenir ses propriétés isolantes pendant une durée spécifiée aux conditions de fonctionnement. Le diélectrique alors soumis à une tension V_{DD} est traversé par des courants de fuite qui le dégradent. Le claquage du diélectrique constitue la défaillance de son fonctionnement et définit sa durée de vie.

Pour des raisons évidentes de contraintes de temps, la détermination de la durée de vie ne peut se faire expérimentalement aux conditions réelles de fonctionnement. Il s'agit donc de mesurer la durée de vie à des conditions extrêmes provoquant un vieillissement accéléré et un claquage prématuré puis d'extrapoler la durée de vie aux conditions de fonctionnement à l'aide de modèles.

1.2. Les tests de fiabilité

Différents tests sont réalisés pour étudier la fiabilité du diélectrique :

- Le test LRVS (*Linear Ramped Voltage Stress*) consiste à connaître l'évolution des courants de fuite en fonction du champ permettant de comprendre le mécanisme de conduction. Il permet aussi d'accéder au champ de claquage de la structure, c'est-à-dire au champ maximal que la structure peut supporter avant un claquage instantané ;
- Le test CCS (*Constant Current Stress*) consiste à soumettre le diélectrique à une contrainte en courant afin de mesurer la durée de vie sous vieillissement accéléré. Ce test permet notamment d'accéder à la quantité de charges injectées jusqu'au claquage du diélectrique ;
- Le test CVS (*Constant Voltage Stress*) est similaire au test CCS, excepté que la contrainte appliquée est en tension. Appelé aussi test TDDB (*Time-Dependent Dielectric Breakdown*) ou test de durée de vie, il est réalisé à des champs élevés, entre 3 MV/cm et 5 MV/cm, et permet de mesurer la durée de vie TF (*Time-to-Failure* ou temps à la défaillance) définie expérimentalement comme le temps auquel la densité de courant augmente brusquement (Figure V-1) :

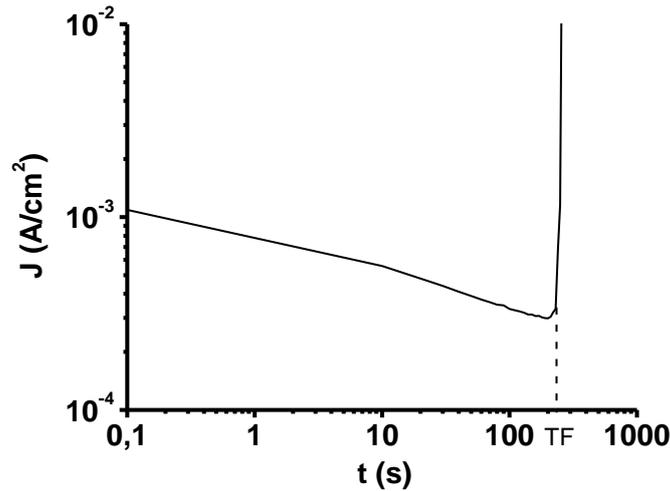


Figure V-1 : Courant typique mesuré en fonction du temps lors d'un test TDDB à 125°C et 27V (s=80 nm). La durée de vie TF obtenue expérimentalement à 27V est d'environ 250s.

1.3. Modèles de durée de vie TF(E_{elec})

Le modèle de durée de vie correspond à la dépendance de la durée de vie TF en fonction du champ électrique E_{elec} . La mesure expérimentale faite à des champs électriques élevés va permettre d'ajuster le modèle choisi et d'extrapoler les durées de vie aux champs faibles.

L'étude de la fiabilité du diélectrique IMD a permis d'envisager quatre modèles suivant le comportement de la durée de vie en fonction du champ E_{elec} . Ces modèles décrivent les mécanismes physiques à l'origine de la dégradation et du claquage :

-Modèle E_{elec}

Le modèle E_{elec} est d'origine thermochimique. Dans ce modèle, la dégradation à l'origine du claquage est due à la rupture de liaisons chimiques fragiles. Ces liaisons sont fragilisées par des défauts intrinsèques, dont le couplage avec le champ électrique local permet de diminuer l'énergie d'activation de rupture des liaisons et accélère donc le processus de dégradation diélectrique [McPherson98]. En particulier, les lacunes d'oxygène présentes dans le matériau SiOCH sont des défauts intrinsèques importants qui vont fragiliser les liaisons Si-Si.

- Modèle $1/E_{elec}$

Le modèle $1/E_{elec}$ propose que la dégradation du diélectrique à l'origine du claquage est causée par le piégeage de charges positives dans des régions localisées du diélectrique près de la cathode. Ces charges positives sont principalement des trous générés par l'ionisation du diélectrique due à l'injection de charges [Chen85]. Le piégeage de trous augmente le champ cathodique et donc la densité de courant locale.

- Modèle $E_{\text{elec}}^{n_{TF}}$ (Loi en puissance)

Dans le modèle en loi de puissance $E_{\text{elec}}^{n_{TF}}$, la dégradation à l'origine du claquage diélectrique est provoquée par l'injection des porteurs, qui rompt les liaisons Si-H à l'interface et entraîne la libération de protons. Ces protons diffusent dans le matériau et réagissent avec des défauts précurseurs, comme des lacunes d'oxygène, pour former des défauts électriquement actifs [Haggag05].

-Modèle $\sqrt{E_{\text{elec}}}$

Le modèle $\sqrt{E_{\text{elec}}}$ met en cause deux mécanismes à l'origine de la dégradation : le courant de fuite qui dégrade le matériau et le cuivre qui diffuse sous le champ électrique.

La racine $\sqrt{E_{\text{elec}}}$ décrit la dépendance en champ de la densité de courant caractéristique du mécanisme de conduction par effet Poole-Frenkel (Chapitre II3.2.2.b.ii) qui limite le courant de fuite [Allers04].

Dans le cas du cuivre, le mécanisme suggère que les ions cuivre sont générés par les électrons à l'anode puis pénètrent dans le diélectrique [Chen06]. La concentration d'ions cuivre générés est donc proportionnelle à la densité de courant. Les ions cuivre diffusent alors dans le diélectrique. Le claquage a lieu lorsque la concentration en cuivre présente dans le diélectrique atteint une valeur critique.

Les lois de comportement de ces modèles de dégradation sont récapitulées dans le Tableau V-1.

Tableau V-1 : Expression de la durée de vie TF en fonction du champ pour les quatre principaux modèles de durée de vie.

Modèle	Modèle E_{elec}	Modèle $1/E_{\text{elec}}$	Modèle loi de puissance	Modèle $\sqrt{E_{\text{elec}}}$
Durée de vie TF	$TF(E_{\text{elec}}) \propto e^{-\gamma_{TF} E_{\text{elec}}}$	$TF(E_{\text{elec}}) \propto e^{-\gamma_{TF}/E_{\text{elec}}}$	$TF(E_{\text{elec}}) \propto E_{\text{elec}}^{-n_{TF}}$	$TF(E_{\text{elec}}) \propto e^{-\gamma_{TF} \sqrt{E_{\text{elec}}}}$

La Figure V-2 montre l'évolution de la durée de vie en fonction de la tension pour ces différents modèles :

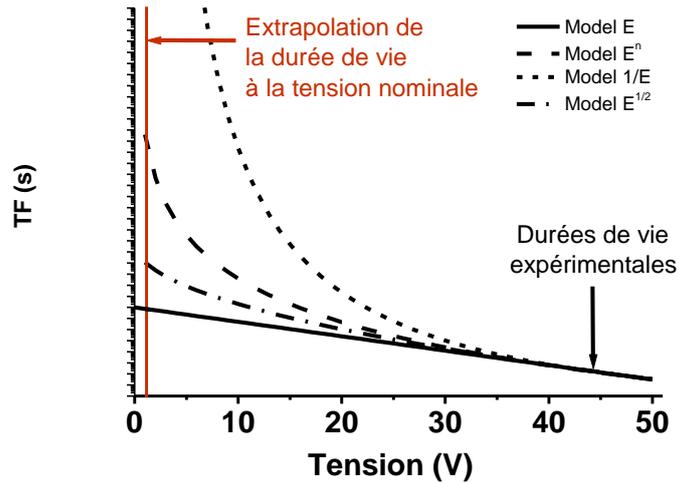


Figure V-2 : Comportement des différents modèles de durée de vie en fonction de la tension V appliquée.

La Figure V-2 montre donc qu'aux tensions élevées appliquées aux tests TDDDB, les quatre modèles se superposent et il est impossible de relier la durée de vie à un modèle préférentiel. Aux conditions de fonctionnement réel à basse tension, les extrapolations diffèrent de plusieurs dizaines d'ordres de grandeur. Le modèle E_{elec} donne la durée de vie la plus pessimiste. Mais il s'agirait pour l'industriel de déterminer un modèle permettant une meilleure estimation et une durée de vie plus grande. Si les mécanismes physiques mis en jeu ne sont pas encore bien compris, il semble néanmoins que les courants de fuite qui traversent le diélectrique [Allers04] et la présence du cuivre jouent un rôle déterminant dans le vieillissement électrique et la fiabilité du diélectrique Low-κ.

Le modèle $\sqrt{E_{elec}}$ proposé par Allers propose que la dégradation du diélectrique est directement causée par le courant de fuite, qui suit une conduction Poole-Frenkel. Les défauts générés par la dégradation s'accumulent dans le diélectrique entre les électrodes jusqu'à une densité de défauts critique. A cette densité de défauts critique correspond une charge critique notée Q_{BD} injectée dans le diélectrique et définie par :

$$Q_{BD} = \int_0^{TF} J_{PF}(t) dt \tag{Eq. V-1}$$

où TF est le temps à la défaillance.

2. COMPORTEMENT ÉLECTRIQUE DE L'EMPILEMENT IMD

Dans cette partie, nous voulons caractériser les structures afin de comprendre leur comportement électrique et en extraire des paramètres caractéristiques. De manière similaire au chapitre précédent, nous nous intéressons tout particulièrement aux mécanismes responsables des courants de fuite. L'étude de la capacité par des mesures $C(V)$ et par spectroscopie d'impédance va nous fournir des informations complémentaires que nous allons corréler avec les mesures de densité de courant J .

2.1. Présentation des structures

Les structures caractérisées pour cette étude sont également des structures peigne-peigne, qui ont été élaborées cette fois en technologie 45 nm. Les structures n'ont pas été mises en boîtier afin de ne prendre en compte que l'impact du procédé d'élaboration sur les propriétés électriques.

Nous rappelons sur la Figure V-3 la configuration des structures de test étudiées.



Figure V-3 : Coupe TEM d'une structure de test étudiée et schématisation.

L'étude a été faite pour plusieurs **espacements nominaux s , de 70 nm à 120 nm**, mais aussi différentes **longueurs L de peignes : 14 μ m, 1 mm et 14 mm**.

2.2. Réponse en courant : rampe de tension

Pour étudier la réponse électrique du diélectrique IMD, le courant est mesuré en fonction de la tension, en appliquant une rampe de tension.

La Figure V-4 montre l'évolution de la densité de courant en fonction de la tension, mesurée pour cinq espacements nominaux de structures courtes ($L=14 \mu\text{m}$). Sur la gamme de tensions étudiées jusqu'à 25 V, la densité de courant mesurée augmente lorsque l'espacement diminue.

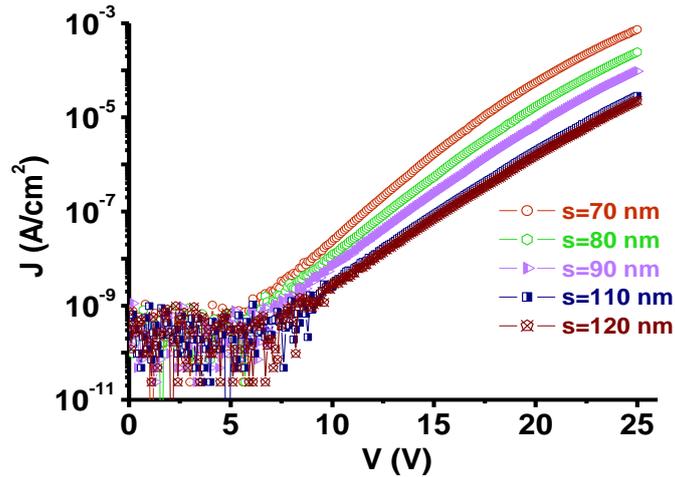


Figure V-4 : Evolution de la densité de courant en fonction de la tension pour cinq espacements à 125°C (L=14 mm).

La caractérisation effectuée sur des structures de longueur de peigne de 14 m a permis de mesurer un courant plus important et donc d'accéder à la densité de courant à des tensions plus faibles (Figure V-5). Pour ces structures longues, la mesure a été faite jusqu'à 10V seulement. En fait, l'augmentation de la surface effective augmente également la probabilité pour qu'un chemin de percolation disruptif s'établisse, ce qui diminue le champ de claquage. On note cependant que l'évolution de la densité de courant mesurée pour des structures longues est identique au comportement des structures courtes dans la plage de tension analysée.

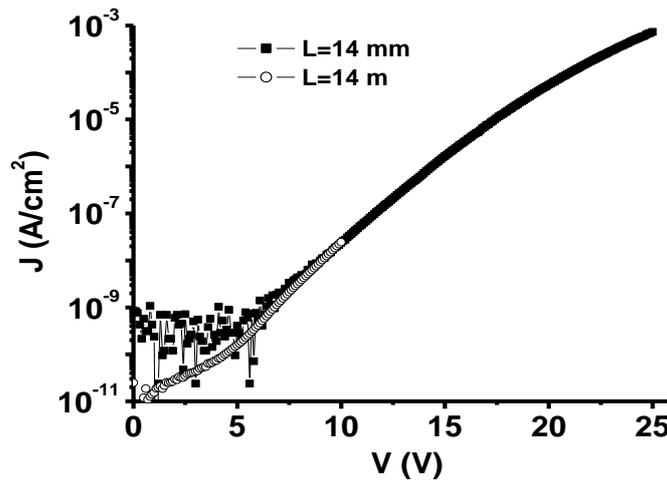


Figure V-5 : Evolution de la densité de courant en fonction de la tension pour l'espacement nominal minimum 70 nm pour deux longueurs totales de peigne.

Afin de mieux comprendre le comportement physique lié à l'établissement du courant, nous avons étudié la nature de l'évolution de la densité de courant en fonction de la tension appliquée grâce aux modèles de mécanismes de conduction.

L'évolution de la densité de courant J en fonction de la tension peut être décrite à la fois par la dépendance linéaire de $\ln(J/V)$ en fonction de \sqrt{V} (Figure V-6) et de $\ln(J)$ en fonction de \sqrt{V} qui correspondent respectivement au modèle de conduction par effet Poole-Frenkel et au modèle d'émission Schottky (Figure V-7) :

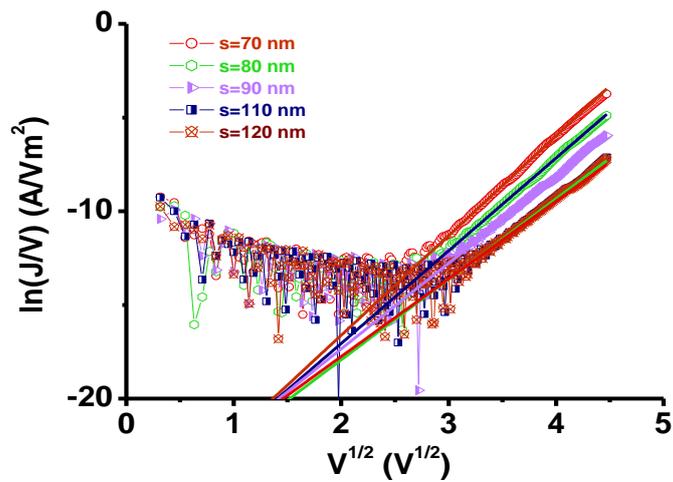


Figure V-6 : Modélisation de l'évolution linéaire de $\ln(J/V)$ en fonction de \sqrt{V} .

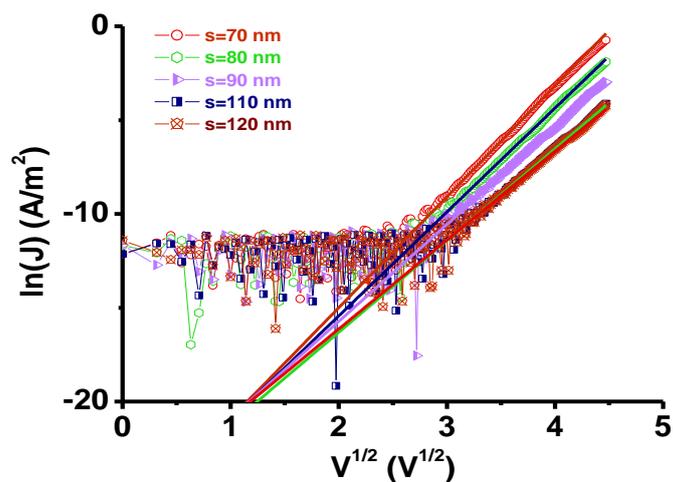


Figure V-7 : Modélisation de l'évolution linéaire de $\ln(J)$ en fonction de \sqrt{V} .

Dans les modèles de conduction par effet Poole-Frenkel et par émission Schottky, les pentes relatives à la dépendance linéaire de $\ln(J/V)$ en fonction de \sqrt{V} et $\ln(J)$ en fonction de \sqrt{V} dépendent de l'espaceur s :

-Modèle de conduction par effet Poole-Frenkel :

$$\ln\left(\frac{J}{V}\right) = \frac{\beta_{PF}}{k_B T \sqrt{s}} \sqrt{V} + c_1 \quad \text{Eq. V-2}$$

$$\text{avec } \beta_{PF} = \sqrt{\frac{e}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r}}$$

-Modèle de conduction par émission Schottky :

$$\ln(J) = \frac{\beta_{Sch}}{k_B T \sqrt{s}} \sqrt{V} + c_2 \quad \text{Eq. V-3}$$

$$\text{avec } \beta_{Sch} = \sqrt{\frac{e}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_r}} \quad (\text{Eq. II-25})$$

où ϵ_r est la permittivité diélectrique correspondante à la constante κ et c_1 et c_2 sont des constantes.

Les constantes de Poole-Frenkel et de Schottky sont extraites à partir des variations des pentes de la dépendance linéaire de $\ln(J/V)$ en fonction de \sqrt{V} et $\ln(J)$ en fonction de \sqrt{V} pour différents espacements s (Eq. V-2 et Eq. V-3).

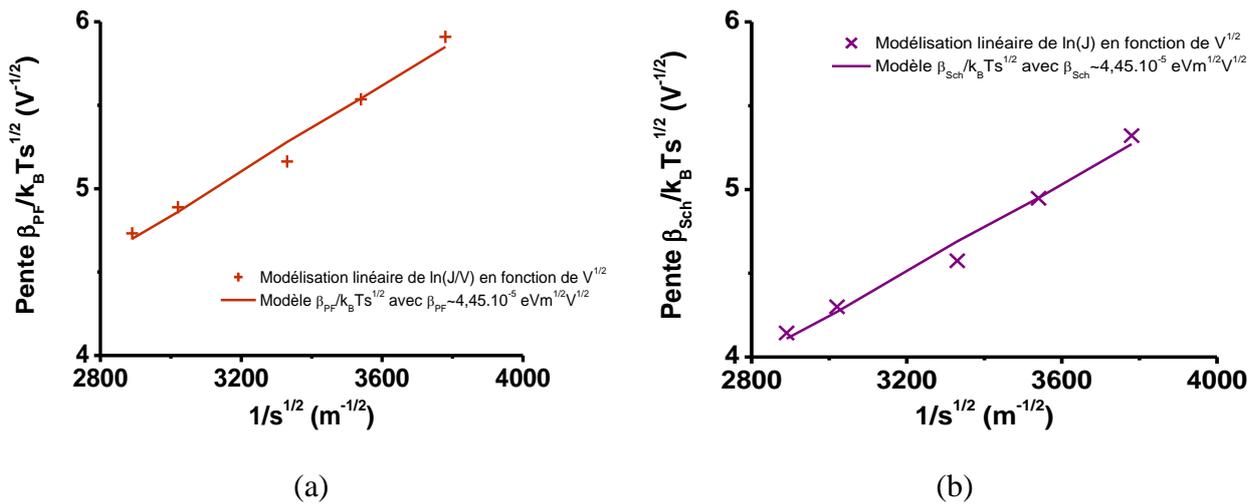


Figure V-8 : Variation de la pente extraite par les modélisations linéaires de $\ln(J/V)$ en fonction de \sqrt{V} (a) et de $\ln(J)$ en fonction de \sqrt{V} (b) en fonction de l'espaceur $1/\sqrt{s}$ (125°C).

Les paramètres β_{PF} et β_{Sch} sont reliés à la permittivité diélectrique du matériau. La constante de Poole-Frenkel β_{PF} extraite correspond à une permittivité relative $\epsilon_r \approx 2,5-3$, alors que la constante d'émission Schottky β_{Sch} correspond à une permittivité inférieure à 1, ce qui n'a pas de sens.

Par conséquent seul le mécanisme de conduction par effet Poole-Frenkel décrit bien la dépendance de la densité de courant J en fonction du champ $E_{elec}=V/s$.

Les mesures $I(V)$ faites sur des structures longues de 14 m montrent que le mécanisme de conduction par effet Poole-Frenkel semble être le mécanisme de conduction limitant pour des champs supérieurs à 1 MV/cm (Figure V-9).

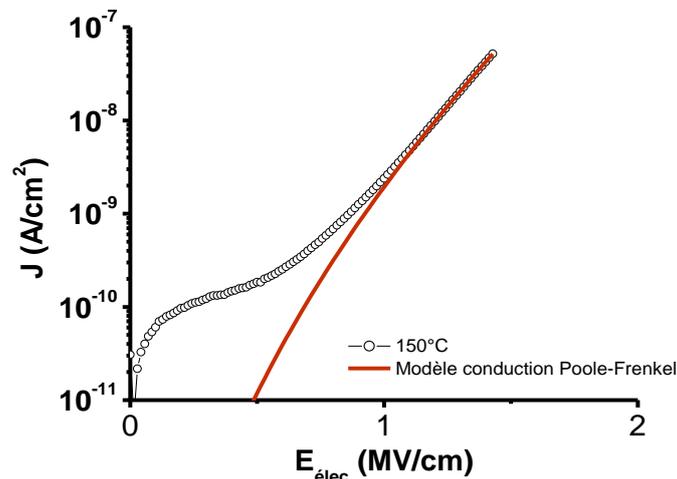


Figure V-9 : Evolution de la densité de courant J en fonction du champ appliqué pour une longueur totale de 14 m ($s=70$ nm et 150°C).

La conduction par effet Poole-Frenkel suggère l'existence de N_d pièges dans le volume du diélectrique, susceptibles d'être ionisés en présence d'un champ électrique, au cours du fonctionnement. Les pièges sont situés à une profondeur E_d en dessous de la bande de conduction. Nous voulons donc pour la suite extraire la profondeur E_d des pièges et leur densité N_d . Les mesures en fonction de la température vous permettre de déterminer la profondeur E_d des pièges. Cependant, avant de faire varier la température T de mesure, on observe que la réponse $J(V)$ suit un comportement atypique que nous décrivons ci-après.

2.3. Instabilité de la réponse : piégeage de charges

2.3.1. Mise en évidence du piégeage de charges

On observe que la première réponse en courant à une rampe de tension n'est pas stable. La seconde mesure IV faite dans les mêmes conditions est différente (Figure V-10). La densité de courant est plus faible et l'allure est différente.

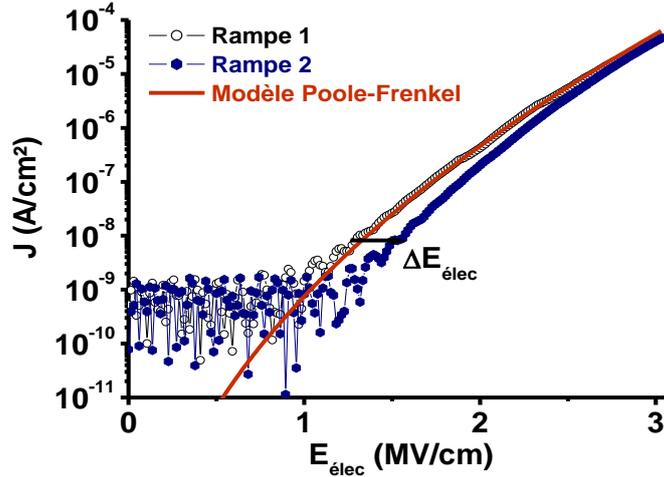


Figure V-10 : Deux mesures $J(E_{\text{élec}})$ successives à 125°C ($s=70\text{ nm}$ et $L=14\text{ mm}$). Le décalage en champ $\Delta E_{\text{élec}}$, qui permet d'évaluer la diminution du champ due au piégeage d'électrons, est d'environ $0,25\text{ MV/cm}$

La deuxième courbe $J(E_{\text{élec}})$ est en fait décalée vers les champs plus élevés. Ce décalage traduit une diminution du champ réel présent dans le matériau diélectrique par rapport au champ appliqué $E_{\text{élec}}$. Cette diminution du champ s'explique par la présence de charges piégées dans le diélectrique ^[Vilmay08] qui vont modifier la forme de la barrière du diélectrique. La présence d'une charge $-en_T$ piégée à une distance z de la cathode dans le diélectrique de permittivité ϵ_r entraîne une diminution $\Delta E_{\text{élec}}$ du champ à la cathode qui est donné par ^[Solomon06] :

$$\Delta E_{\text{élec}}(z) = \frac{en_T}{\epsilon_0 \epsilon_r} \theta(z) \quad \text{Eq. V-4}$$

$$\text{avec } 0 \leq \theta(z) = 1 - \frac{z}{s} \leq 1$$

La diminution du champ à la cathode est fonction de la position z des charges piégées dans le matériau relativement à la cathode : elle est d'autant plus importante que les charges piégées

sont proches de la cathode. Bien que nous ne connaissions pas cette position dans ce cas, il est raisonnable de penser que les électrons sont piégés en majorité au voisinage de la cathode d'où ils sont injectés. Nous pouvons donc faire l'hypothèse que le facteur $\theta(z)$ a une valeur entre 0,5 et 1.

La diminution de champ ΔE_{elec} correspondant au piégeage de charges peut être évaluée par le décalage des courbes $J(E_{\text{elec}})$ dans les champs faibles (Figure V-10).

En effectuant des mesures successives, on observe le décalage progressif des courbes $J(E_{\text{elec}})$ vers les champs forts, traduisant le piégeage d'électrons au cours des mesures. La forme de ces courbes tend vers l'état complètement piégé, correspondant à un état stable pour la courbe $J(E_{\text{elec}})$. A cet état stable, tous les pièges pré-existants dans le diélectrique ont été remplis et le modèle de conduction Poole-Frenkel est retrouvé (Figure V-11) :

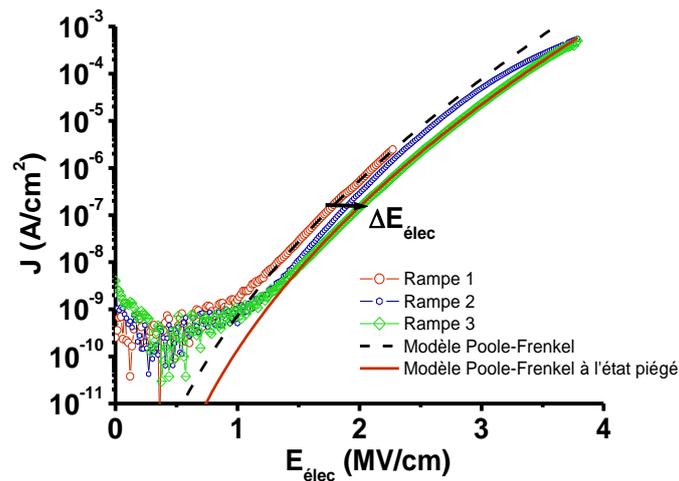


Figure V-11 : Trois courbes $J(E_{\text{elec}})$ obtenues par trois rampes successives, à 150°C. A la troisième mesure, on récupère le modèle de conduction par effet Poole-Frenkel, décalé du champ ΔE_{elec} introduit par le piégeage d'électrons.

En effectuant la première mesure jusqu'à des champs relativement élevés, on observe que la courbe $J(E_{\text{elec}})$, dont la dépendance correspond au modèle de conduction Poole-Frenkel, diverge de ce modèle à partir d'un champ élevé d'environ 3,5 MV/cm :

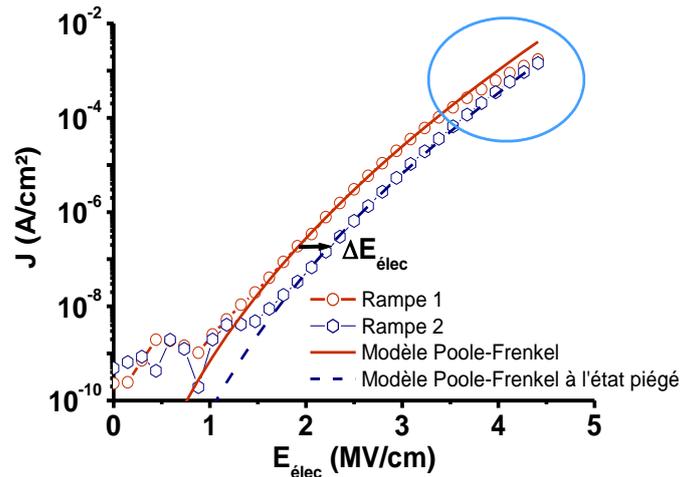


Figure V-12 : Deux courbes $J(E_{\text{élec}})$ obtenues par deux rampes successives à 125°C, jusqu'à 4,5 MV/cm.

Cette déviation est décrite et modélisée par Solomon ^[Solomon06] dans le cas d'une conduction Fowler-Nordheim à travers l'oxyde de silicium SiO_2 . Dans cette gamme de champs, la vitesse de piégeage pendant l'application de la rampe de tension devient plus importante que l'augmentation du courant selon le modèle de Poole-Frenkel. Si on pouvait appliquer des champs plus forts, la déviation rattraperait la courbe $J(E_{\text{élec}})$, qui suit le modèle de Poole-Frenkel dans l'état où tous les pièges ont été remplis (courbe bleue de la Figure V-12).

A ce stade, le décalage $\Delta E_{\text{élec}}$ entre la première rampe et la rampe où tous les pièges sont remplis permet d'obtenir la densité totale de pièges pré-existants dans le diélectrique. A partir de l'équation Eq. V-4, en prenant pour la permittivité relative ϵ_r la valeur de 2,5 qui est celle du SiOCH poreux et le facteur θ entre 0,5 et 1, on obtient à partir des décalages $\Delta E_{\text{élec}}$ extraits une densité de pièges n_T de l'ordre de $5.10^{11} \pm 2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Il a été observé que ce piégeage est complètement réversible : un stockage long des structures en température permet de vider ces pièges et de « retrouver » la caractéristique $J(V)$ de l'état vierge ^[Vilmay08].

2.3.2. Effet du piégeage sur la capacité

Regardons maintenant l'effet du piégeage de charges sur les caractéristiques $C(V)$ (Capacité en fonction de la tension) et comparons-les aux mesures de courant $J(E_{\text{élec}})$ (Figure V-13).

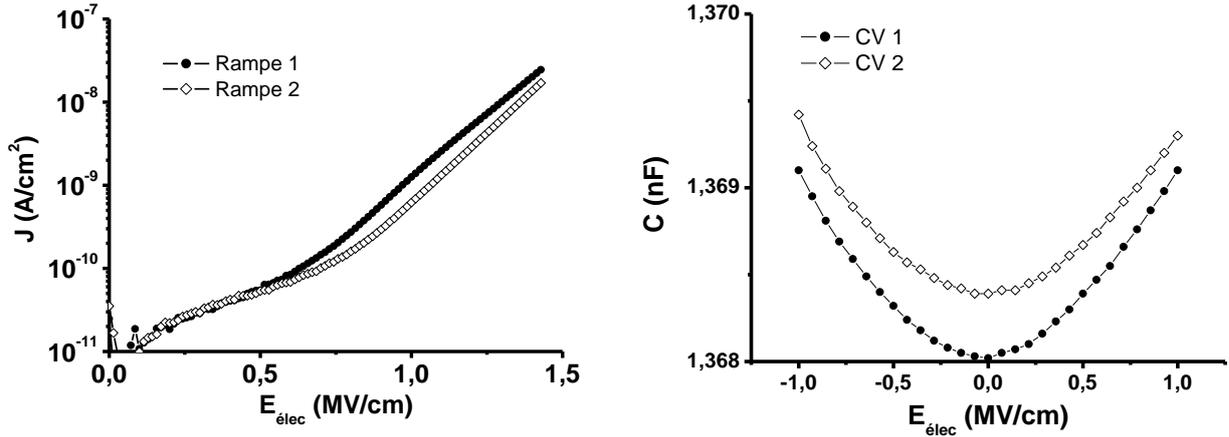


Figure V-13 : Mesures de la densité de courant J et de la capacité C en fonction du champ appliqué $E_{\text{élec}}$, à une fréquence $f=1$ KHz à 125°C .

La comparaison entre les deux courbes $J(E_{\text{élec}})$ montre bien qu'il y a eu piégeage de charges, puisque la seconde courbe est décalée vers les champs forts. Les mesures de capacité en fonction du champ $C(E_{\text{élec}})$ montrent une modification de l'allure des courbes.

Intéressons-nous d'abord au mécanisme à l'origine de la déformation de la courbe $C(E_{\text{élec}})$.

La variation de la capacité C en fonction du champ électrique appliquée $E_{\text{élec}}$ peut être modélisée par une parabole :

$$C(E_{\text{élec}}) = C_0 + C_2 E_{\text{élec}}^2 \quad \text{Eq. V-5}$$

On observe d'abord clairement que la deuxième courbe $C(E_{\text{élec}})$ est translatée vers des valeurs plus hautes, mais également que la courbure augmente. Au niveau de l'équation, cela se traduit par une augmentation du terme C_0 et une diminution de C_2 .

Nous avons modélisé chaque mesure $C(E_{\text{élec}})$ relativement à la première mesure dans l'état vierge qui est notée $C_{t=0}(E_{\text{élec}}, T)$:

$$C(E_{\text{élec}}) = C_{t=0}(E_{\text{élec}}, T) + \Delta C_0 + \Delta C_2 E_{\text{élec}}^2 \quad \text{Eq. V-6}$$

Les termes ΔC_0 et ΔC_2 vont permettre de quantifier la déformation de la courbe $C(E_{\text{élec}})$ entre deux mesures. L'expression qui s'ajoute à la réponse à l'état vierge $C_{t=0}(E_{\text{élec}}, T)$ et qui modélise la déformation de la courbe entre deux mesures est due à la génération de dipôles dans le diélectrique, qui induit une variation de la permittivité.

Dans l'hypothèse de Debye-Langevin et d'isotropie ^[Coelho93], les variations de la permittivité dues à la génération de N_{dip} dipôles de moment dipolaire p_{dip} est donc ^[Besset03] :

$$\Delta C_0 = \frac{\Sigma N_{dip}}{s} \frac{P_{dip}^2}{3k_B T} \quad \text{Eq. V-7}$$

Et :

$$\Delta C_2 = -\frac{\Sigma N_{dip}}{s} \frac{P_{dip}^4}{45k_B^3 T^3} \quad \text{Eq. V-8}$$

La Figure V-14 montre la corrélation entre les termes ΔC_0 et ΔC_2 .

On observe que les termes ΔC_0 et ΔC_2 peuvent être corrélés linéairement et que la pente de la modélisation linéaire de $-\Delta C_2$ en fonction de ΔC_0 augmente lorsque la température diminue.

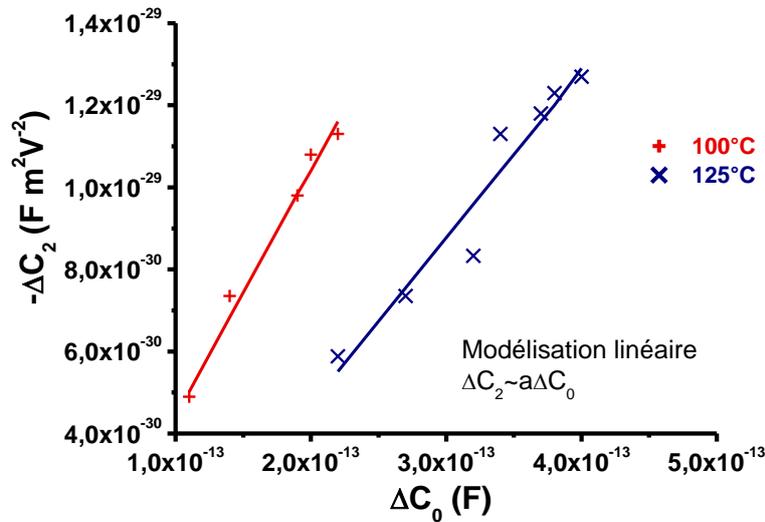


Figure V-14 : Corrélation entre les termes ΔC_0 et ΔC_2 .

La pente a extraite par la modélisation linéaire est donc :

$$a \approx \frac{-\Delta C_2}{\Delta C_0} = \frac{P_{dip}^2}{15k_B^2 T^2} \quad \text{Eq. V-9}$$

Le moment dipolaire p_{dip} extrait par l'équation Eq. V-9 est d'environ 2.10^{-28} Cm. Il correspond à un dipôle qui s'établit entre une charge $-e$ et $+e$, séparés d'environ 1,25 nm. Nous pouvons aussi extraire la densité de dipôles créés N_{dip} qui est d'environ 5.10^{15} cm^{-3} .

Cette évolution de la forme de la mesure $C(V)$ parallèlement au piégeage des charges a été également observée sur une capacité MIM d'épaisseur 400 Å dont le diélectrique est l'oxyde de silicium SiO_2 [Besset03]. La création de dipôles que nous avons mis en évidence dans l'évolution de la mesure $C(V)$ a été reliée au piégeage des charges : la charge piégée polarise les molécules du diélectrique dans son voisinage par le champ qu'elle exerce [Kamoulakos99]. Cette polarisation de la matière en l'absence d'un champ externe crée des dipôles. Lorsqu'un

champ externe est appliqué, la charge piégée se déplace : les molécules du diélectrique se polarisent donc sous l’effet du champ externe et du champ exercé par la charge piégée. Ce mécanisme microscopique explique l’augmentation de la polarisation macroscopique du diélectrique, que l’on observe dans l’augmentation de la permittivité. Il est similaire au modèle de Coelho de la contribution des défauts cristallins sur la permittivité [Coelho93]. En présence d’un champ, la contribution dipolaire macroscopique des dipôles créés entre les défauts cristallins et le cristal peut être décrite par le modèle de Debye-Langevin.

Dans l’hypothèse où les dipôles sont uniformément répartis dans tout le matériau et avec l’équation Eq. V-9 nous obtenons une densité surfacique équivalente pour les dipôles n_{dip} égale à sN_{dip} que nous comparons à la densité de pièges remplis n_t simultanément (Figure V-15).

La densité surfacique de dipôles créés n_{dip} est plus faible que celle des pièges remplis n_t (environ une décade). Les hypothèses faites précédemment dans les modèles utilisées peuvent expliquer cette différence. Nous pouvons cependant valider le modèle de création de dipôles relié au piégeage des charges, en vertu des modèles et des observations faites antérieurement.

La mise en évidence du piégeage de charges dans nos matériaux nous apprend donc qu’il y a dans le diélectrique IMD à l’état vierge des pièges résultant des étapes d’élaboration. Cette observation nous apprend aussi que ces pièges vont jouer un rôle dans le vieillissement électrique du diélectrique, puisqu’ils vont se remplir sous une sollicitation électrique.

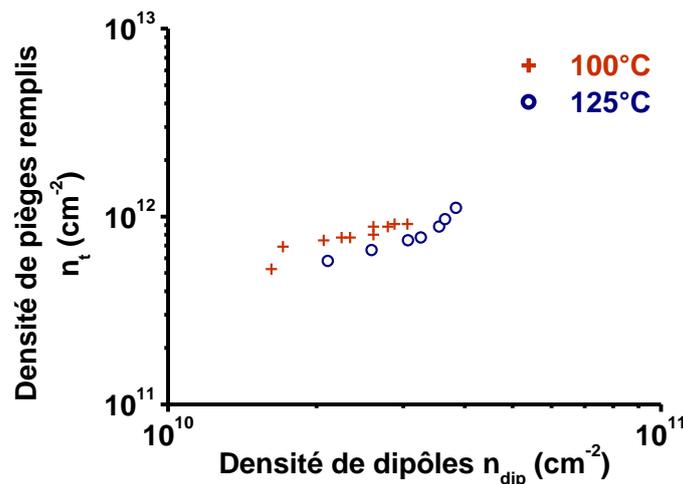


Figure V-15 : Corrélation entre la densité surfacique de dipôles équivalente n_{dip} et la densité de pièges remplis n_t .

Avant la mise en évidence du piégeage de charges, nous avons identifié le mécanisme de conduction par effet Poole-Frenkel à champs forts des courants de fuite. La conduction par effet Poole-Frenkel met en évidence d'autres défauts présents dans le diélectrique IMD, qui sont différents des pièges et participent à la conduction.

2.4. Conclusion sur la conduction à forts champs

2.4.1. Détermination de la profondeur E_d des pièges

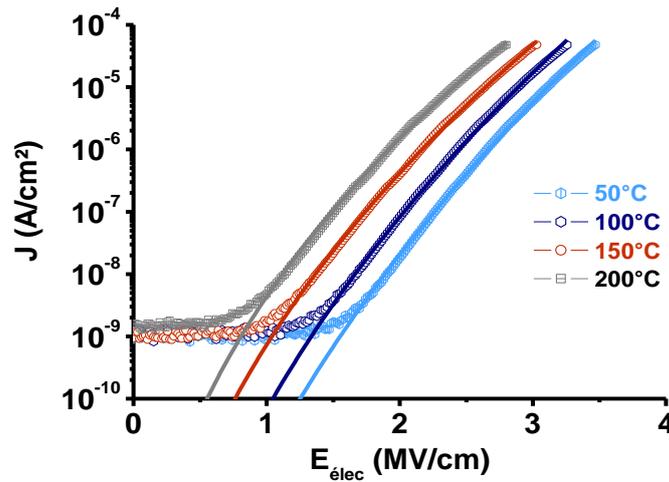


Figure V-16 : Effet de la température sur les courbes $J(E_{élec})$ lorsque tous les pièges sont remplis et modélisation par la conduction Poole-Frenkel ($s=70$ nm).

Lorsque tous les pièges sont remplis, la courbe $J(E_{élec})$ n'est plus décalée entre deux mesures successives. Dans ces conditions, on va analyser l'effet de la température sur la conduction (Figure V-16).

Le modèle de conduction par effet Poole-Frenkel est caractérisé par la dépendance en température suivant la relation :

$$J_{PF}(V, T) \propto \exp\left(\frac{\Phi_{PF}(V)}{k_B T}\right) \quad \text{Eq. V-10}$$

avec :

$$\Phi_{PF}(V) = \frac{\beta_{PF} \sqrt{V}}{\sqrt{s}} - E_d \quad \text{Eq. V-11}$$

Afin de déterminer la profondeur E_d des pièges mis en jeu dans la conduction Poole-Frenkel, l'énergie d'activation $\Phi_{PF}(V)$ est extraite en fonction de la tension (Figure V-17).

La modélisation linéaire de Φ_{PF} (V) en fonction de la tension \sqrt{V} permet d'obtenir la profondeur E_d des pièges par l'équation Eq. V-11. Une valeur d'environ **1 eV** est obtenue pour tous les espacements.

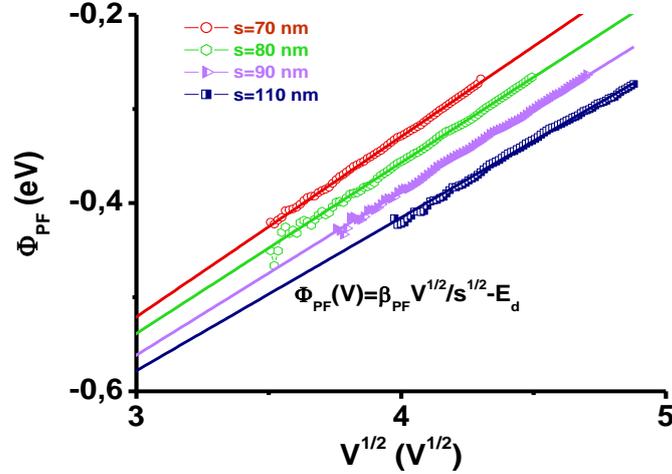


Figure V-17 : Evolution de l'énergie d'activation Φ_{PF} en fonction de la tension pour différents espacements et extraction de la profondeur E_d des pièges.

2.4.2. Modèle de la conduction par effet Poole-Frenkel

Le courant de conduction par effet Poole-Frenkel dépend de la densité de défauts N_d d'où sont émis les électrons. Nous avons déterminé leur profondeur E_d , qui est un paramètre caractéristique de ces défauts. La densité N_d est également un paramètre important pour évaluer l'intégrité du diélectrique IMD.

Avec l'effet Poole-Frenkel, la densité d'électrons n_{PF} qui sont émis dans la bande conduction est :

$$n_{PF} = N_d \exp\left(-\frac{E_d}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\beta_{PF} \sqrt{E_{élec}}}{k_B T}\right) \quad \text{Eq. V-12}$$

Les électrons émis sont accélérés dans le champ $E_{élec}$. Le courant de conduction par effet Poole-Frenkel est obtenu en considérant le courant de dérive des électrons de la bande de conduction :

$$J_{PF}(E_{élec}) = e n_{PF}(E_{élec}) \mu_n E_{élec} \quad \text{Eq. V-13}$$

où μ_n est la mobilité des électrons.

Tableau V-2 : Densité d'électrons n et n_{PF} (en prenant en compte l'effet Poole-Frenkel) : N_d sites donneurs non compensés, en présence de N_t pièges et compensés par N_A sites accepteurs
 [Yeargan68] [Hesto86]

Structure électronique	Densité d'électrons n	Effet Poole-Frenkel
N_d donneurs situés à une profondeur E_d $n = N_d^+$	$n = \sqrt{\frac{N_d N_c}{2}} \exp\left(-\frac{E_d}{2k_B T}\right)$	$n_{PF}(E_{elec}) = \sqrt{\frac{N_d N_c}{2}} \exp\left(\frac{\beta_{PF} \sqrt{E_{elec}} - E_d}{2k_B T}\right)$ <p style="text-align: center;">Eq. V-14</p>
N_t pièges à une profondeur E_t et N_d donneurs à une profondeur E_d $N_t^- = N_d^+$	$n = N_c \sqrt{\frac{N_d}{N_t}} \exp\left(-\frac{E_t + E_d}{2k_B T}\right)$	$n_{PF}(E_{elec}) = N_c \sqrt{\frac{N_d}{N_t}} \exp\left(\frac{\beta_{PF} \sqrt{E_{elec}} - E_t - E_d}{2k_B T}\right)$ <p style="text-align: center;">Eq. V-15</p>
N_A accepteurs et N_d donneurs à une profondeur E_d $N_A = N_d - N_d^o$	$n = N_c \frac{N_d - N_A}{2N_A} \exp\left(-\frac{E_d}{k_B T}\right)$	$n_{PF}(E_{elec}) = N_c \frac{N_d - N_A}{2N_A} \exp\left(\frac{\beta_{PF} \sqrt{E_{elec}} - E_d}{k_B T}\right)$ <p style="text-align: center;">Eq. V-16</p>

Le modèle de la conduction Poole-Frenkel a été étendu par le calcul de la densité d'électrons libres n en présence de N_d sites donneurs et de N_A sites accepteurs [Yeargan68] ou de N_t pièges peu profonds [Hesto86]. Lorsque la densité n des électrons de la bande de conduction est très inférieure aux densités N_A et N_d , les densités n et n_{PF} sont obtenues dans le cas où les sites donneurs sont compensés ou non par des sites accepteurs. Les sites donneurs participent à la conduction Poole-Frenkel (Tableau V-2).

Dans le cas où les sites donneurs qui participent à la conduction ne sont pas en présence de pièges ou compensés par des sites accepteurs, les équations Eq. V-14 et Eq. V-15 montrent que la densité de courant J varie en fonction du champ électrique E_{elec} selon :

$$\frac{J}{E_{elec}} \approx \exp\left(\frac{\beta_{PF} \sqrt{E_{elec}}}{2k_B T}\right) \quad \text{Eq. V-17}$$

Dans le cas où des sites accepteurs compensent les sites donneurs, le courant varie selon :

$$J/E_{\text{elec}} \approx \exp\left(\frac{\beta_{\text{PF}} \sqrt{E_{\text{elec}}}}{k_B T}\right) \quad \text{Eq. V-18}$$

où la constante de Poole-Frenkel β_{PF} est donnée par l'équation Eq. II-24.

Dans l'étude de la dépendance en champ du courant mesuré, nous avons observé que le modèle de l'équation Eq. V-17, qui correspond aussi au modèle de conduction par émission Schottky (Eq. II-13) donnait une valeur de la permittivité relative ϵ_r irréaliste.

L'équation Eq. V-18 suggère donc que la structure électronique du diélectrique IMD mise en jeu dans la conduction observée à champs forts par effet Poole-Frenkel contient des sites accepteurs, en densité N_A inférieure à celle des défauts qui participent à la conduction.

L'étude de la réponse électrique à champs forts du diélectrique IMD a donc permis de mettre en évidence les mécanismes responsables du comportement observé : nous avons extrait des paramètres quantitatifs qui décrivent le comportement électrique du diélectrique.

Concernant la fiabilité du diélectrique, cette étude nous fournit les bases pour l'étude et la compréhension du vieillissement sous contrainte électrique. Avant d'explorer ce vieillissement, nous avons complété l'étude du diélectrique à l'état vierge par des caractérisations en température par spectroscopie d'impédance que nous développons ci-après.

2.5. Comportement dynamique

Les mesures par spectroscopie d'impédance nous permettent ici de caractériser le diélectrique IMD à des tensions très basses, c'est-à-dire celles qui sont réellement appliquées au cours du fonctionnement. De plus, elles fournissent une caractérisation non destructive de la structure. Nous présentons ici les informations que nous avons pu déduire de cette caractérisation.

La Figure V-18 montre le comportement de la capacité et des pertes diélectriques mesurées pour différentes températures et deux longueurs totales de peigne.

Concernant la capacité, nous pouvons faire trois observations sur le comportement dans la gamme de fréquences et de température étudiées :

- Dans les fréquences élevées, à partir de 10^4 Hz, la capacité chute vers les hautes fréquences avec une faible dépendance en fonction de la température ;
- Dans les fréquences intermédiaires, entre 10^2 et 10^4 Hz, la capacité augmente légèrement vers les basses fréquences et diminue lorsque la température augmente ;

- Dans les basses fréquences, en dessous de 1 Hz, la capacité augmente vers les basses fréquences et cette augmentation est plus importante lorsque la température augmente.

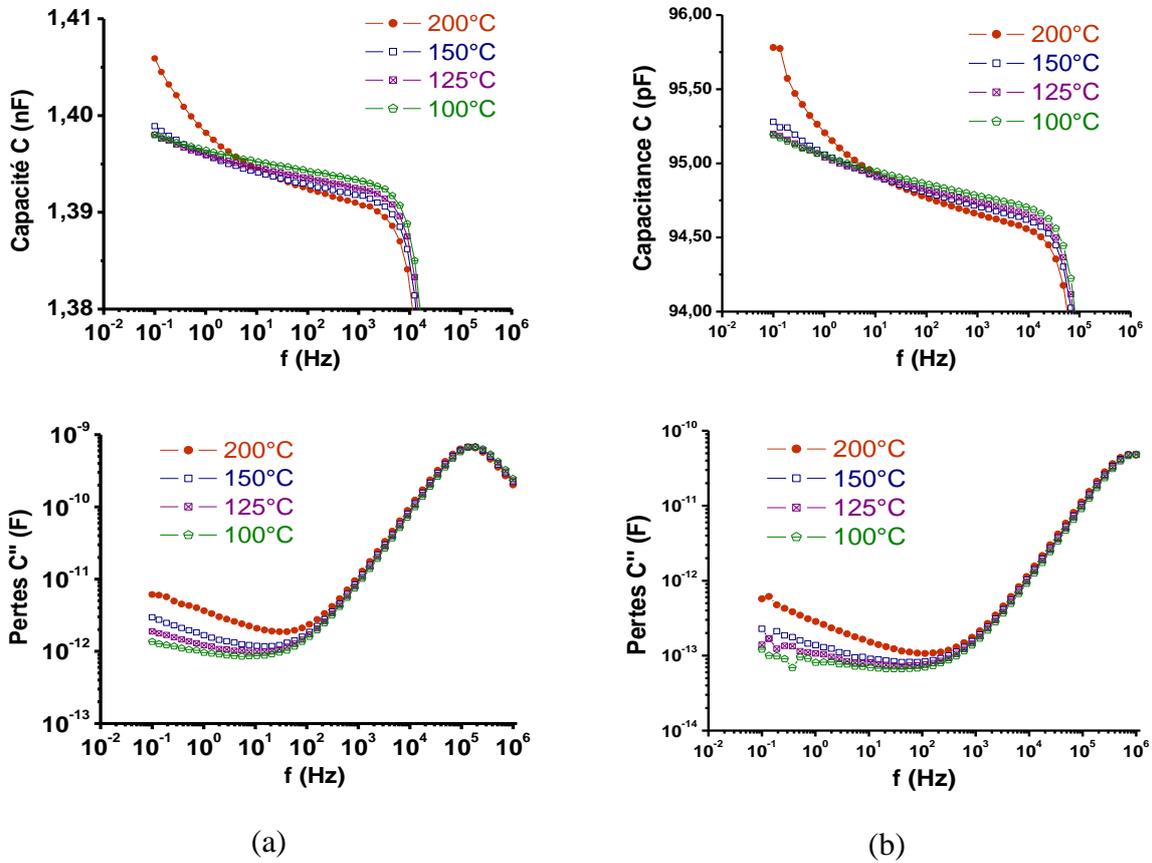


Figure V-18 : Evolution de la capacité C et des pertes diélectriques C » en fonction de la fréquence (entre 10⁻¹ et 10⁶ Hz) pour différentes températures et pour un espacement s=70 nm : (a) L=14m et (b) L=1 m).

Concernant les pertes diélectriques, on observe :

- une forte augmentation vers les fréquences élevées à partir de 10³ Hz. Dans cette zone, les pertes diélectriques ne dépendent pratiquement pas de la température. Cette augmentation forte des pertes est la conséquence de la résistance de contact des peignes de cuivre en série avec le diélectrique.
- Dans les basses fréquences, en dessous de 10 Hz, les pertes augmentent avec la température et la diminution de la fréquence.

Le facteur de pertes $\tan \delta$ permet de s'affranchir de la géométrie de la structure. Son évolution en fonction de la fréquence pour différentes températures est présentée pour les deux longueurs de peignes (Figure V-19). Des comportements similaires sont observés pour les deux longueurs de peigne.

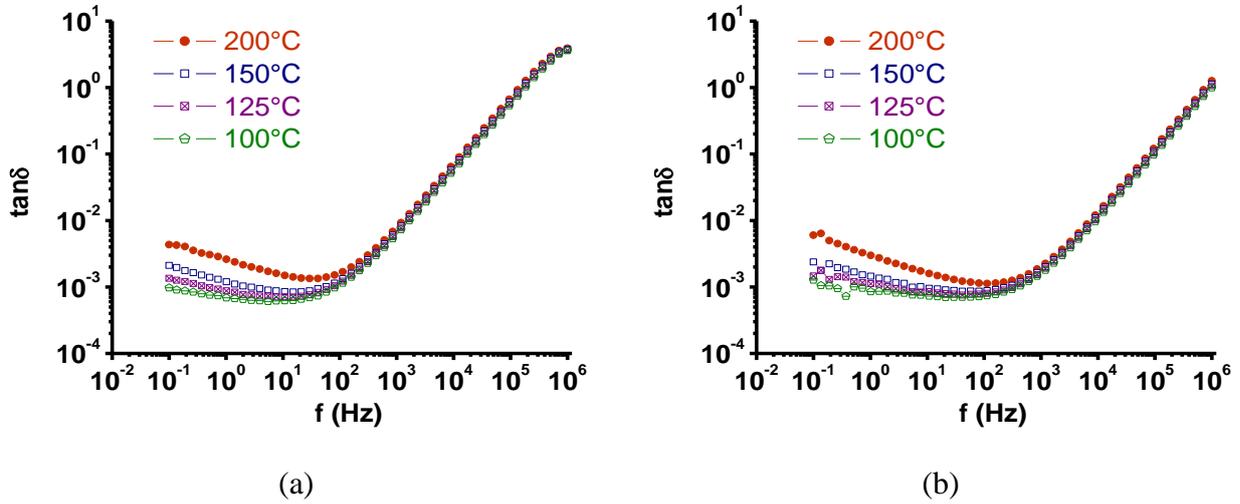


Figure V-19 : Evolution du facteur de pertes $\tan \delta$ en fonction de la fréquence pour différentes températures : comparaison entre la réponse des structures de longueur des peignes (a) $L=14$ m et (b) $L=1$ m ($s=70$ nm).

2.5.1. Dépendance en température de la capacité à 1 kHz.

Nous avons étudié la dépendance de la capacité en fonction de la température dans les fréquences intermédiaires (autour de 1 kHz) où la capacité diminue lorsque la température augmente.

La Figure V-20 montre la dépendance en température de la capacité à une fréquence de 1 KHz (ces résultats restent vrais à des fréquences plus basses jusqu'à une dizaine de hertz). Dans le modèle de Debye-Langevin, la contribution d'une densité N de molécules polaires de moment dipolaire p en fonction de la température est :

$$\epsilon_s - \epsilon_\infty = \frac{p^2 N}{3\epsilon_0 k_B T} \quad \text{Eq. V-19}$$

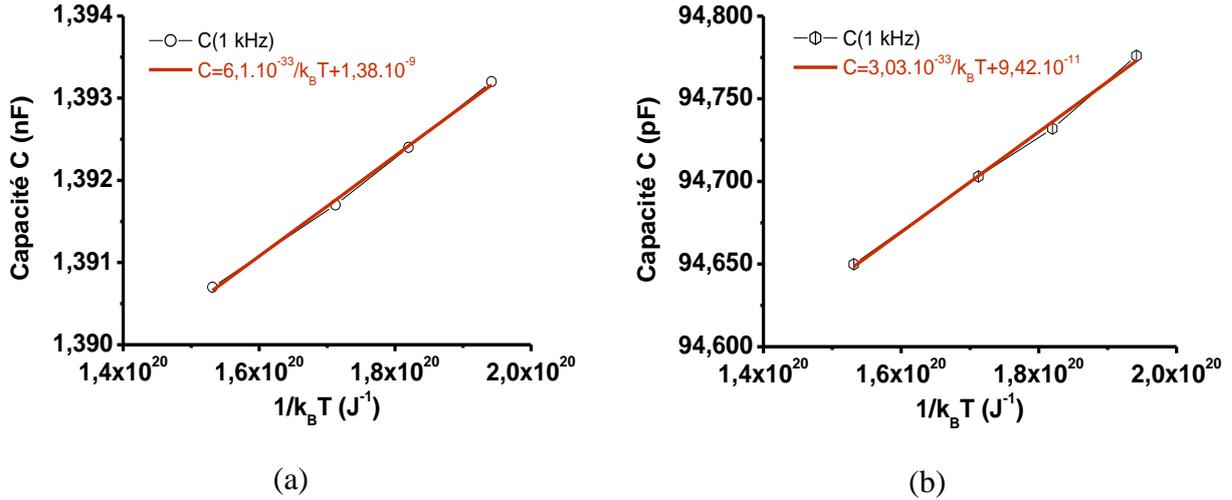


Figure V-20 : Evolution de la capacité à 1 kHz en fonction de la température et modélisation linéaire en fonction de 1/k_BT (modèle de Debye-Langevin) : (a) L=14 m et (b) L=1 m.

Cette observation et l'étude suivante ont été réalisées dans des diélectriques SiOCH poreux [Gonon03].

En utilisant l'équation Eq. V-19 pour la modélisation linéaire de la capacité en fonction de 1/k_BT, nous pouvons extraire le terme p²N qui est d'environ 5.10⁻³³ C²m⁻¹.

L'interaction dipolaire entre deux moments p est $\frac{p^2}{4\pi\epsilon_0 r^3}$ où r est la distance entre les deux

dipôles, donc $\frac{1}{r^3} = N$. Nous obtenons alors une interaction dipolaire d'environ 0,4 meV,

comparée à l'énergie thermique k_BT qui est de l'ordre de 0,04 eV. Les interactions dipolaires sont donc négligeables devant l'agitation thermique, ce qui valide le modèle de Debye-Langevin pour décrire la contribution dipolaire.

Cependant, on observe également que l'évolution de la capacité peut être aussi décrite par une dépendance linéaire en fonction de la température (Figure V-21) selon le modèle [Blonkowski07]:

$$C(T) = C(0)(1 + \alpha_T T) \quad \text{Eq. V-20}$$

Où le paramètre α_T décrit la variation de la capacité due à l'expansion thermique de la structure du matériau sous l'effet du champ.

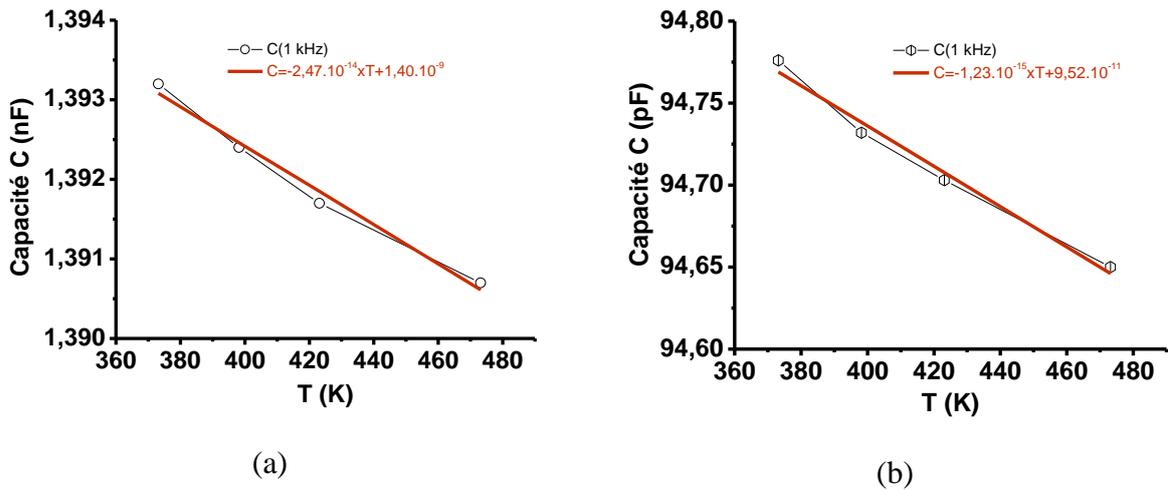


Figure V-21 : Evolution de la capacité à 1 kHz en fonction de la température et modélisation linéaire en fonction de T (Eq. V-20) : (a) L=14 m et (b) L=1 m.

Nous obtenons un paramètre α_T négatif égal à $-1,5 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

Il été observé une dépendance similaire dans le cas du SiO_2 amorphe, où le paramètre α_T a été obtenu expérimentalement égal à $-5 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. Cet effet est attribué à la nature covalente des liaisons Si-O [Blonkowski07].

2.5.2. Comportement aux basses fréquences

Nous nous intéressons maintenant au comportement observé aux basses fréquences.

La Figure V-22 montre le comportement de la capacité dont on a retiré la contribution aux fréquences intermédiaires (qui correspond au terme de droite dans l'équation Eq. V-19) C_{Debye} , identifiée précédemment.

Vers les hautes fréquences, puisqu'on a retiré la contribution dipolaire, la capacité $C - C_{\text{Debye}}$ tend vers la capacité C_∞ , qui correspond à la contribution globale ionique et électronique de la polarisation, où les dipôles ne peuvent plus suivre les variations du champ et que nous avons estimée.

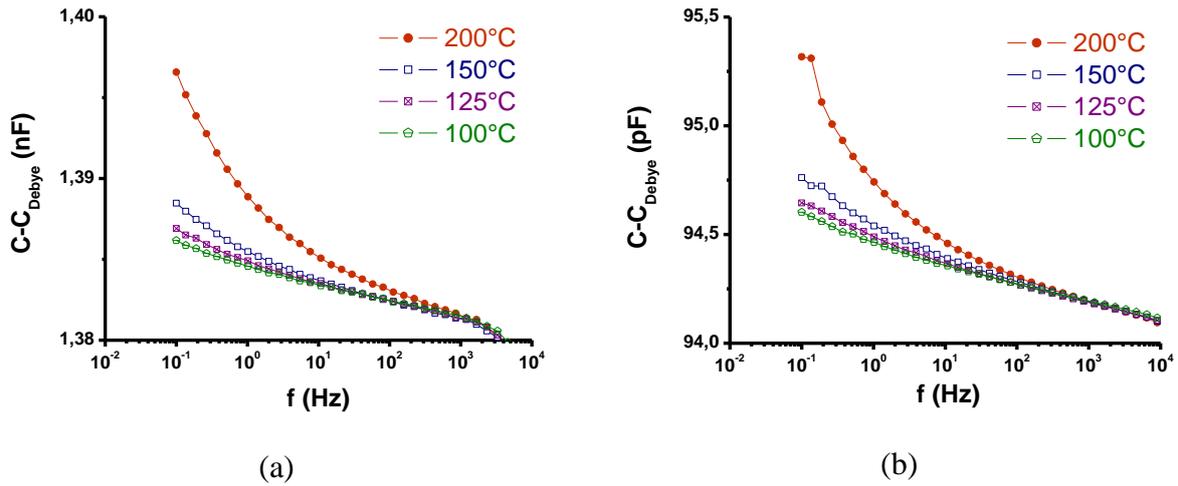


Figure V-22 : Evolution de la capacité en fonction de la fréquence à différentes températures, sans la contribution dipolaire de Debye C_{Debye} : (a) $L=14$ m et (b) $L=1$ m.

L capacité C_{∞} est reportée sur la Figure V-23 en fonction de la longueur L des peignes et permet d'obtenir la permittivité ϵ_{∞} correspondante donnée par :

$$C_{\infty} = \frac{\epsilon_{\infty} \epsilon_0 LH}{s} \text{ où } H \text{ est l'épaisseur des lignes et } s \text{ l'espace entre les lignes.}$$

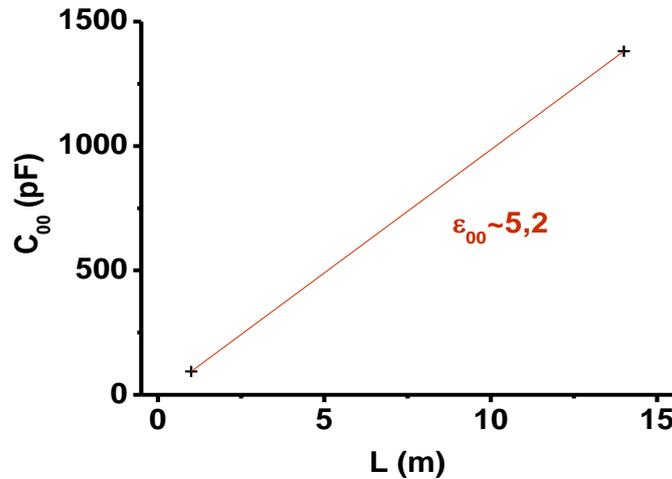


Figure V-23 : Capacité C_{∞} en fonction de la longueur L des peignes et détermination de la permittivité ϵ_{∞} équivalente.

Cette valeur de 5,2 correspond à la contribution ionique et électronique de la permittivité diélectrique. Nous obtenons une valeur plus élevée que celle correspondant à la constante diélectrique du SiOCH poreux (2,5) et finalement cette valeur est plus proche de celle de la barrière de diffusion SiCN. En fait, nous mesurons la contribution capacitive de tout

l'empilement, qui prend également en compte une partie de la couche de SiCN inférieure mais également supérieure par l'intégration de SiCN dans les emplacements de SiOCH qui ont été polis par le procédé CMP (représentation schématisée et simplifiée sur la Figure V-24).

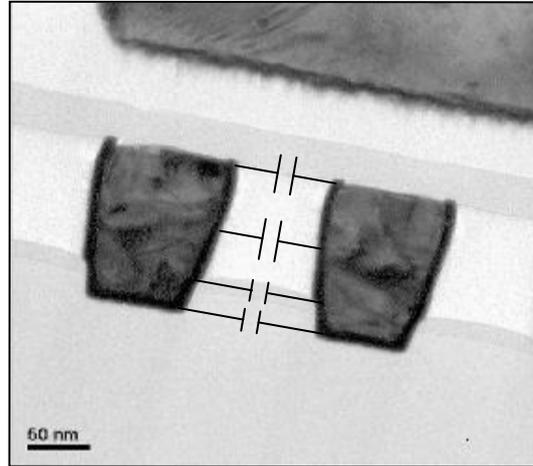


Figure V-24 : Représentation schématique des contributions capacitives de l'empilement diélectrique entre les lignes de cuivre.

Nous avons finalement la contribution de la capacité aux basses fréquences C_{BF} :

$$C_{BF}(f) = C(f) - C_{\infty} - C_{Debye} \quad \text{Eq. V-21}$$

Nous avons alors étudié l'évolution de la capacité C_{BF} et le facteur de pertes $\tan\delta_{BF} = \frac{C''}{C_{BF}}$

relatif au comportement visible dans les basses fréquences.

L'évolution de la capacité C_{BF} peut être modélisée par un comportement en loi de puissance (Figure V-25 (a)) :

$$C_{BF}(f) \propto f^{-n_c} \quad \text{Eq. V-22}$$

On observe parallèlement, que le facteur de pertes C''/C_{BF} a un comportement en fréquence de type *flat-loss* (Figure V-25 (b)) :

$$\frac{C''}{C_{BF}} = \tan\left(\frac{n_{pertes}\pi}{2}\right) \quad \text{Eq. V-23}$$

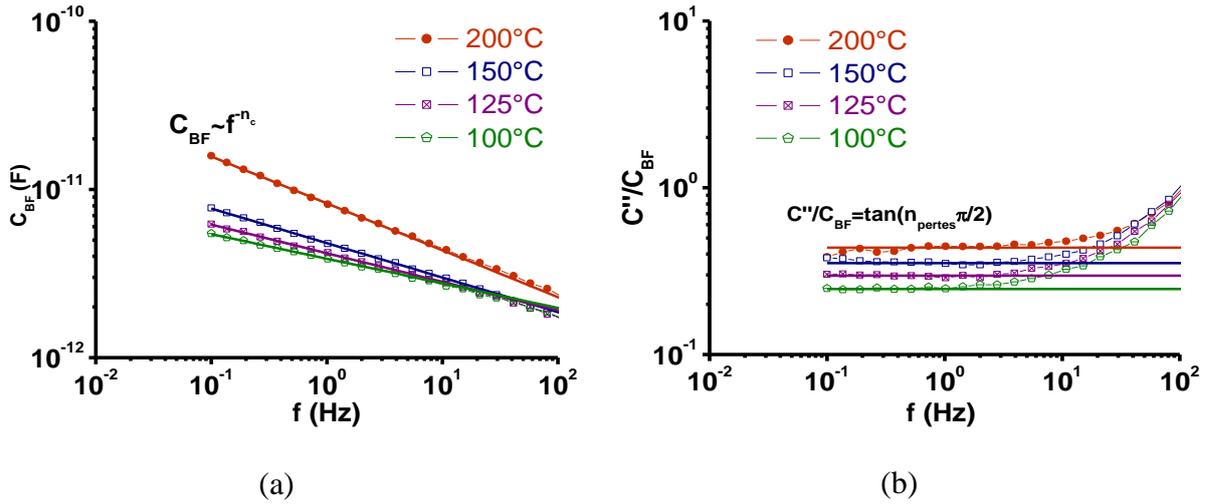


Figure V-25 : Evolution de la contribution C_{BF} (a) à la capacité et du facteur de pertes C''/C_{BF} (b) en fonction de la fréquence (en dessous de 100 Hz) pour différentes températures ($L=14$ m).

La Figure V-26 montre la comparaison entre les paramètres n_c et n_{perles} extraits par les équations Eq. V-22 et Eq. V-23 :

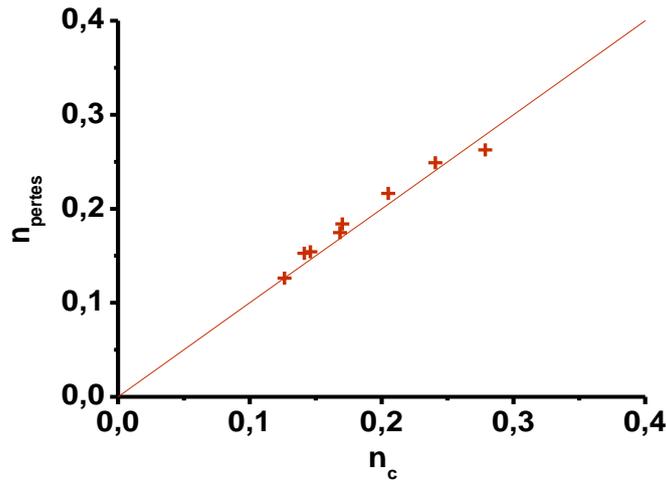


Figure V-26 : Corrélation entre n_c , extrait de la modélisation en loi de puissance de la capacité C_{BF} , et n_{perles} , extrait de la modélisation *flat-loss* du facteur de pertes C''/C_{BF} .

On observe que les paramètres n_c et n_{perles} sont proches. Le comportement en basses fréquences peut donc être décrit par une réponse CPA (*Constant-Phase-Angle* ou *flat-loss*) :

$$\tilde{C}_{BF} \propto (i\omega)^{-n_{LF}} \quad \text{Eq. V-24}$$

La Figure V-27 montre les pertes diélectriques obtenues par l'équation Eq. V-24 comparées aux pertes mesurées :

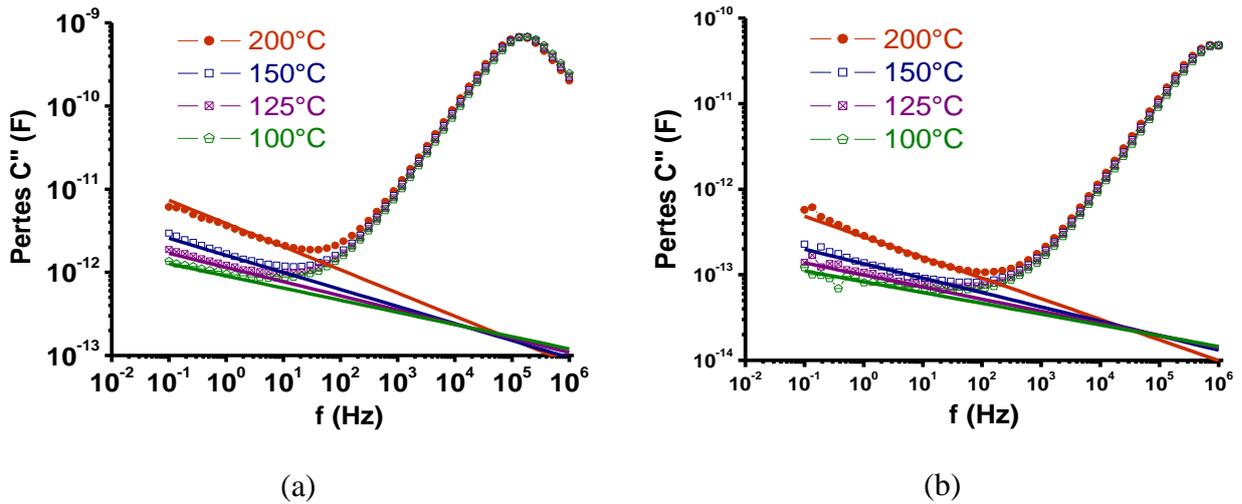


Figure V-27 : Comparaison entre les pertes diélectriques C'' mesurées et la réponse CPA : (a) $L=14$ m et (b) $L=1$ m.

La réponse CPA ou *flat-loss* correspond au modèle de Jonscher pour décrire la contribution de sauts de charges dans le diélectrique.

La possibilité d'accéder à la réponse du diélectrique IMD dans les conditions réelles de fonctionnement est intéressante pour l'étude de la fiabilité du diélectrique à basse tension. Dans ces conditions, il est difficile de mesurer le courant, alors que par spectroscopie d'impédance, nous pouvons accéder à la réponse en courant grâce aux modèles de variations de la capacité et des pertes diélectriques.

Nous avons caractérisé l'état électrique du diélectrique à l'état vierge et nous connaissons les mécanismes du comportement électrique et les paramètres extraits grâce aux modèles. Nous allons étudier l'évolution de ces mécanismes et des paramètres au cours du vieillissement lorsqu'on applique une contrainte électrique.

3. CARACTÉRISATION DU VIEILLISSEMENT ÉLECTRIQUE DU DIÉLECTRIQUE IMD

A partir des résultats précédents, nous cherchons à comprendre le vieillissement à travers l'étude de l'évolution de la réponse électrique du diélectrique IMD.

Le vieillissement électrique est obtenu en appliquant une contrainte électrique soit en tension, soit en courant. La contrainte appliquée en tension permet de visualiser l'évolution au cours d'un test TDDB par lequel est normalement mesurée la durée de vie. La contrainte appliquée en courant permet d'accéder à la charge injectée Q dans le diélectrique au cours du vieillissement.

Au cours du vieillissement électrique, la contrainte est interrompue afin de caractériser l'état du matériau (Figure V-28) par des mesures $I(V)$, $C(V)$ et $C(f)$ par spectroscopie d'impédance.

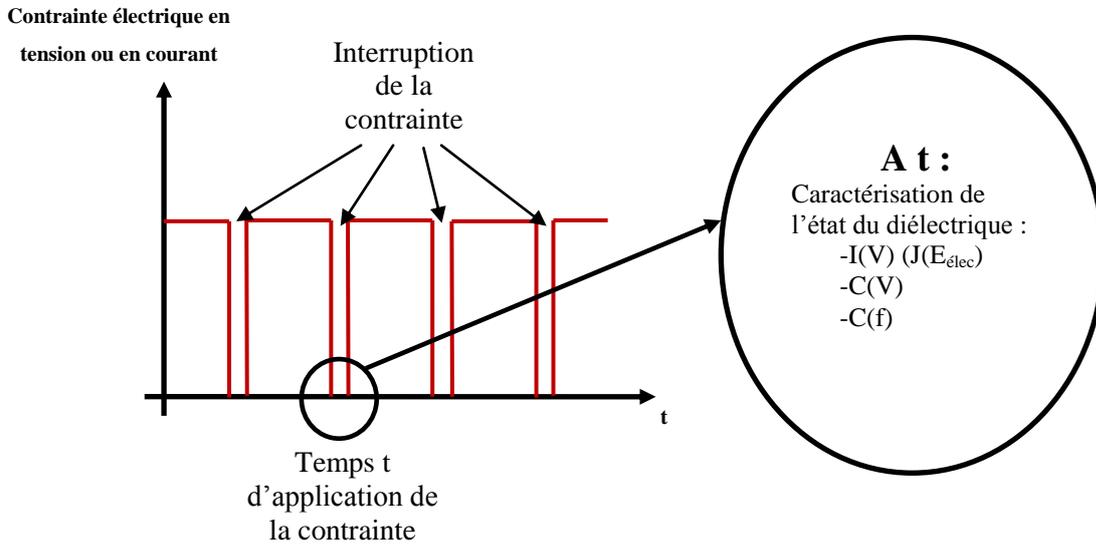


Figure V-28 : Schéma du protocole réalisé pour l'étude du vieillissement sous contrainte électrique.

L'évolution des mesures au cours du temps t , qui correspond au temps d'application de la contrainte électrique va nous permettre de suivre l'évolution électrique et diélectrique du matériau.

3.1. Piégeage de charges

Sous une contrainte électrique, la première phase du vieillissement correspond à la diminution du courant à une tension et une température données (Figure V-29 (a)). Au cours de cette phase, la contrainte électrique appliquée est interrompue à différents temps t , afin de sonder l'état électrique du diélectrique IMD par une mesure $J(E_{élec})$ (Figure V-29 (b)).

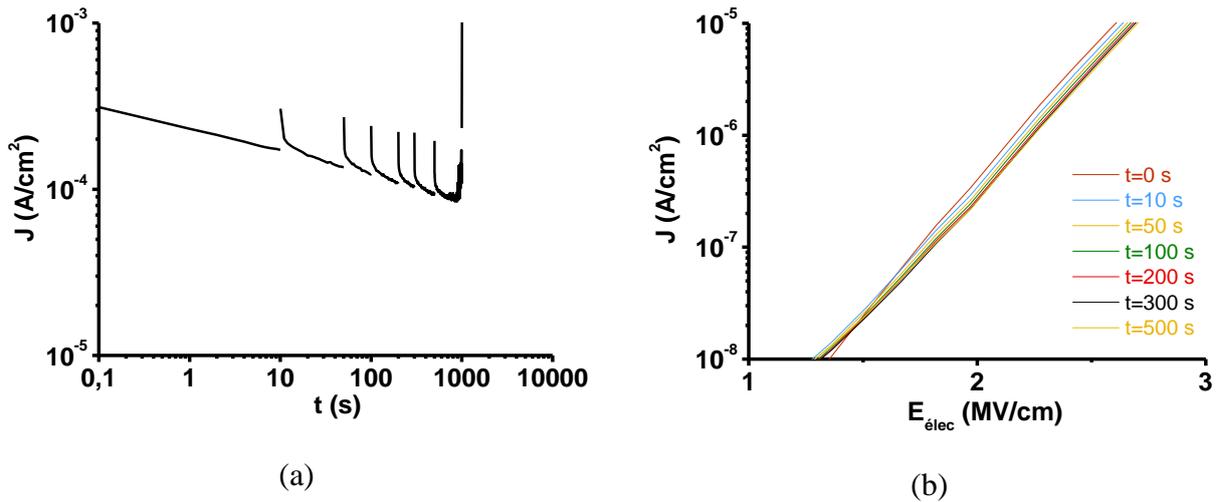


Figure V-29 : Mesure du courant au cours d'un vieillissement à 22 V (correspondant à un champ électrique de 3,33 MV/cm) et 125°C (a) et courbes $J(E_{\text{élec}})$ obtenues à différents temps t du vieillissement (b) ($s=70$ nm).

Le décalage progressif des courbes $J(E_{\text{élec}})$ au cours du temps vers les champs forts suggère qu'il y a bien piégeage d'électrons, comme nous l'avons montré précédemment (2.3.1).

Il est intéressant de noter que le piégeage de charges au cours du vieillissement peut être observé par spectroscopie d'impédance (Figure V-30).

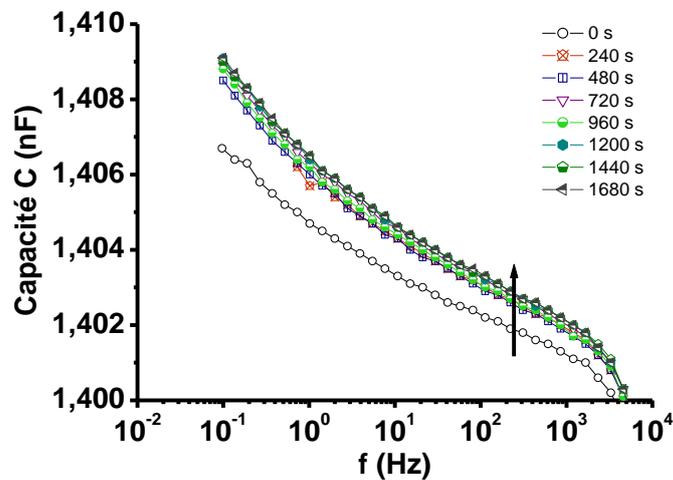


Figure V-30 : Evolution de la courbe $C(f)$ au cours du temps t pour un vieillissement sous 10 V et à 125°C ($s=70$ nm et $L=14$ m).

On observe que la courbe $C(f)$ se décale progressivement verticalement vers les hautes capacités. Cette augmentation semble donc liée à l'augmentation de la contribution dipolaire mise en évidence dans les hautes fréquences (1 KHz) (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**) et correspond à la même augmentation observée avec les mesures $C(V)$ (2.3.2).

Au cours du piégeage d'électrons, la conduction dans le diélectrique se fait par effet Poole-Frenkel (Eq. V-18) :

$$J/E_{\text{elec}} \approx \exp\left(\frac{\beta_{\text{PF}} \sqrt{E_{\text{elec}}}}{k_B T}\right)$$

La modélisation du courant a permis d'extraire la constante β_{PF} qui est relié à la constante diélectrique κ impliquée dans la conduction. La valeur de κ obtenue entre 2,5 et 3 est proche de celle du diélectrique Low- κ .

3.2. Dégradation avant claquage

Après la phase de piégeage, le courant mesuré augmente jusqu'au claquage. Nous étudions cette phase de dégradation, par l'évolution des courbes $J(E_{\text{elec}})$.

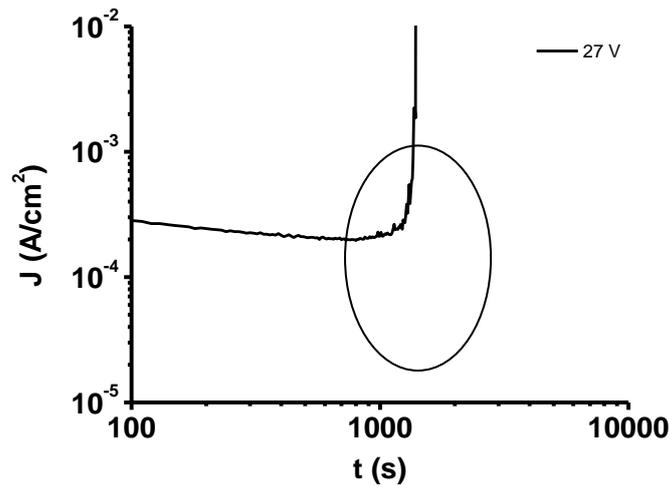


Figure V-31 : Augmentation du courant qui précède le claquage sous contrainte électrique ($s=70$ nm) à 27 V et 125°C.

3.2.1. Evolution de la réponse $J(E_{\text{elec}})$

Après la phase de piégeage, lorsque le courant augmente, les courbes $J(E_{\text{elec}})$ évoluent de façon significative (Figure V-32).

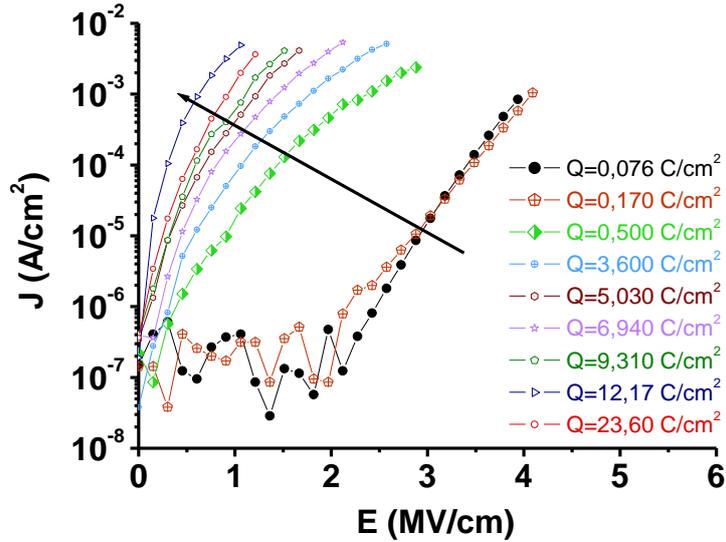


Figure V-32 : Evolution des courbes $J(E_{élec})$ au cours du vieillissement sous contrainte électrique ($s=70$ nm et $125^{\circ}C$).

On observe l'augmentation du courant pour chaque champ appliqué parallèlement à l'évolution de la forme de la courbe $J(E_{élec})$.

La densité de courant correspondant à une conduction par effet Poole-Frenkel s'écrit de façon généralisée :

$$\ln\left(\frac{J}{E_{élec}}\right) = \frac{P_{PF}}{k_B T} \sqrt{E_{élec}} + C_{PF} \quad \text{Eq. V-25}$$

où la pente P_{PF} et la constante C_{PF} sont données selon les modèles du Tableau V-2.

Nous avons vu que dans la phase de piégeage, la conduction se fait par effet Poole-Frenkel, où les pièges donneurs sont compensés par des sites accepteurs, ce qui correspond à une pente P_{PF} égale à β_{PF} .

Au cours de la dégradation, les courbes $J(E_{élec})$ sont également décrites par l'équation Eq. V-25 (Figure V-33) et on peut noter que le mécanisme de conduction reste le même.

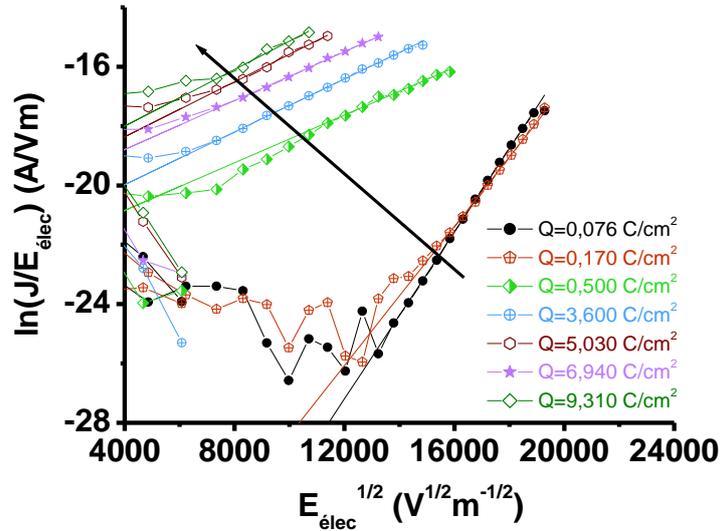


Figure V-33 : Modélisation des courbes $J(E_{\text{élec}})$ au cours du vieillissement par le modèle de conduction Poole-Frenkel selon l'équation Eq. V-25.

On observe cependant que la pente P_{PF} a diminué. Dans la phase de piégeage, nous avons obtenu une pente de $4,5-5 \cdot 10^{-5} \text{ eV m}^{1/2} \text{ V}^{-1/2}$ qui correspond à la constante de Poole-Frenkel β_{PF} pour une constante diélectrique κ comprise entre 2,5 et 3. La pente diminue jusqu'à une valeur de $1,5 \pm 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ eV m}^{1/2} \text{ V}^{-1/2}$ (Figure V-34).

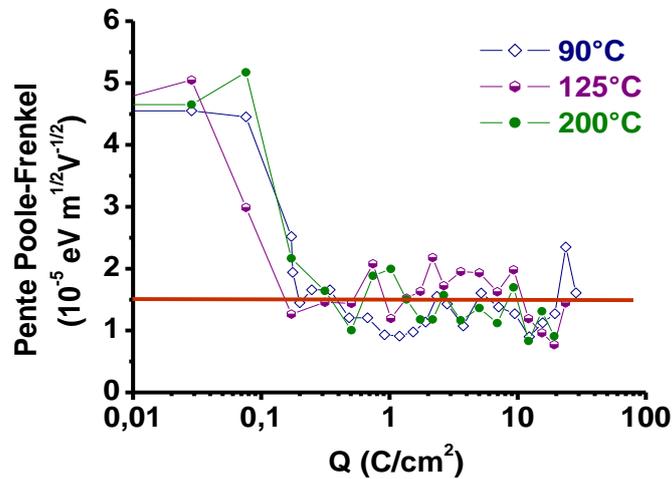


Figure V-34 : Evolution de la pente Poole-Frenkel au cours du vieillissement électrique.

Dans une première hypothèse, la pente P_{PF} est la constante β_{PF} définie par l'équation Eq. II-25 et la diminution de cette pente traduit alors l'augmentation de la permittivité ϵ_r qui intervient

dans le mécanisme. Cependant, la permittivité ϵ_r dans la zone de dégradation est supérieure à 10, ce qui n'est physiquement pas acceptable, compte tenu de la constante diélectrique des matériaux (SiOCH poreux ($\kappa=2,5$), SiCN ($\kappa=5$)) qui constituent l'empilement.

Dans une seconde hypothèse, la pente P_{PF} correspond à la constante β_{PF} associée à un mécanisme de conduction Poole-Frenkel assisté uniquement par des pièges donneurs.

Cette hypothèse a également été formulée auparavant dans des structures similaires d'espacement minimum $s=75$ nm, avec comme diélectriques IMD déposés par CVD, le SiO₂ ($\kappa=4,2$) un SiOCH dense ($\kappa=3,0$) et un SiOCH poreux ($\kappa=1,7$) [Li07]. Au cours du vieillissement, la pente Poole-Frenkel diminue de la valeur β_{PF} à la valeur $\beta_{PF}/2$. Cette observation a été attribuée à la transition d'un mécanisme de conduction Poole-Frenkel en présence de sites donneurs et accepteurs à un mécanisme de conduction Poole-Frenkel assisté uniquement par des pièges donneurs. Cette transition s'explique par la génération importante de pièges donneurs au cours du vieillissement : la concentration des sites accepteurs devient alors négligeable devant celle des pièges donneurs. L'augmentation du courant s'explique également par la génération de pièges donneurs : la densité de courant J du modèle de conduction est proportionnelle à la racine de la concentration N_d des pièges donneurs (Eq. V-14).

3.2.2. Dépendance en température

Nous observons l'effet de la température sur les courbes $J(E_{\text{élec}})$ mesurées au cours de la dégradation :

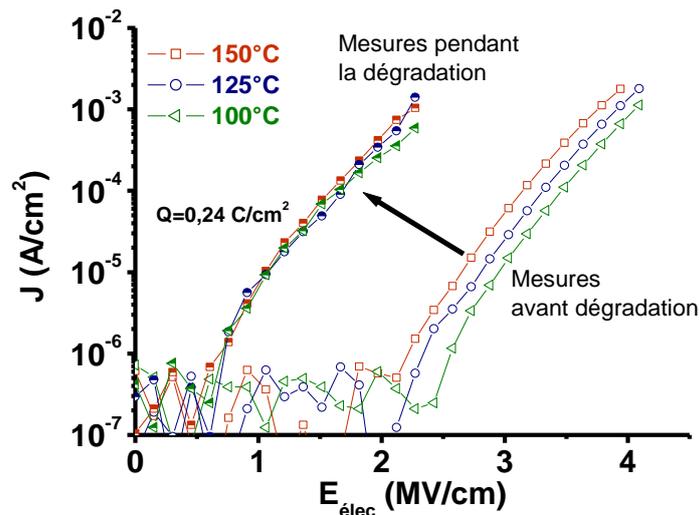


Figure V-35 : Mesures $J(E_{\text{élec}})$ faites pour différentes températures avant et au cours de la dégradation électrique.

On observe que durant cette phase de dégradation, l'énergie d'activation dans le mécanisme de conduction Poole-Frenkel diminue également. Ceci s'explique également par le passage à un mécanisme de conduction Poole-Frenkel assisté par les pièges donneurs : l'équation Eq. V-14 fait apparaître une énergie d'activation de $E_d/2$.

En conclusion, au cours du vieillissement, le mécanisme de conduction n'évolue pas : il correspond à un mécanisme de conduction par effet Poole-Frenkel. Avant la dégradation, la constante diélectrique κ extraite est proche de celle du diélectrique Low- κ ($\kappa=2,5$). Au cours de la génération de pièges donneurs, la constante diélectrique κ qui correspond à la pente P_{PF} égale à $\beta_{PF}/2$ est d'environ 5, ce qui est proche de celle du diélectrique SiCN. Cette observation suggère donc que le chemin de conduction dominant évolue au sein de l'empilement au cours du vieillissement. L'hypothèse est que le chemin de conduction évolue vers la barrière de diffusion SiCN supérieure, où le claquage disruptif serait localisé, comme déjà observé ^{[Guedj05a] [Vilmay10]}.

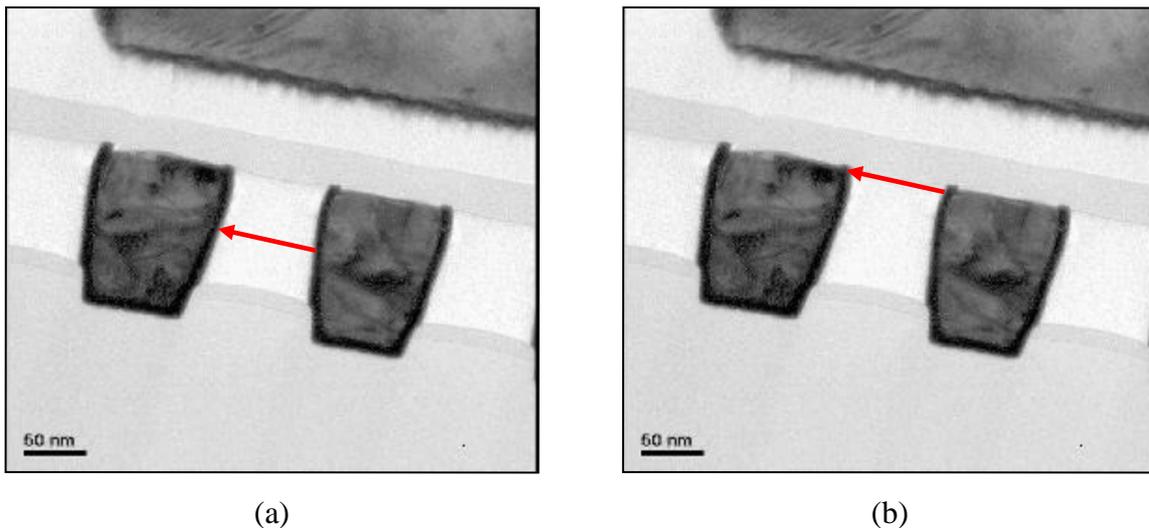


Figure V-36 : Chemin de conduction dominant dans le diélectrique IMD : (a) Durant la phase de piégeage et (b) Durant la phase de dégradation avant claquage.

4. RÉSUMÉ – SYNTHÈSE

Nous avons caractérisé et identifié un modèle de conduction à champs forts d'isolants d'interconnexions Low-k constitués d'un empilement de matériaux SiOCH et d'une barrière SiCN intégrés entre deux lignes de cuivre dans une technologie 45 nm.

Les mesures réalisées en régime continu ont permis de proposer une conduction privilégiée par effet Poole-Frenkel. De ce modèle, des pièges donneurs sont mis en évidence : ces sites préexistent dans le matériau avant l'application d'une contrainte électro-thermique et sont probablement induits lors de la phase d'élaboration et d'intégration du SiOCH. La profondeur de ces pièges a été estimée à 1 eV en dessous de la bande de conduction. A la fois la présence de site donneurs (qui vont participer à la conduction électrique) et de sites accepteurs en plus faible quantité sont présents dans la structure. Nous avons aussi mis en évidence la présence de pièges également préexistants, différents des pièges donneurs et accepteurs cités précédemment, dont la densité estimée est de $5.10^{11} \pm 2.10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et qui vont se remplir sous l'application de la contrainte électrique.

Nous avons montré que le suivi de la pente du modèle de conduction Poole-Frenkel constituait un bon indicateur de l'état du vieillissement du matériau sous contrainte électrique. La diminution de la pente d'un facteur de deux montre ainsi l'état de dégradation avancé du diélectrique IMD juste avant le claquage. Pour une densité de charges injectée inférieure à $0,1 \text{ C/cm}^2$, la conduction électrique correspondant au courant de fuite a lieu préférentiellement dans le SiOCH. Pour une charge supérieure à $0,1 \text{ C/cm}^2$, le chemin de conduction dominant est localisé au niveau de la couche SiCN supérieure. La dégradation de la structure (se traduisant par un accroissement du courant de fuite) a été expliquée par la génération importante de pièges donneurs au cours du vieillissement, la concentration en sites accepteurs devenant alors négligeable par rapport à ces sites donneurs. Indirectement, le suivi de la pente du modèle de conduction Poole-Frenkel permettrait également de qualifier l'état de dégradation du diélectrique IMD au sein de l'empilement en fonction de l'impact des traitements plasma et CMP.

L'observation du chemin de conduction préférentiellement dans le SiCN et/ou dans les zones d'interface SiOCH/SiCN s'explique probablement par une dégradation de la surface de SiOCH lors des étapes de gravure plasma et de CMP. Des défauts de surface, devenant ensuite des défauts d'interface lors du dépôt du SiCN fragilisent ainsi la fiabilité du diélectrique IMD et participent à son vieillissement prématuré en fonctionnement électrique.

Ce résultat intéressant montre l'importance de trouver des solutions alternatives afin de fiabiliser l'interface entre le SiOCH poreux et la couche de SiCN supérieure. L'étape critique étant le polissage mécano-chimique pour la surface du SiOCH poreux, une solution a déjà été envisagée en remplaçant une faible épaisseur du SiOCH poreux proche de l'interface par une

couche de SiOCH dense ^[Vilmay10]. Cette modification se faisant au détriment de la valeur de la constante diélectrique effective, elle permet cependant de considérablement améliorer la fiabilité du diélectrique intermétallique : ses propriétés mécano-chimiques la rendent plus résistante au procédé CMP. Le remplacement de la couche de SiCN par des barrières auto-alignées CoWP avait été également envisagée pour diminuer la constante diélectrique ^[Arnal05].

L'étude en régime dynamique (analyse spectroscopique) a montré que l'analyse des pertes n'avait de sens que pour des fréquences inférieures à 1KHz. Au-delà, les résistances de contact cuivre/diélectrique imposent leur réponse. Il faut donc rester très prudent lorsque des valeurs de perte sont fournies pour des fréquences élevées (i.e. à quelques dizaines ou centaines de KHz) comme cela est souvent proposé dans la littérature. A défaut de pouvoir exploiter les mesures sur les pertes aux hautes fréquences, le seuil en fréquence à partir duquel la résistance de contact intervient peut cependant constituer un état de qualification du contact métal/low k. D'un point de vue pratique, à longueur de ligne (ou peigne) donné, un décalage vers des fréquences plus hautes de la remontée des pertes traduira une résistance de contact plus faible.

Pour les gammes de fréquence exploitables (i.e. en dessous de la zone où la résistance parasite prédomine), nous avons montré une adéquation entre la capacité basse fréquence qui obéit à une loi en puissance suivant la fréquence et le comportement des pertes qui répond à un comportement de type *flat-loss* (encore appelé *constant-phase-angle*). Pour des fréquences intermédiaires, la contribution de dipôles d'interaction dipolaire égale à 0,4 eV, a pu être identifiée. Il est difficile de localiser si ces dipôles sont préférentiellement dans la couche de SiOCH ou SiCN. En effet, une fois cette contribution soustraite de la valeur de la capacité totale mesurée, la mesure de la capacité haute fréquence permet d'estimer une valeur de constante diélectrique effective mesurée égale à 5,2 montrant ainsi la prise en compte non négligeable de la couche de SiCN dans la mesure de la capacité.

Enfin, la sensibilité de l'analyse spectroscopique a été démontrée dans le diagnostic d'un vieillissement du matériau à travers la dérive de la capacité en fonction du remplissage des pièges. A la différence des mesures en régime continu où des champs électriques élevés sont nécessaires à l'identification de ce vieillissement, l'analyse dynamique diélectrique, qui travaille sous des champs électriques très faibles, apparaît donc intéressante comme outil de diagnostic non agressif dans l'étude de la fiabilité d'interconnexions cuivre/Low- κ /cuivre.

CONCLUSION GENERALE

Afin de satisfaire aux besoins de performances des circuits limités par les interconnexions, il est nécessaire d'intégrer un diélectrique de faible permittivité en tant que diélectrique IMD (*Interlevel Metal Dielectric IMD*). Pour les technologies 65 nm et 45 nm, l'utilisation d'un diélectrique poreux SiOCH de permittivité relative $\kappa=2,5$ permet ainsi d'atteindre les performances souhaitées en terme de délai de propagation. Cependant, en fonctionnement nominal, le diélectrique est le siège de courants de fuite qui s'établissent entre les lignes métalliques qui vont le dégrader. La fiabilité du diélectrique et des interconnexions s'en trouve ainsi fragilisée. Les courants de fuite qui s'établissent et le vieillissement du diélectrique dont ils sont responsables ont fait l'objet de cette thèse.

Notre travail a consisté à travailler avec des empilements SiOCH/SiCN pour différents écartements entre deux lignes de cuivre. Les caractérisations électriques ont porté sur deux types de structures : (i) des empilements élaborés en technologie 65 nm qui ont ensuite été découpés et encapsulés, (ii) des empilements élaborés en technologie 45 nm et étudiés directement sur puce. L'originalité de cette étude a consisté à utiliser des techniques expérimentales électriques non conventionnelles pour ces applications ainsi qu'une utilisation approfondie de modèles empiriques pour prédire l'état de vieillissement de ces empilements et finalement proposer des chemins privilégiés de conduction électrique.

Après avoir rappelé les évolutions des interconnexions et plus particulièrement la limitation induite par l'isolant intermétallique au niveau du temps de propagation, nous avons décrit les problèmes de fiabilité rencontrés par l'intégration du SiOCH poreux utilisé en remplacement du SiO₂ pour pallier ces limitations de propagation, entre autres (Chapitre I).

Les principaux mécanismes de conduction électrique dans les isolants et leurs modèles associés ont fait l'objet du Chapitre II. La description des deux techniques expérimentales électriques utilisées et une présentation détaillée des structures étudiées ont été données dans le Chapitre III. En particulier, nous avons décrit les mesures courant/tension en régime statique et les mesures de spectroscopie d'impédance en régime dynamique basse fréquence. Les études ont été réalisées sur des larges plages de température (de l'ambiante jusqu'à 200°C parfois) et larges gammes de fréquence (typiquement 10⁻³ Hz – 1MHz).

Le Chapitre IV a concerné les études sur les empilements élaborées en technologie 65 nm. Nous avons tout d'abord montré que l'empilement était sujet à un courant de relaxation intrinsèque (courant dépendant du temps) et d'un courant de conduction (courant en régime

stationnaire) qui s'établissait en général au bout de quelques dizaines de secondes. Nous avons établi que ce courant de conduction s'établissait en régime ohmique. Plusieurs modèles ont été suggérés. Le modèle de Godet, qui constitue une adaptation du modèle de Mott de la conduction par sauts (*hopping*), a le mieux correspondu à nos résultats. De ce modèle, nous avons pu extraire plusieurs paramètres qui nous auront permis de quantifier l'état de l'empilement IMD en fonctionnement sous champ faible. Le couplage de nos résultats et de ce modèle a permis de suggérer que le mécanisme de conduction se faisait par saut de charges entre défauts dont la distribution de densité a une forme exponentielle. La conduction s'établit préférentiellement à un niveau de profondeur autour de 1 eV en dessous de la bande de conduction.

Le Chapitre V a concerné les études sur les empilements élaborées en technologie 45 nm. Dans un souci d'analyser la fiabilité de ces empilements dans une technologie plus avancée que précédemment, nous les avons soumis à des champs électriques supérieurs à 1MV/cm. Un mécanisme de conduction par effet Poole-Frenkel a clairement été identifié. Ce mécanisme met en évidence la présence de défauts (pièges) dans le diélectrique IMD. Dès lors, les paramètres caractéristiques de ces défauts (leur profondeur, leur densité) représentent l'intégrité électrique du diélectrique. Pour l'étude de la fiabilité du diélectrique, la problématique est de comprendre les mécanismes à l'origine du vieillissement électrique et du claquage disruptif, aux tensions élevées auxquelles sont effectuées les mesures de durée de vie et à la tension nominale de fonctionnement. Nous avons pu ainsi visualiser le vieillissement électrique par l'étude de l'évolution de la réponse du diélectrique. Nous avons d'abord vu que des pièges présents dans le diélectrique, incorporés au moment de l'intégration, entraînent le vieillissement du diélectrique en se remplissant au début de l'application de la contrainte électrique. Puis grâce à l'étude de la conduction, nous avons pu visualiser la génération de défauts avant claquage. Les paramètres caractéristiques de la conduction montrent que le chemin de conduction dominant semble évoluer au cours du vieillissement au sein de l'empilement pour se décaler depuis le volume du SiOCH vers la barrière de diffusion de SiCN (ou à l'interface SiOCH/SiCN). Pour interpréter cette évolution, on peut penser que les étapes du procédé d'intégration double-damascène des interconnexions ont dégradé en surface la couche de SiOCH (gravure plasma et polissage mécano-chimique) générant ainsi des défauts de surface devenant des défauts d'interface une fois la couche de SiCN déposée.

Parallèlement à l'étude des courants de fuite qui s'établissent entre les lignes à travers le diélectrique, nous avons mené des caractérisations prospectives par spectroscopie d'impédance sur les empilements élaborés dans les deux technologies (Chapitre IV et Chapitre V). L'intérêt premier de cette technique est de permettre une caractérisation non-destructive par le fait qu'on applique une tension sinusoïdale de faible amplitude. Ainsi on se rapproche d'une analyse du courant à des tensions en fonctionnement nominal des empilements ce qui n'est généralement pas aisé. Le fait de pouvoir mener des caractérisations dans des basses fréquences (< 10 Hz) permet d'accéder aux mécanismes de polarisation par charge d'espace et autres mécanismes de relaxation interfaciale. Nous avons ainsi pu observer une polarisation de charge d'espace dans les diélectriques IMD des dispositifs élaborés en technologie 65 nm et mis en boîtier. Ce phénomène a été attribué à la présence de charges mobiles dans l'empilement, qui sous l'action combinée du champ appliqué et de la diffusion, migrent dans le diélectrique. Nous pensons que ces charges correspondent aux ions cuivre, qui ont largement diffusé dans le diélectrique, particulièrement au cours de la phase d'élaboration. Cette mise en évidence par spectroscopie d'impédance est très importante, puisqu'elle nous permettrait de visualiser directement la présence de cuivre dans le diélectrique intégré, alors qu'auparavant, cette observation se faisait soit par imagerie électronique en transmission (TEM), nécessitant une découpe transversale des dispositifs, soit par analyse chimique. Ces ions sont néfastes pour la fiabilité du diélectrique et peuvent provoquer un claquage extrinsèque en s'accumulant dans le diélectrique pour former un chemin de percolation disruptif dans l'empilement.

Au niveau des perspectives, il serait maintenant intéressant de corrélérer plus intimement les paramètres d'évaluation de l'état de vieillissement des empilements IMD aux procédés technologiques utilisés pour l'intégration de ces interconnexions. En effet, l'objectif de cette thèse consistait à proposer des méthodes de caractérisation électrique non destructives, plus proches du fonctionnement nominal de ces structures et facilement adaptables pour du test de fiabilité. Plusieurs éléments de réponse ont été donnés pour répondre à cet objectif. Il convient maintenant d'affirmer certains choix de modèles en lien avec les conditions d'intégration et également tester l'outil d'analyse de spectroscopie diélectrique basse fréquence par exemple en fonction de conditions de gravure plasma ou de CMP.

BIBLIOGRAPHIE

[Aimadeddine05] M. Aimadeddine *et al.*, « Impact of patterning and ashing on electrical properties and reliability of interconnects in a porous SiOCH ultra low- κ dielectric material », *Micro. Eng.*, **82**, 341 (2005).

[Arnal05] V. Arnal *et al.*, « Challenges for interconnect of future CMOS generations: implementation of emerging processes and alternative architectures », *ECS Symposium Proc.*, 221 (2005).

[Arnal06] V. Arnal *et al.*, « 45 nm Node Multi Level Interconnects ith Porous SiOCH Dielectric $k=2.5$ », *IEEE IITC Proc.*, 213 (2006).

[Allers04] K.-H. Allers, « Predictions of dielectric reliability from I-V characteristics: Poole-Frenkel conduction mechanism leading to \sqrt{E} model for silicon nitride MIM capacitor », *Micro. Eng.*, **44**, 411 (2004).

[Baklanov05] M. R. Baklanov and K. Maex, « Porous low dielectric constant materials for microelectronics », *Phil. Trans. R. Soc.*, **364**, 201 (2005).

[Besset03] C. Besset *et al.*, « MIM capacitance variation under electrical stress », *Micro. Reliability*, **43**, 1237 (2003).

[Blonkowski07] S. Blonkowski, « Nonlinear capacitance variations in amorphous oxide metal-insulator-metal structures », *Appl. Physics. Lett.*, **91**, 172903 (2007).

[Blythe79] A.R. Blythe, « Electrical properties of polymers », Cambridge University Press (1979).

[Broussous07] L. Broussous *et al.*, « Porosity and structure evolution of a SiOCH low κ material during post-etch cleaning process », *Micro. Eng.*, **84**, 2600 (2007).

[Chen06] F. Chen *et al.*, « A comprehensive study of Low- κ SiCOH TDDB Phenomena and Its Reliability Lifetime Modern Development », *IEEE IRPS Proc.* (2006).

[Chen85] I-C. Chen, S. E. Holland and C. Hu, « Electrical Breakdown in thin Gate and Tunneling Oxides », *IEEE J. of Solid-State Circuits*, **20**, 333 (1985).

[Choi10] C.K. Choi *et al.*, « Study of Cu diffusion behavior in low dielectric constant SiOC(-H) films deposited by plasma-enhanced chemical vapor deposition », *Thin Solid Films*, **518**, 6474 (2010).

[Coelho83] R. Coelho, « Sur la relaxation d'une charge d'espace », *Revue Phys. Appl.*, **18**, 137 (1983).

[Coelho93] R. Coelho, « Les diélectriques – Propriétés diélectriques des matériaux isolants », Hermès Science Publications (1993).

[Driel07] W.D. van Driel, « Facing the challenge of designing for Cu/low- κ reliability », *Microelec. Reliability*, **47**, 1969 (2007).

[Economikos04] L. Economikos, « Integrated electro-chemical mechanical planarization (Ecmp) for future generation device technology », *IEEE IITC Proc.*, 233 (2004).

[Godet01] C. Godet, « Hopping model for charge transport in amorphous carbon », *Phil. Mag. B*, **81**, 205 (2001).

[Godet01] C. Godet, « Variable range hopping revisited: the case of an exponential distribution of localized states », *J. of Non-Crystalline Sol.*, **299**, 333 (2001).

[Godet02] C. Godet, « Electronic Localization and Bandtail Hopping Charge Transport »,

Phys. Stat. Sol. (b), **231**, 499 (2002).

[Godet03] C. Godet, « Physics of bandtail hopping in disordered carbons », *Diamonds and Rel. Materials*, **12**, 159 (2003).

[Gonon03] P. Gonon *et al.*, « Permittivity and Conductivity of Low-Dielectric-Constant SiOCH:H Films Deposited by Plasmas-Enhanced Chemical Vapor Deposition », *J. of the Electro. Soc.*, **150**, 47 (2003).

[Gottfried06] K. Gottfried *et al.*, « Cu/barrier CMP on porous low- κ based interconnect schemas », *Micro. Eng.*, **83**, 2218 (2006).

[Guedj05a] C. Guedj *et al.*, « Bias-stress-induced evolution of the dielectric properties of porous-ULK/copper advanced interconnects », *Micro. Eng.*, **80**, 345 (2005).

[Guedj05b] C. Guedj *et al.*, « Influence of the diffusion barriers on the dielectric reliability of ULK/Cu advanced interconnects », *IEEE ITC Proc. 2005*, 57 (2005).

[Guedj06] C. Guedj *et al.*, « Study of void growth in 120 nm copper lines by in situ SEM », *Micro. Eng.*, **83**, 2175 (2006).

[Haggag05] A. Haggag, N. Liu, D. Menke and M. Moosa, « Physical model for the power-law voltage and current acceleration of TDDB », *Microelec. Reliability*, **45**, 1855 (2005).

[Hamioud09] K. Hamioud *et al.*, « 32 nm node BEOL integration with an extreme low- κ porous SiOCH dielectric $\kappa=2,3$ », *Micro. Eng.*, **87**, 316 (2009).

[Hesto86] P. Hesto, « The Nature of Electronic Conduction in thin Insulating Layers », from « Instabilities in Silicon Devices », Elsevier Science Publisher B.V. (North-Holland) (1986).

[Horowitz05] M. Horowitz, « Scaling, power, and the future of CMOS », *IEEE IEDM Proc.*, 7 (2005).

[Iwamoto95] M. Iwamoto, « The dielectric dispersion of insulating films with long-range movements of charge carriers », *J. Appl. Phys.*, **77**, 5314 (1995).

[Iwamoto96] M. Iwamoto, « Transient currents across insulating films with long-range movements of charge carriers », *J. Appl. Phys.*, **79**, 7936 (1996).

[Jin01] C. Jin *et al.*, « Evaluation of Ultra-Low-k Dielectric Materials for Advanced Interconnects », *J. of Elec. Mat.*, **30**, 284 (2001).

[Jonscher83] A.K. Jonscher, « Dielectric relaxation in solids », Chelsea Dielectrics Press (1983).

[Jonscher91] A.K. Jonscher, « Low-frequency dispersion in volume and interfacial situations », *J. of Mat. Sc.*, **26**, 1618 (1991).

[Kao04] K.C. Kao, « Dielectric phenomena in solids », Elsevier Academic Press (2004).

[Kamoulakos99] G. Kamoulakos *et al.*, « Unified model for breakdown in thin and ultrathin gate oxides (12-5 nm) », *J. of Appl. Phys.*, **86**, 5131 (1999).

[Kim01] J.Y. Kim *et al.*, « Origin of low dielectric constant of carbon-incorporated silicon oxide film deposited by plasma enhanced chemical vapour deposition », *J. of Appl. Phys.*, **90**, 2469 (2001).

[Kondo] S. Kondo, Présentation interne ST.

[Kondo07] S. Kondo *et al.*, « Damageless Cu chemical mechanical polishing for porous SiOC/Cu interconnects », *Micro. Eng.*, **84**, 2615 (2007).

[Lampert70] M.A. Lampert and P. Mark, « Current injection in solids », Academic Press (1970).

[Lanckmans01] F. Lanckmans *et al.*, « A comparative study of copper drift diffusion in plasma deposited a-SiC:H and silicon nitride », *Micro. Eng.*, **55**, 329 (2001).

[Lanckmans02] F. Lanckmans and K. Maex, « Use of capacitance voltage technique to study copper drift diffusion in (porous) inorganic low- κ materials », *Micro. Eng.*, **60**, 125 (2002).

[Leduc06] P. Leduc *et al.*, « Dependence of CMP-induced delamination on number of low- κ dielectric films stacked », *Micro. Eng.*, **83**, 2072 (2006).

[Lee09] S. Lee *et al.*, « Effect of etching on dielectric constant and surface composition of SiOCH low- κ films in inductively coupled fluorocarbon plasmas », *Thin Solid Films*, **517**, 23942 (2009).

[Li07] Y. Li, « Real-Time Investigation of Conduction Mechanism With Bias Stress in Silica-Based Intermetal Dielectrics », *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, **7**, 252 (2007).

[Liu85] S.H. Liu, « Fractal model for the ac Response of a Rough Interface », *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 529 (1985).

[Magen04] N. Magen *et al.*, « Interconnect-power dissipation in a microprocessor », *Proc. Of Inter. workshop on System Level Interconnect Prediction* (2004).

[Maex03] K. Maex *et al.*, « Low dielectric constant materials for microelectronics », *J. of Appl. Phys.*, **93**, 8793 (2003).

[McPherson98] J.W. McPherson and H.C. Mogul, « Underlying physics of the thermochemical E model in describing low-field time-dependent dielectric breakdown SiO₂ thin films », *J. of Appl. Phys.*, **84**, 1513 (1998).

[Moore05] D. Moore *et al.*, « Process integration compatibility of low- κ and ultra-low- κ

dielectrics », *J. Vac. Sci. Technol. B*, **23**, 332 (2005).

[Mott71] N.F. Mott and E.A. Davis, « Electronic processes in non-crystalline materials », Clarendon Press Oxford (1971).

[Orain06] S. Orain *et al.*, « Reliability issues in Cu/low- κ structures regarding the initiation of stress-voiding or crack failure », *Micro. Eng.*, **83**, 2402 (2006).

[Posseme08] N. Posseme *et al.*, « Efficiency of reducing and oxidizing ash plasmas in preventing metallic barrier diffusion into porous SiOCH », *Micro. Eng.*, **85**, 1842 (2008).

[Raballand06] V. Raballand, « Gravure en plasma dense fluorocarboné de matériaux organosiliciés à faible constante diélectrique (SiOCH, SiOCH poreux). Etude d'un procédé de polarisation pulsée », Thèse de doctorat de l'Université de Nantes (2006).

[Raballand07a] V. Raballand *et al.*, « Porous SiOCH, SiCH and SiO₂ Etching in High Density Fluorocarbon Plasma with a Pulsed Bias », *Plasma Processes Polym.*, **4**, 563 (2007).

[Raballand07b] V. Raballand *et al.*, « A model for Si, SiCH, SiO₂, SiOCH and porous SiOCH etch rate calculation in inductively coupled fluorocarbon plasma with a pulsed bias: Importance of the fluorocarbon layer », *J. of Appl. Phys.*, **102**, 063306 (2007).

[Rodriguez05a] O.R. Rodriguez *et al.*, « Study of Cu diffusion in porous dielectrics using secondary-ion-mass spectrometry », *J. of Appl. Phys.*, **98**, 123514 (2005).

[Rodriguez05b] O.R. Rodriguez *et al.*, « Mechanism of Cu diffusion in porous low- κ dielectrics », *J. of Appl. Phys.*, **98**, 024108 (2005).

[Saraswat06] K. Saraswat,
<http://www.stanford.edu/class/ee311/NOTES/InterconnectsScalingSlides.pdf> (2006).

[SEM07] ITRS Roadmap, <http://www.itrs.net/>, Semiconductor Industry Association (2007).

[Solomon06] P. Solomon, « High-field electron trapping in SiO₂ », J. of Appl. Phys., **48**, 3843 (1977).

[Suzumura06] N. Suzumura *et al.*, « A New TDDDB degradation model based on Cu ion drift in Cu interconnect dielectrics », IEEE IRPS Proc., (2006).

[Tsang05] C.F Tsang *et al.*, « A study of post-etch wet clean on electrical and reliability performance of Cu/low κ interconnections », Microelec. Reliability, **45**, 517 (2005).

[Vilmay08] M. Vilmay *et al.*, « Characterization of low- κ SiOCH dielectric for 45 nm technology and link between the dominant path and the breakdown localization », Micro. Eng., **85**, 2075 (2006).

[Vilmay10] M. Vilmay, « Fiabilité des diélectriques intermétalliques à faible permittivité pour les technologies avancées de la microélectronique », Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (2010).

[Yeargan68] J.R. Yeargan and H.L. Taylor, « The Poole-Frenkel Effect with Compensation Present », J. of Appl. Phys., **39**, 5600 (1968).

PUBLICATIONS DE L'AUTEUR

« Dielectric conduction mechanisms of ULK/Cu interconnects: low field conduction mechanism and determination of defect density », Virginie Verrière, Cyril Guedj, Vincent Arnal, Alain Sylvestre, International Reliability Physics Symposium Proc. 2008.

« Reliability of advanced Cu/Low-k interconnects analyzed by impedance spectroscopy », Virginie Verrière, Alain Sylvestre, Cyril Guedj, David Roy, Broadband Dielectric Spectroscopy Proc. 2008.

« Effect Of Trapping On Dielectric Conduction Mechanisms Of ULK/Cu Interconnects », Virginie Verrière, Cyril Guedj, David Roy, Serge Blonkowski, Alain Sylvestre, 2009 Materials Research Society Symp. Proc. **Volume 1156**, 1156-D01-04.

En tant que co-auteur :

« Comparison between dielectric properties of airgap and ULK interconnects », Cyril Guedj, V. Verrière, F. Gaillard, R. Gras, E. Martinez, M. Sabardeil, J. Roux, Electrochemical Society Meeting 2008.

RESUME

Avec la miniaturisation des circuits intégrés, le délai de transmission dû aux interconnexions a fortement augmenté. Pour limiter cet effet parasite, le SiO₂ intégré en tant qu'isolant entre les lignes métalliques a été remplacé par des matériaux diélectriques à plus faible permittivité diélectrique dits Low-κ. La principale approche pour élaborer ces matériaux est de diminuer la densité en incorporant de la porosité dans des matériaux à base de SiOCH. L'introduction de ces matériaux peu denses a cependant diminué la fiabilité : sous tension, le diélectrique SiOCH poreux est traversé par des courants de fuite et peut claquer, générant des défaillances dans le circuit. La problématique pour l'industriel est de comprendre les mécanismes de dégradation du diélectrique Low-κ afin de déterminer sa durée de vie aux conditions de température et de tension de fonctionnement. Dans ce contexte, les travaux de cette thèse ont consisté à étudier les mécanismes de conduction liés aux courant de fuite afin d'extraire des paramètres quantitatifs représentatifs de l'intégrité électrique du matériau. Nous avons utilisé ces paramètres afin de suivre le vieillissement du matériau soumis à une contrainte électrique. Nous avons également introduit la spectroscopie d'impédance à basse fréquence comme moyen de caractérisation du diélectrique Low-κ. Cet outil nous a permis de caractériser le diélectrique intermétallique de façon non agressive et d'identifier des phénomènes de transport de charges et de diffusion métallique à très basses tensions qui offrent des perspectives pour l'étude de la fiabilité diélectrique des interconnexions.

Mots-clés : interconnexions, diélectrique Low-κ, SiOCH poreux, fiabilité, courant de fuite, spectroscopie d'impédance, densité de défauts

ABSTRACT

With the miniaturization of integrated circuits, transmission delay due to interconnects is hardly increased. To minimize this parasitic effect, low-κ dielectric materials are requested to replace SiO₂ as inter-metal dielectric between metallic lines. With its low density, porous SiOCH are good candidate for such applications. However, the implementation of these materials decreased reliability: under voltage, leakage currents establish through low-κ dielectric whose breakdown can generate failures in circuits. The problem for manufacturers is to understand the degradation mechanisms of porous SiOCH to determine its lifetime at conditions of nominal temperature and voltage. In this frame, conduction mechanisms of leakage currents have been studied during this thesis to extract quantitative parameters that represent the electrical integrity of the dielectric. We have used these parameters to monitor the electrical aging of the dielectric under electrical stress. We have proposed low-frequency impedance spectroscopy as characterization tool of low-κ. This tool allowed to characterize the intermetal dielectric non-destructively and to identify phenomenon of carriers transport and metallic diffusion at very low voltages that open perspectives for the study of dielectric reliability in interconnects.

Keywords: interconnects, Low-κ dielectric, SiOCH poreux, reliability, leakage current, impedance spectroscopy, defects density