

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : *Nano-électronique et Nano- technologies*

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

DELCROIX PIERRE

Thèse dirigée par **Patrice Gonon**
codirigée par **Blonkowski Serge et Kogelschatz Martin**

préparée au sein du **Laboratoire des Technologies de la Microélectronique (LTM-CNRS/UJF)** du **CEA/Léti** et de **STMicronics Crolles**

dans l'**École Doctorale** « *Electronique, Electrotechnique, Automatisation et Traitement du Signal* » (EEATS)

Etude à l'échelle nanométrique par sonde locale de la fiabilité de diélectriques minces pour l'intégration dans les composants microélectroniques du futur

Thèse soutenue publiquement le **20 juin 2012**,
devant le jury composé de :

Monsieur, Christophe MULLER
Professeur *CNRS- Im2np, Marseille*, Rapporteur

Monsieur, Brice GAUTIER
Professeur *INSA, Lyon*, Rapporteur

Madame, Nathalie LABAT
Professeur *CNRS-IMS, Bordeaux*, Membre

Monsieur, Patrice GONON
Maître de conférence *CNRS-LTM, Grenoble*, Membre

Monsieur, Martin KOGELSCHATZ
Maître de conférence *CNRS-LTM, Grenoble*, Membre

Monsieur, Serge BLONKOWSKI
Ingénieur *STMicronics, Crolles*, Membre



UNIVERSITÉ DE GRENOBLE



*Université Joseph Fourier / Université Pierre Mendès France /
Université Stendhal / Université de Savoie / Grenoble INP*

Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord remercier les membres du jury – Christophe Muller, Brice Gautier, Nathalie Labat, Patrice Gonon, Gérard Ghibaudo, Martin Kogelschatz, Serge Blonkowski – pour leurs remarques pertinentes et pour la discussion constructive ayant eu lieu lors de la soutenance.

J'aimerais ensuite remercier Olivier Joubert et Jumana Boussey qui m'ont permis d'effectuer ma thèse au sein du LTM et de son environnement technologique privilégié. Merci aussi à Thierry Baron

Une thèse sans encadrement a peu de chance d'aboutir et de ce côté-là j'ai eu la chance d'avoir travaillé avec la crème des encadrants de thèse.

Martin, merci pour m'avoir appris toutes ces connaissances en AFM ainsi que le côté « Bidouillage de Machine ». Ce fut un plaisir de travailler avec toi et aussi de boire quelques verres de vin aux conférences.

Quand à Serge, merci infiniment pour m'avoir transmis tout ce savoir théorique sur les diélectriques (et sur la physique en générale). Merci aussi pour ta bonne humeur constante et ton sens de l'humour qui ont permis de faire de ces trois ans de thèse un réel plaisir.

J'adresse aussi un remerciement aux gestionnaires du labo LTM - Malou, Sylvaine, Stéphanie et Leila – ainsi qu'à Valérie Bourin côté ST qui m'ont beaucoup aidé dans un domaine dans lequel je suis, comment dirais-je, « le plus nul du monde » : les documents administratifs.

Viens ensuite un remerciement aux collègues du LTM sans qui les nombreuses pauses café n'auraient pas eu les mêmes saveurs : Alexis, Guillaume, Kevin, Mika, Seb Avertin et Labau, Thierry Luciani et Lebau Laurent-Meshkan, Bilel, Cedric, Nader et tous ceux que j'ai sûrement oublié.

Merci aussi aux copains du Cours Berriat Crew, j'ai nommé Nyeu, Audrey, Ramon, Ha Lan, Alex et Isa (et Sven un peu aussi ☺ avec Céline) pour tous ces moments culinaires et de rigolades qui ont agrémentés à merveille ces trois ans de Thèse.

Je n'oublie pas non plus les autres potes de Grenoble qui n'habitent pas à moins de trois rues du commandant Debelle à savoir Tran (devient pas trop suisse quand même), Francesca, Rom, Amélie, HP, Lou barth, Jojo, Edith, Mich, Laure, Amélie et Sylvain.

Une pensée aussi pour les amis rencontrés sur les bancs de L'ENSERG : Boti, Niz, Bené, Manu, Audrey, Toinou, Isa, Curly, Math, Sarah, Louis, Steffie, Paul, Pallavi, Milène, Anne so c'est toujours un plaisir de festoyer avec vous les copains.

Je n'oublie pas aussi de remercier l'équipe des tourangeaux aka « la bucheron team » : Ninch (bon courage pour la fin de ta thèse), David (et maintenant aussi un peu Arsène), Marc et Piquouse. Ne changez rien les copains c'est toujours un plaisir d'être avec vous.

Je souhaiterais aussi remercier ma belle-famille de leur accueil dans le clan Roy.

Mes parents m'ont toujours dit dans ma jeunesse « tu nous remercieras plus tard » et je crois que c'est l'endroit et le moment opportun pour le faire. Merci beaucoup de m'avoir toujours soutenu et laissé libre dans mes choix. Une pensée aussi pour les frères et sœur ainsi que les pièces rapportées : JB, Laure, Coline, Claire et Richard vous déchirez les loulous.

Et pour finir, à Natacha merci pour toute l'attention et l'amour que tu me portes. Je suis chanceux d'avoir quelqu'un comme toi à mes côtés.

.

Table des matières

INTRODUCTION.....	10
1. Rupture et fiabilité de films diélectriques	14
1.1. Structure MOS.....	14
1.1.1. Principe.....	14
1.1.2. Diagramme de bande et fonctionnement d'une capacité MOS	15
1.1.3. Fuite dans l'oxyde de grille : cas d'un oxyde sans défauts	19
1.1.3.1. Transition tunnel direct et Fowler-Nordheim	19
1.1.3.2. Impact sur le choix des oxydes de grille	20
1.1.3.2.1. <i>La fin annoncée du SiO₂</i>	21
1.1.3.2.2. <i>Oxydes de silicium nitrurés</i>	22
1.1.3.2.3. <i>Oxydes à forte permittivité diélectrique</i>	23
1.1.3.2.4. <i>Les défauts présents dans le SiO₂, le SiON et le HfSiON</i>	24
1.2. Usure et rupture de l'oxyde de grille.....	28
1.2.1. Dégradation par porteurs chauds	29
1.2.2. Dégradation de type Négative ou Positive Bias Temperature Instability :	30
1.2.3. Rupture de l'oxyde de grille	30
1.2.3.1. Mesure avec une contrainte en Tension Constante (CVS)	30
1.2.3.2. Mesure avec un stress de type rampe en tension (RVS).....	32
1.2.3.3. Courant de grille après un stress	34
1.2.3.3.1. <i>Le courant assisté par pièges ou Trap Assisted Tunneling (TAT):</i>	35
1.2.3.3.2. <i>Le courant Two Trap Assisted Tunneling (TTAT) et N Trap Assisted Tunneling (NTAT):</i>	36
1.3. Modèles de caractérisation de rupture diélectrique des oxydes	38
1.3.1. Distribution de Weibull	38
1.3.2. Mise à l'échelle en surface	40
1.3.3. Modèles d'extrapolation en tension.....	41
1.3.4. Mécanisme de dégradation menant à la rupture	42
1.3.4.1. Modèle d'injection de trous chauds à l'anode	42
1.3.4.2. Modèle de libération d'hydrogène à l'anode	43
1.3.4.3. Modèle thermochimique	44
1.3.4.4. Modèle Multi vibrationnel	45
1.3.5. Modèle d'extrapolation en E, en 1/E et en V ⁻ⁿ : discussion.....	46

1.3.6. Lien entre le TDDB et E_{BD}	48
1.3.7. Effet des paramètres de la rampe sur le champ de claquage.....	48
1.3.8. Effet de l'épaisseur d'oxyde.....	49
1.4.Modèles de création de chemins conducteurs à travers l'oxyde.....	51
1.4.1. Modèle de percolation.....	52
1.4.2. Modèle de Suñé.....	53
1.4.3. Modèle Filamentaire.....	55
1.5.Utilisation du C-AFM pour des mesures de fiabilité et de rupture diélectrique.....	56
1.6.Conclusion et objectif de la thèse.....	57
Bibliographie du chapitre 1 par ordre alphabétique.....	58
2. Microscopie à Force Atomique.....	63
2.1.Principe.....	63
2.2.Estimation de la surface pointe/échantillon.....	65
2.3.Description du dispositif expérimental.....	67
2.3.1. Microscopes utilisés.....	67
2.3.2. Type de pointe utilisée.....	70
2.4.Protocole expérimental.....	72
2.4.1. Préparation des échantillons.....	72
2.4.2. Calibration de la pointe.....	73
2.4.3. Test des caractéristiques électriques de la pointe.....	76
2.4.4. Type de mesures réalisées.....	77
2.4.4.1. Mesures électriques.....	77
2.4.4.2. Mesures Topographiques.....	77
2.4.4.3. Cartographie de courant.....	79
2.5.Utilisation du C-AFM dans la littérature.....	80
2.6.Conclusion.....	81
Bibliographie du chapitre 2 par ordre alphabétique.....	82
3. Estimation de la fiabilité par sonde locale et comparaison avec des mesures sur dispositif.....	86
3.1.Mesure I (V).....	86
3.1.1. Validation de l'appareillage.....	86
3.1.2. Echantillons utilisés dans ce chapitre.....	87
3.1.3. Conduction avant claquage.....	88
3.2.Mesure topographique après claquage.....	90
3.3.Champ de claquage d'une couche de SiON d'épaisseur 2.6nm.....	93

3.4.Comparaison de caractéristiques courant-temps et courant-tension obtenues par C-AFM et sur des dispositifs industriels	95
3.5.Comparaison des temps au claquage obtenus par C-AFM et sur des dispositifs industriels.....	98
3.5.1. Distribution des temps au claquage en fonction de la surface.....	98
3.5.2. Facteur d'accélération en tension aux différentes échelles	100
3.5.3. Modification topographique après claquage	103
3.6.Discussion et conséquences.....	104
3.7.Effet de l'échantillonnage sur les distributions des TTF.....	104
3.7.1. Effet de la variation de la surface de contact.....	106
3.7.2. Influence de la variation d'épaisseur	108
3.8.Influence de la force d'appui.....	109
3.9.Conclusion.....	111

Bibliographie du chapitre 3 par ordre alphabétique..... 113

4. Effet d'un champ électrique variable dans le temps sur la rupture diélectrique : Mise en évidence et modélisation d'un phénomène de résistance différentielle négative avant claquage 115

4.1.Introduction	115
4.2.Observation expérimentale.....	116
4.3.Modèles existants de résistance différentielle Négative.....	117
4.3.1. Modèle électrothermique.....	117
4.3.2. Modèle de déplacement de charges dans un canal conducteur	119
4.3.3. Conclusion.....	119
4.4.Modélisation du courant retour : courant TAT et TTAT	120
4.5.Modèle de croissance filamentaire	122
4.6.Comparaison avec l'expérience : discussion des paramètres	125
4.7.Discussion physique de la Résistance Différentielle Négative	127
4.8.Lien entre la Résistance Différentielle Négative et le claquage Diélectrique.....	130
4.8.1. Lien entre la DNR et le MTTF	130
4.8.2. Lien entre la résistance différentielle négative et le champ de claquage	133
4.8.3. Effet de la surface du dispositif sur la croissance filamentaire	134
4.9.Conclusion.....	138

Bibliographie du chapitre 4 par ordre alphabétique..... 139

5. Oxyde bicouche de grille du nœud 28nm : Distribution bimodale des temps de claquage	142
5.1.Observation expérimentale et position du problème	142
5.2.Revue des modèles existants	144
5.2.1. Modèles avec des chemins de claquage corrélés.....	144
5.2.1.1. Modèle de Ribes	144
5.2.1.2. Modèle de Blonkowski	145
5.2.2. Modèles avec une génération aléatoire de défauts	146
5.2.2.1. Modèles de Nigam	146
5.2.2.2. Modèle de Suñé.....	148
5.2.3. Discussion	148
5.2.4. Facteur d'accélération en tension	150
5.3.Utilisation du C-AFM pour l'étude de l'origine des distributions bimodales.....	151
5.3.1. Approche expérimentale.....	151
5.3.2. NMOS : étude de la couche interfaciale.....	153
5.3.2.1. Courant tunnel.....	153
5.3.2.2. Mesure topographique	154
5.3.2.3. Distribution des temps au claquage	155
5.3.3. NMOS : TDDB de l'empilement complet	156
5.4.Conclusion.....	159
Bibliographie du chapitre 5 par ordre alphabétique.....	161
CONCLUSION GÉNÉRALE	162
GLOSSAIRE.....	165

INTRODUCTION

« Je pense qu'il y a un marché mondial pour environ 5 ordinateurs » c'est par ces mots que Thomas Watson alors PDG de la compagnie IBM en 1943 présente son point de vue sur la place de l'ordinateur dans la société. Cette vision était erronée puisque de nos jours les circuits intégrés sont omniprésents dans des domaines aussi variés que la médecine ou le textile. Dans cette même décennie on pouvait lire dans la revue spécialisée « Popular Mechanics » : « Alors qu'un calculateur de type ENIAC est composé de 18000 tubes à vide et pèse 30 tonnes, les ordinateurs dans le futur pourraient n'avoir que 1000 tubes à vide et peser seulement 1.5 tonnes ». Là encore, même les spécialistes de l'époque n'avaient pas perçu l'ampleur que prendrait l'électronique dans notre quotidien.

La première grande avancée fut le remplacement des tubes à vide, éléments de base de ces circuits logiques, par des transistors planaires intégrés sur silicium (ou germanium). Puis une course à la miniaturisation de ces transistors planaires intégrés a commencé à partir des années 1960.

Grâce aux efforts de miniaturisation, les circuits électroniques sont devenus portatifs et peuvent même être implantés dans le corps humain pendant plusieurs années comme par exemple le cas du pacemaker. Ce succès est particulièrement attribué à la miniaturisation du composant essentiel de la microélectronique: le transistor MOS (**M**etal **O**xide **S**emiconductor) dont la taille caractéristique, la longueur de grille, atteint à présent 28 nm (280 Å).

Du fait de la diminution, l'épaisseur de l'oxyde de la structure MOS ne fait plus actuellement que quelques dizaines d'Angstrom. Pour ces dimensions cette couche ne remplit plus ses fonctions isolantes du fait d'un passage possible de porteurs par un effet quantique, l'effet tunnel. Afin de réduire encore les dimensions de ces transistors il devient nécessaire de remplacer le SiO₂ par un autre isolant de grille afin de limiter ces fuites qui de nos jours coûtent plus chers en budget énergétique que l'énergie consommée pendant le fonctionnement du transistor.

Cependant, cette recherche de miniaturisation doit s'effectuer dans un souci d'optimisation des performances mais aussi dans celui de garantir une durée de vie du composant suffisante.

Du temps de l'utilisation de lampe à vide dans les circuits, les causes de défaillance d'un circuit étaient souvent très claires puisqu'elles correspondaient au claquage de la lampe elle-

même ou à des courts -circuits provoqués par des insectes (bug) attirés par la chaleur dégagée par celle-ci.

De nos jours, la défaillance a d'autres causes, notamment la perte irrémédiable des propriétés isolantes de la couche isolante entre la grille et le canal.

Vu les dimensions nanométriques de cette couche, il est très difficile de repérer physiquement le transistor défaillant. De plus, contrairement aux circuits à lampe où la défaillance pouvait être réparée, il est impossible de remplacer le transistor défaillant.

Le nombre de structures MOS avoisine le milliard dans les processeurs actuels, l'étude de la durée de vie d'un dispositif complet repose alors sur des tests statistiques accélérés de claquage. Ces tests sont par exemple des mesures statistiques de temps ou de tension de claquage effectuées dans des conditions bien plus sévères que celles de l'utilisation normale.

Il faut donc comprendre les mécanismes de dégradation et être capable de les modéliser afin de pouvoir effectuer une extrapolation valide de la durée de vie d'un dispositif complet à des conditions d'utilisation standard.

Afin de réaliser ces mesures de durée de vie, il faut réaliser le dispositif puis tester sa durée de vie une fois terminé. Cependant :

- Finir le dispositif dans son intégralité est onéreux puisque cela nécessite de nombreuses étapes technologiques,
- Les structures de test ont des surfaces de l'ordre du μm^2 alors qu'il a été montré que la zone de claquage de la couche d'oxyde était de l'ordre du nm^2 .

Dans ce travail, nous utiliserons une nouvelle approche qui permet de tester la couche d'oxyde seule sans finir le composant. Pour ce faire, il a été montré que le C-AFM (Conductive Atomic Force Microscope, ou Microscope à Force Atomique en mode de Conduction) est prometteur pour réaliser des tests électriques sur des oxydes. Or, nous ne savons pas si l'approche utilisant le C-AFM est comparable avec l'expérience sur dispositifs.

Il faut donc comparer systématiquement les temps de claquages obtenus par ces deux approches et ce travail de thèse se propose de répondre à cette question. Une fois la technique validée, nous tirerons parti de la faible surface de test électrique pour comprendre les mécanismes de dégradation à l'échelle nanoscopique.

Nous débuterons ce manuscrit par une présentation du contexte général de cette étude. Afin de comprendre les motivations qui ont poussé au remplacement du matériau de l'oxyde de grille, nous étudierons brièvement la structure MOS puis nous nous attacherons au courant dit de fuite dans cette structure. Nous verrons par la suite les défauts pouvant conduire à la rupture diélectrique et leur impact sur le courant de fuite. Les principales notions nécessaires à la compréhension de ce travail, notamment la rupture diélectrique et son aspect statistique, seront rappelées.

Dans le second chapitre de ce manuscrit, la technique de l'AFM sera présentée. Nous étudierons aussi les facteurs influant sur les mesures électriques réalisées par C-AFM. Le choix d'utiliser un AFM fonctionnant en ultravide (UHV, Ultra High Vacuum) pour cette étude sera expliqué. Nous présenterons les modifications techniques apportées à l'appareil ainsi que le protocole expérimental que nous avons établi afin d'obtenir des mesures électriques fiables et reproductibles. Nous finirons par présenter les différents types de mesure accessibles par le C-AFM.

Le troisième chapitre présentera une comparaison statistique et systématique des mesures effectuées sur les structures MOS aux échelles nanométriques et sur dispositifs au sens de la microélectronique actuelle.

Une validation de l'appareillage de mesure sera effectuée puis, en reproduisant par des modèles les caractéristiques courant-tension obtenues sur différents oxydes avant claquage, une surface effective de contact pointe/échantillon sera extraite.

Les tensions (et champs) de claquage, les temps de claquage et leur distribution statistique obtenues sur du SiON/Si seront présentées. Une comparaison systématique de ces distributions sera effectuée puis, en utilisant leurs propriétés de mise à l'échelle, une surface effective de contact pointe/échantillon sera extraite. Enfin, l'influence de la rugosité de surface sur les mesures des temps de claquage sera discutée.

Lors des mesures courant-tension, pour des conditions particulières sur les rampes en tension appliquées à l'oxyde, nous avons mis en évidence un phénomène de résistance différentielle négative se produisant avant la rupture diélectrique. La compréhension et la modélisation de ce phénomène sont l'objet du chapitre quatre de ce manuscrit. Une étude de l'évolution de ce phénomène avec les paramètres de rampe sera effectuée. Une rapide description des modèles existants de résistance différentielle négative sera proposée. Suite à

cela nous introduirons notre propre modèle afin de reproduire ce phénomène. Celui-ci sera discuté puis appliqué aussi à la rupture diélectrique.

Le dernier chapitre sera consacré à l'étude de l'oxyde de grille du nœud 28nm qui est un oxyde bicouche c'est-à-dire constitué de deux couches d'oxyde. Nous étudierons dans un premier temps les modèles utilisés pour décrire les distributions des temps de claquage relevées sur ces oxydes ainsi que les hypothèses physiques relatives à chaque modèle.

En utilisant l'AFM, nous étudierons séparément les distributions des temps de claquage de la couche dite interfaciale composant cet oxyde bicouche ainsi que les distributions de l'empilement complet. Une preuve expérimentale unique à ce jour validant l'hypothèse de travail de certains modèles sera apportée.

1. Rupture et fiabilité de films diélectriques

1.1. Structure MOS

1.1.1. Principe

Le transistor Métal Oxyde Semi-conducteur Field Effect Transistor (MOSFET) est la structure la plus dupliquée par l'homme. Un schéma de ce dispositif permettant de contrôler la formation d'un canal conducteur entre les contacts « drain » et « source », en appliquant une tension sur la grille V_G qui est isolé du canal par une couche d'oxyde, est représenté sur la figure 1.1.

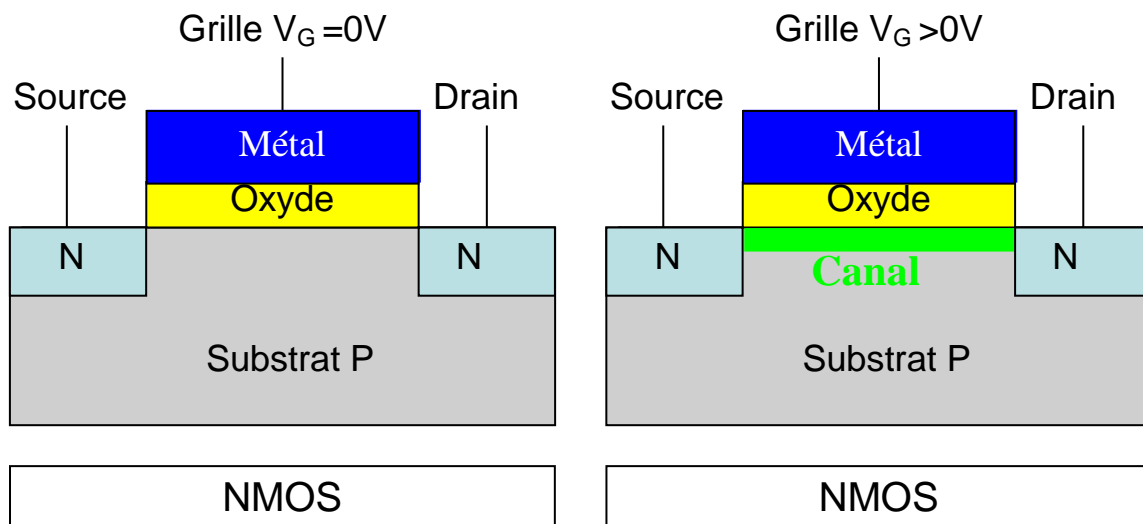


Figure 1.1 : Schéma des diverses couches composant la structure NMOS à droite et schéma représentant l'ouverture du canal dans cette même structure.

Dans le cas d'un substrat dopé P en appliquant une différence de potentiel entre le substrat (semi-conducteur) et la grille, on peut faire varier la densité d'électrons ou de trous à la surface du semi-conducteur sous l'oxyde. Sous l'effet d'une tension positive appliquée à la grille, les trous sont repoussés de la surface du semi-conducteur et des électrons (porteurs minoritaires) venant de la source et du drain, qui sont fortement dopés N, créent une couche dite « d'inversion » à l'interface oxyde/Semi-conducteur, côté semi-conducteur. Un canal de conduction est alors créé (figure 1.1 droite)

La source et le drain servent de réservoir d'électrons et en appliquant une différence de potentiel entre ces deux électrodes, les porteurs dans le canal sont accélérés. En modulant

cette différence de potentiel, on va ainsi aussi influencer sur le courant le long du canal de conduction.

Dans le cadre de cette thèse nous nous intéresserons uniquement à la capacité plane MOS qui est présente dans cette structure.

1.1.2. Diagramme de bande et fonctionnement d'une capacité MOS

Les trois matériaux utilisés pour réaliser une capacité MOS ont des propriétés de conduction électrique différentes puisqu'ils appartiennent respectivement aux matériaux conducteurs, diélectriques et semi-conducteurs.

Pour décrire ces matériaux, il est intéressant d'étudier pour chaque élément de la structure MOS le diagramme de bande (figure 1.2 à gauche), qui est une représentation des états d'énergie que les électrons peuvent occuper à l'intérieur de ces matériaux.

Semi-conducteur : La différence d'énergie, dite « gap » notée (E_G) ou bande interdite, entre la bande de valence (E_v) et celle de conduction (E_c) dans un Semi-conducteur, est assez faible. Dans cette bande interdite se trouve dans la plupart des cas le niveau de Fermi E_F , le niveau d'énergie pour lequel la probabilité d'occupation serait $\frac{1}{2}$ s'il y avait des états. Par agitation thermique ou absorption de photons, des électrons, bien contribuant à des liaisons de covalence dans ces matériaux, pourront passer de la bande de valence à la bande de conduction de façon à créer une paire électron/trou.

Des porteurs libres pourront ainsi être présents dans le semi-conducteur.

Afin de modifier la concentration de ces porteurs libres, on peut doper ces matériaux semi-conducteurs par des atomes donneurs ou accepteurs et modifier la position de E_F . Dans le cas du transistor NMOS, le substrat est dopé par des atomes accepteurs, ce qui va permettre d'augmenter la concentration en trous libres; E_F est plus proche de E_v dans ce cas. Inversement, dans le cas du PMOS, on augmente, par un dopage de type N (atome donneur), la concentration en électrons libres et E_F est plus proche de E_c dans ce cas.

Dans le cas d'un dopage très important, selon qu'il soit de type P ou N, le niveau de Fermi va respectivement être soit dans la bande de valence, soit de conduction. Dans ces deux cas, le semi-conducteur aura un comportement métallique et on parlera de semi-conducteur dégénéré.

Dans le cas d'un semi-conducteur non dégénéré, un électron de charge nominale e aurait besoin d'une énergie $e\Phi_{sc}$ pour passer de l'énergie du niveau de Fermi à celle du niveau du vide. Comme il n'y a pas d'électron au niveau de Fermi, car celui-ci se trouve dans la bande interdite, l'affinité électronique $e\chi_{sc}$, la différence d'énergie entre E_c et l'énergie du vide E_{vide} a été introduite.

On notera $e\Phi_F$ la différence d'énergie entre le niveau de Fermi et le niveau de Fermi intrinsèque, c'est-à-dire la position du niveau de Fermi dans le semi-conducteur non dopé. Pour un semi-conducteur la conductivité est nulle à 0 K puis elle augmente avec la température.

Oxyde : Dans la structure MOS on recherche une qualité d'isolant optimale. Ceci se traduit par un gap de bande beaucoup plus important que dans le cas d'un semi-conducteur afin d'éviter que des électrons de la bande de valence acquièrent suffisamment d'énergie pour passer dans la bande de conduction et ainsi créer des porteurs libres.

Pour les oxydes, on s'intéressera aussi à l'affinité électronique $e\chi$ qui représente l'énergie qu'un électron peuplant la bande de conduction devra fournir pour accéder au niveau d'énergie du vide. On notera t_{ox} dans ce manuscrit l'épaisseur de cette couche d'oxyde.

Métal : La grandeur caractéristique d'un métal est le travail de sortie $|e|\Phi_m$ qui correspond à l'énergie qu'un électron présent dans un métal devra acquérir pour passer du niveau de Fermi de ce métal au vide. Contrairement au semi-conducteur, le métal est conducteur à 0 K et la conductivité diminue avec l'augmentation de la température.

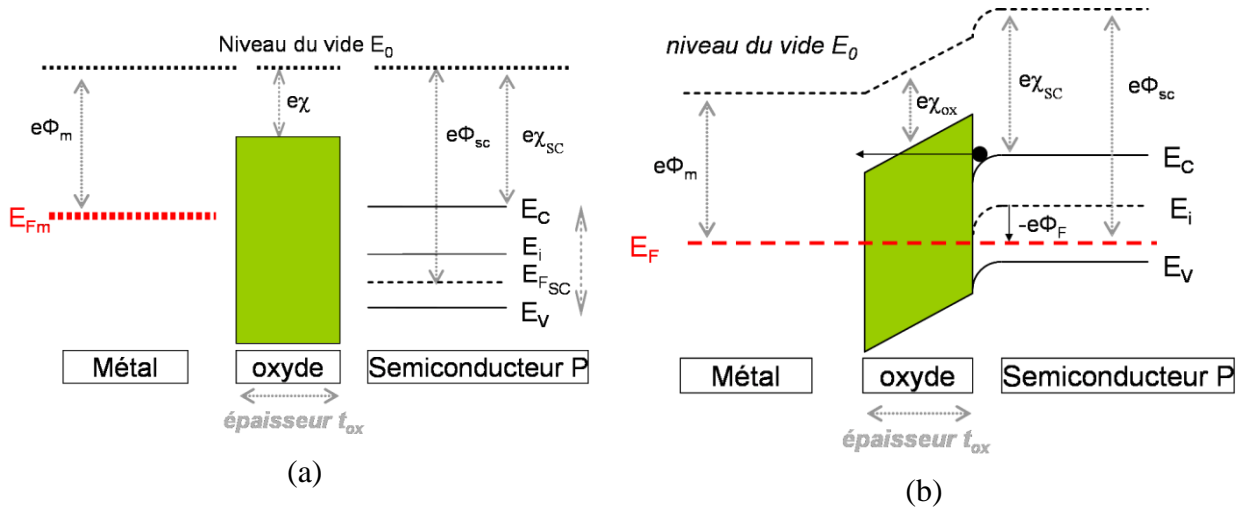


Figure 1.2 : Diagramme de bande des diverses couches composant la structure MOS avant jonction (gauche) et après mise en contact lorsque aucune tension n'est appliquée a la structure (droite).

Lorsque l'on met en contact ces trois matériaux, les niveaux de Fermi s'alignent (égalité des potentiels électrochimiques) dans cette structure MOS, comme représenté sur la figure 1.2 (b). Du fait de cet alignement des niveaux de Fermi, une différence de potentiel électrostatique interne, appelé potentiel de contact V_c est créé

$$V_c = -(\phi_m - \phi_{sc}) \quad [1.1]$$

La tension appliquée sur la grille de cette capacité MOS va s'ajouter à ce potentiel de contact déjà existant. Dans le cas d'une structure NMOS (substrat P), lorsque l'on applique une tension inférieure à V_c sur la grille, le niveau de fermi du métal augmente par rapport à celui du semi-conducteur et la courbure, vers le bas de E_c et E_v , diminue. Pour $V_G = -V_c$, les bandes sont plates. On a alors compensé la chute de potentiel due à la différence des travaux de sortie entre le métal et le semi-conducteur. Dans le cas non idéal, cette tension dite de bandes plates V_{fb} , est influencée par des charges présentes à l'interface et dans l'oxyde avec une densité surfacique notée Q_{ox} . On a alors :

$$V_{fb} = (\phi_m - \phi_{sc}) - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \text{ avec } C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \quad [1.2]$$

où C_{ox} représente la capacité de l'oxyde par unité de surface. Pour $V < -V_{fb}$, la courbure de bande change de sens, on a alors une accumulation des porteurs majoritaires (trous) à l'interface. On parle de zone d'accumulation comme le montre la figure 1.3 (a).

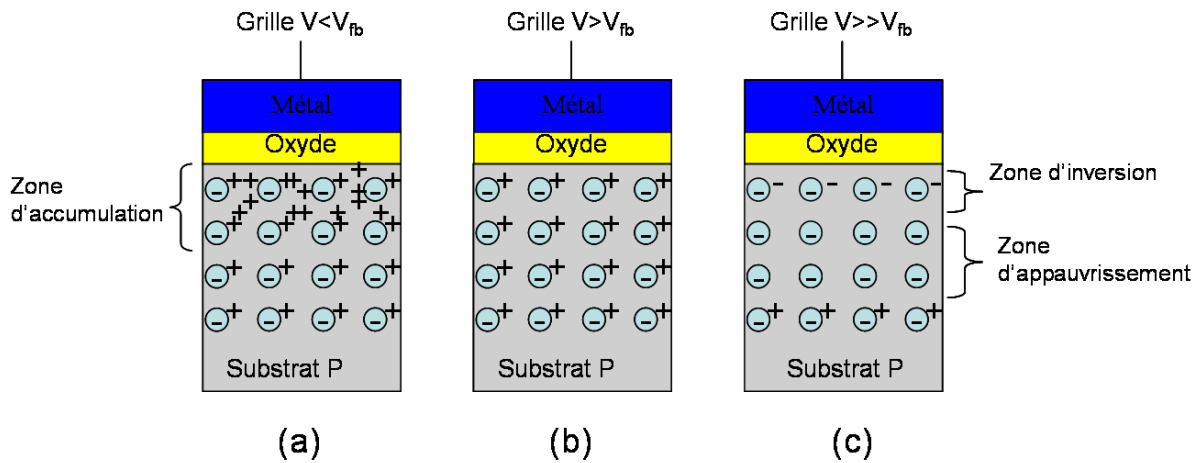


Figure 1.3 : Schéma des diverses couches composant la structure NMOS et schéma modélisant le déplacement des charges libres lors de l'application d'une tension négative (a), positive (b) et fortement positive (c) sur la grille.

Si l'on applique une tension positive sur la grille de la structure MOS, les charges mobiles sont repoussées de l'interface oxyde/semiconducteur. Lorsque l'on augmente assez la tension positive, on arrive dans le régime de déplétion. Dans ce régime, les charges positives côté métal sont compensées par des accepteurs ionisés négativement côté semi-conducteur. Ces charges négatives étant immobiles, une couche chargée avec une épaisseur non négligeable se forme dans le semi-conducteur. Il y a donc, de ce côté, une chute de potentiel.

Dans le cas de l'application d'une tension de grille positive élevée, les électrons (porteurs minoritaires dans le semiconducteur) remontent à l'interface silicium/oxyde. On parle alors de régime d'inversion car dans cette zone, proche de l'interface, le signe des porteurs de charge mobiles est opposé à celui du reste du substrat.

Un raisonnement similaire est applicable pour le PMOS en changeant la polarité de la tension. Pour chaque métal de contact de grille, le potentiel Φ_m diffère. Ainsi, il faudra en tenir compte lors de nos mesures C-AFM pour lesquelles le métal sera le revêtement conducteur de la pointe de nature différente de celui de la grille d'un transistor MOS.

1.1.3. Fuite dans l'oxyde de grille : cas d'un oxyde sans défauts

1.1.3.1. Transition tunnel direct et Fowler-Nordheim

Du fait de l'épaisseur nanométrique de l'oxyde de grille dans les circuits intégrés, le franchissement de cette barrière énergétique par effet tunnel est désormais possible pour des porteurs.

La consommation d'un circuit électronique est maintenant majoritairement due à ces fuites dans l'oxyde plus qu'à la consommation dite dynamique du composant.

On distinguera deux types de courant de fuite, les courants dus aux propriétés de l'oxyde sans défaut (courant tunnel et Fowler-Nordheim) de ceux pour lesquels la conduction est assistée par des pièges (de type Poole-Frenkel ou Trap Assisted Tunneling (TAT)). Ces effets seront discutés plus en détail dans le chapitre 1.2.3.3.

Si l'on applique une tension V sur la grille du transistor, en considérant la chute de potentiel négligeable dans le substrat, on a une tension aux bornes de l'oxyde V_{ox} définie par

$$V_{ox} = V - V_{FB} \text{ et } E_{ox} = \frac{V_{ox}}{t_{ox}} \quad [1.3]$$

où E_{ox} est le champ dans l'oxyde.

L'effet tunnel désigne la propriété que possède un porteur à franchir une barrière de potentiel même si son énergie est inférieure à l'énergie minimale requise. La fonction d'onde d'un porteur ne s'annule pas au niveau de la barrière de potentiel, mais s'atténue exponentiellement à l'intérieur. Si, à la sortie de la barrière de potentiel, le porteur possède une probabilité de présence non nulle, alors il a une probabilité non nulle de traverser cette barrière.

Dans le cas d'une structure MOS, en fonction de la tension appliquée, le porteur va voir une barrière de potentiel qui sera trapézoïdale, si $eV_{ox} < \Phi_b$ (figure 1.4 gauche), ou triangulaire si $eV_{ox} > \Phi_b$ (figure 1.4 droite) où Φ_b est la hauteur de barrière vue par les porteurs. On parlera de transition tunnel directe lorsque le porteur voit une barrière trapézoïdale et de transition Fowler-Nordheim dans le second cas.

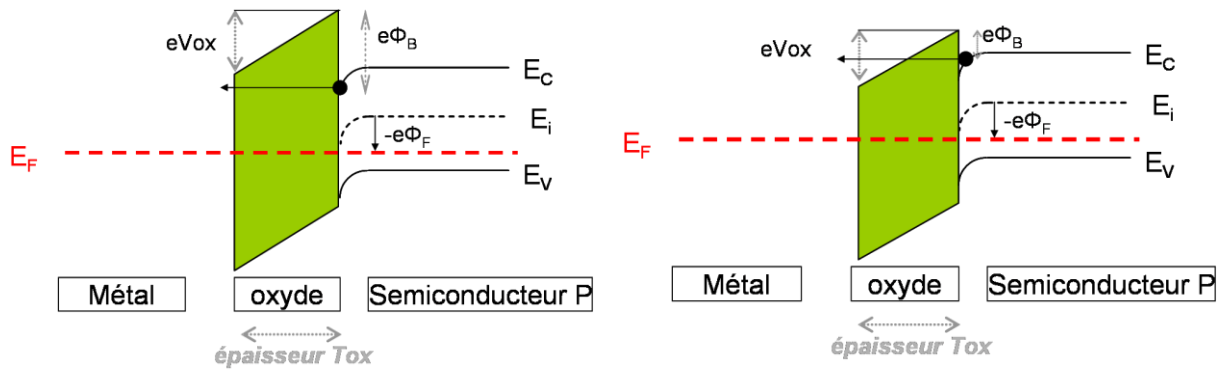


Figure 1.4 : Diagramme de bande d'une structure NMOS : schématisation de la transition tunnel directe (gauche) et de Fowler-Nordheim (droite)

Une expression analytique approchée du courant dû à ces transitions tunnel et Fowler-Nordheim, dans le cas de l'application d'une tension sur la grille, est donnée dans [Frammelsberger].

$$I = A_{eff} \frac{q^3}{16\pi^2 \cdot \hbar \cdot \phi_b} \frac{m_e}{m_{ox}} \cdot \left(\frac{V_{ox}}{t_{ox}}\right)^2 \cdot \exp \left[\frac{-4}{3} \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{q\hbar} \cdot \frac{\phi_b^{\frac{3}{2}} \cdot t_{ox}}{V_{ox}} \left(1 - C_{fn} \cdot \left(1 - \frac{qV_{ox}}{\phi_b}\right)^{\frac{3}{2}}\right) \right] \quad [1.4]$$

Le principal avantage de cette formulation du courant est qu'elle convient pour décrire le régime tunnel direct (si $V_{ox} < \Phi_b/q$) en posant $C_{fn}=1$ et qu'elle rejoint la formule du courant Fowler-Nordheim si $V_{ox} = \Phi_b/q$. Si $V_{ox} > \Phi_b/q$, on imposera C_{fn} égale à 0. On pourra ainsi calculer le courant dans le régime tunnel direct puis dans le régime Fowler-Nordheim d'une manière continue et avec un même set de paramètres. Plus la surface de test A_{eff} va être importante, plus le courant résultant sera important pour une tension donnée. La masse d'un électron libre au repos est représentée par m_e , sa masse effective dans la couche isolante par m_{ox} et la constante de Planck réduite par $\hbar = h/2\pi$.

1.1.3.2. Impact sur le choix des oxydes de grille

Chaque nœud technologique voit la réduction de l'épaisseur de la couche d'oxyde de grille. Cette réduction est motivée par le fait que le courant, entre le drain et la source dans l'état

passant, est proportionnel à la capacité surfacique $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}}$. Une épaisseur d'oxyde plus

faible induira une capacité plus importante et ainsi un courant dans l'état passant plus élevé.

Cependant, comme le montre la formule 1.4, le courant tunnel ou Fowler-Nordheim à travers l'oxyde de grille est fortement dépendant de l'épaisseur t_{ox} de l'oxyde de grille.

On définira l'épaisseur d'oxyde équivalent ou EOT (Equivalent Oxide Thickness) comme l'épaisseur de SiO_2 qui aurait été nécessaire pour obtenir une même capacité surfacique dans le cas de l'utilisation d'un oxyde de permittivité plus élevée (dit diélectrique high-K de permittivité ϵ_{HK} avec $EOT = \epsilon_{SiO_2} * t_{ox} / \epsilon_{HK}$).

1.1.3.2.1. La fin annoncée du SiO_2

Historiquement, le premier matériau de grille utilisé dans la production de composants électroniques était le SiO_2 . Il fut utilisé jusqu'à des épaisseurs très fines de quelques nanomètres. Cependant, un oxyde de grille plus fin entraîne une meilleure performance du composant mais aussi une consommation électrique plus importante due aux pertes par un passage de courant dans la grille. Un compromis doit ainsi être spécifié et cela pour chaque nœud technologique. Ceci est représenté par la figure 1.5

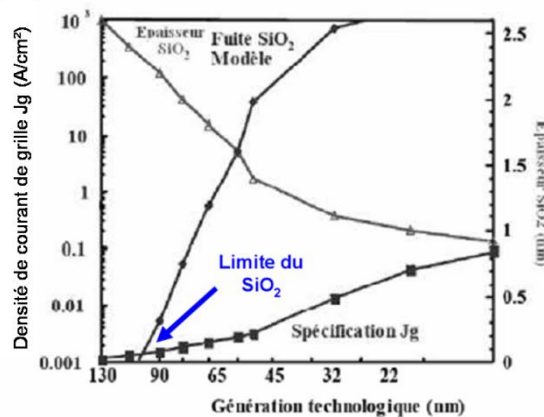


Figure 1.5 : Evolution des spécifications en densité de courant de grille J_G avec les générations technologiques. Dès le nœud 90nm, avec la diminution de l'épaisseur du SiO_2 , les fuites de grilles deviennent trop importantes. [ITRS]

On voit sur cette figure 1.5 que la courbe représentant les fuites pour le SiO_2 dépasse celle de la spécification du courant de grille à partir du nœud 120nm. Il n'était ainsi plus possible d'augmenter la capacité de grille C_{ox} en réduisant l'épaisseur d'oxyde. Il fallait introduire des oxydes à plus forte permittivité.

1.1.3.2.2. Oxydes de silicium nitrurés

L'introduction d'un nouveau matériau dans le processus de fabrication d'un transistor engendre un coût de développement colossal. Une solution temporaire permettant de repousser l'introduction d'un nouveau matériau a été trouvée en utilisant la nitruration du silicium. Le nitrure de silicium Si_3N_4 a une constante diélectrique relative $\epsilon_{\text{Si}_3\text{N}_4}=7$ plus élevée que $\epsilon_{\text{SiO}_2}=3.9$.

En utilisant un oxyde de type SiO_2 puis en effectuant une étape de nitruration, on obtient un composé de type SiO_xN_y d'une permittivité intermédiaire entre le SiO_2 et le Si_3N_4 de $\epsilon_{\text{SiON}}=5$. Comme le SiO_2 , le diélectrique SiON a aussi atteint ses limites.

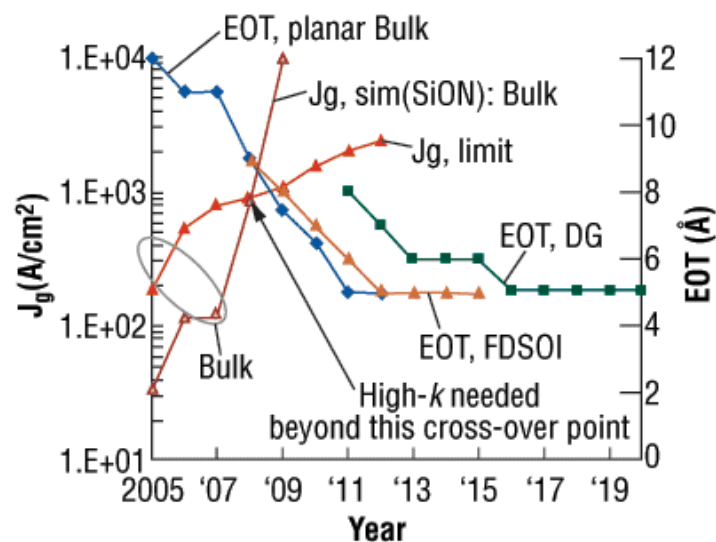


Figure 1.6 : Evolution des spécifications en densité de courant de grille J_G en fonction du temps et de l'EOT. Après 2008 les fuites de grille sur les diélectriques SiON deviennent plus importantes que les spécifications. Le nœud 32nm est le premier nœud technologique où l'oxyde de grille est remplacé par du High-K. [ITRS]

Les fuites de grille sur les diélectriques SiON sont devenues supérieures aux spécifications préconisées par l'ITRS au-delà du nœud 45nm.

1.1.3.2.3. Oxydes à forte permittivité diélectrique

Le SiON étant devenu trop passant pour les épaisseurs de grille voulues, il a fallu pour le nœud 32nm, introduire un nouveau matériau à forte permittivité diélectrique devant répondre à plusieurs critères repris ici [ThèseRafik]:

- Présenter des propriétés isolantes, ce qui suppose une hauteur de barrière vue par les électrons suffisamment importante pour éviter le franchissement des électrons par émission thermoïnique et une largeur de bande interdite d'au moins 5eV,
- Former une interface de bonne qualité avec le canal afin de ne pas dégrader la mobilité,
- Avoir une bonne stabilité face aux différentes étapes de la fabrication des transistors. En particulier, les phénomènes d'interdiffusion des espèces et l'évolution de la structure cristalline doivent pouvoir être contrôlés,
- Présenter un minimum de pièges et de charges fixes,
- Répondre à des critères de faisabilité en conditions industrielles (couches minces, temps de dépôts courts, budgets thermiques faibles, coût...),
- Répondre aux exigences en termes de fiabilité.

Au vu de ces critères et des propriétés physiques des divers candidats (tableau 1.1) l'oxyde de hafnium fut retenu par les industriels.

Component	ϵ	E_g (eV)	ΔE_c (eV)	m^* ($f(m_0)$)
vacuum	1		4.05	1
SiO ₂	3.9	9	3.3 – 3.5	0.5
La ₂ O ₃	25	5.5	2.3	0.26
Al ₂ O ₃	11.6	8.8	2.8	0.35
LaAlO ₃	25	5.8	1.8 – 1.9	0.3
HfO ₂	22	5.8	1.3 – 1.5	0.17
SrTiO ₃	277	3.3	-0.1 – 0.3	
Gd ₂ O ₃	24	5.3	1.8	

Tableau 1.1 : Paramètres physiques de différents oxydes en vue du choix du remplacement du SiO₂ comme oxyde de grille. [ThèseHourani]

Pour obtenir une interface de bonne qualité avec le canal, une couche interfaciale (IL pour Intefacial Layer) de SiON est intercalée entre le matériau High K et le substrat. On parlera d'oxyde bicouche.

Le remplaçant de l'oxyde de hafnium n'est pas encore connu mais les perovskites et particulièrement le LaLuO₃ ($k=30$ et $\Delta E_C=2.5\text{eV}$) semblent prometteurs [Engstrom].

1.1.3.2.4. Les défauts présents dans le SiO₂, le SiON et le HfSiON

Les défauts dans ces couches d'oxyde peuvent avoir plusieurs origines possibles. S'ils sont dus à l'introduction d'espèces autres que celles utilisées pour la fabrication de la grille, on parle de défauts extrinsèques. Ces défauts peuvent avoir comme origine :

- Le substrat de silicium qui subit un dopage avec des atomes dopants pour changer ces propriétés physique (As, B...),
- Des contaminations ioniques provenant de l'atmosphère dans lequel l'oxyde croît (Na⁺, Li⁺, K⁺). Ces ions peuvent à haute température devenir mobiles et impacter le fonctionnement du circuit,
- D'une contamination survenant après les étapes de dépôt de l'oxyde de grille (Cu utilisé pour réaliser les interconnexions, dopage de la grille...),
- Dans le cadre de cette étude, la grille n'est pas déposée puisque celle-ci est remplacée par la pointe AFM. Ainsi, des contaminations dues au clivage et à la préparation des échantillons peuvent s'ajouter à la liste de ces défauts dits extrinsèques ; d'où la nécessité de travailler en salle blanche afin de réduire ces hypothétiques contaminations.

Cependant, la croissance de la couche d'oxyde n'est pas parfaite et des défauts dans l'oxyde peuvent exister. On parle dans ce cas de défauts intrinsèques.

Du fait de la petite surface sous pointe lors de tests C-AFM (1-100nm²), il est plus probable que l'on sonde les défauts intrinsèques. Au vu de la densité de défauts extrinsèques et de la surface de test électrique, il est peu probable de poser la pointe C-AFM sur un défaut de ce type. De plus, les oxydes utilisés dans ce travail étant de qualité industrielle, la densité de défauts extrinsèques est négligeable.

Les défauts intrinsèques présents se divisent en deux grandes catégories : ceux de volume et ceux d'interface. Une très brève description des défauts intrinsèques sera présentée dans la suite de ce travail.

Défauts d'interface

Ces défauts proviennent de la différence de maille entre le substrat et l'oxyde. Des liaisons contraintes, distordues ou pendantes peuvent ainsi être créées à l'interface entre les deux matériaux. Ces liaisons pendantes ont été mises en évidence par ESR (Electron Spin Resonance) en 1971 [Lenahan] et sont dénommées centre Pb (P pour paramagnétique et b est l'indexation du pic de résonance caractéristique).

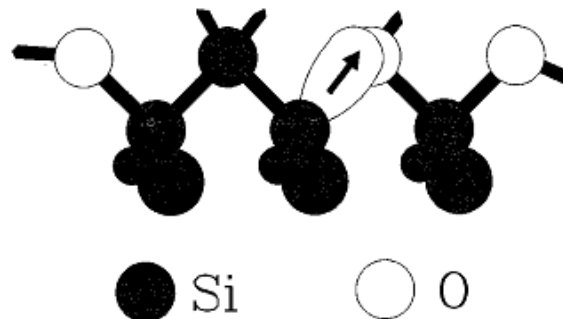


Figure 1.7 : Illustration schématique d'un centre Pb_0 à l'interface Si/SiO_2 [Lenahan]

Il existe deux types de défaut d'interface de type Pb répertoriés, le centre Pb_0 ($Si_3 - Si\cdot$) présenté sur la figure 1.7 et le centre Pb_1 ($Si_2 - Si\cdot - Si - SiO_2$).

Les centres Pb_0 sont connus pour être plus actifs électriquement et aussi plus nombreux que les centres Pb_1 . Il faut noter que ces défauts sont présents dans le SiO_2 mais aussi dans le $SiON$ et dans le $HfSiON$ puisque dans ces deux oxydes une couche de SiO_2 sert de base à l'oxyde final.

Dans le cas du $HfSiON$, il est fort probable que des défauts existent entre la couche interfaciale et le High K ainsi qu'entre le High K et la grille.

Défauts communs de volume pour le SiO_2 , le $SiON$ et la couche interfaciale du bicouche $HfSiON$

Le SiO_2 étant la base commune dans l'élaboration de ces trois couches, il est normal que des défauts de volume soient les mêmes dans les trois cas. Ici, l'oxyde de base SiO_2 étant obtenu

par oxydation sèche du substrat de silicium, les principaux défauts sont donc liés à des excédents ou des lacunes d'oxygène :

- Lacune d'oxygène (VO) : $O=Si-Si=O$
- Pont peroxyde : $O=Si-O-O-Si=O$
- Oxygène non liant: $O=Si-O \cdot$
- Silicium trivalent (E') : $O=Si \cdot$
- Silicium bivalent : $O=Si \cdot\cdot$

Les deux défauts majoritairement rencontrés sont les lacunes d'oxygène ainsi que les défauts attribués à un atome de silicium trivalent appelé centre E.

Lacune d'oxygène

Le silicium est tétravalent de nature et dans le cas d'un défaut dit de type lacune d'oxygène, cette propriété est respectée. Ce défaut résultant de la liaison de deux molécules de SiO_2 aboutira à une nouvelle molécule. Un groupement de molécules de SiO_2 présentant une lacune d'oxygène est présenté sur la figure 1.8.

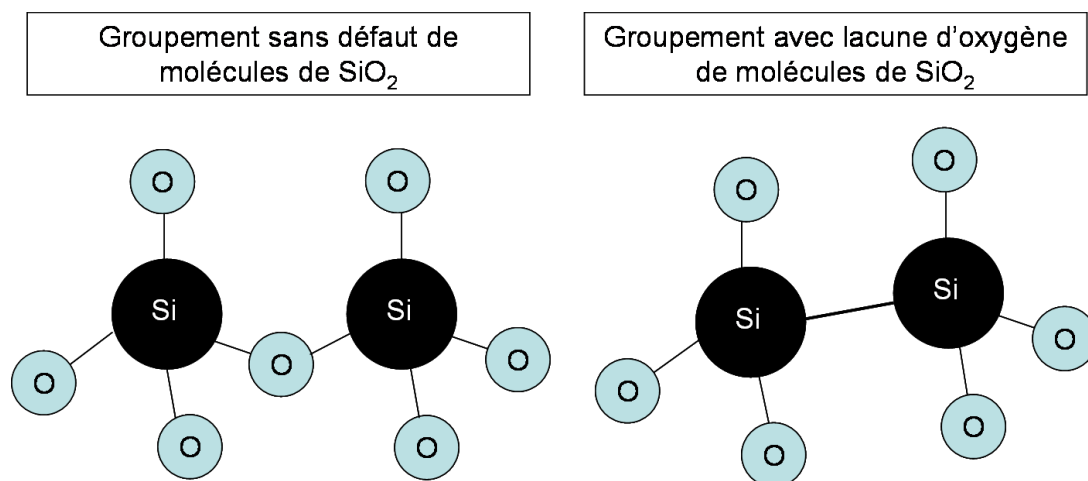


Figure 1.8 : Illustration du défaut dit de lacune d'oxygène.

La liaison Si-Si présente cependant une énergie de liaison plus faible que la liaison Si-O (2eV au lieu de 5.4eV) et sera par conséquent un point faible de l'oxyde [Karna].

Si la liaison se rompt on aura par contre la formation de défauts électriquement actifs qui seront appelés défaut de type E' .

Il faut noter que le HfO_2 peut lui aussi présenter des lacunes d'oxygène.

Défaut de type E' :

Il a été associé à la présence d'un électron non apparié sur un atome de silicium adjacent à une lacune d'oxygène ou à plusieurs atomes de silicium localisés dans une région contenant un excès de silicium. Contrairement aux défauts dits de lacunes d'oxygène le groupement portant ce défaut est chargé.

Afin d'expliquer la formation de piège, le modèle le plus communément admis est celui de Feigl, Fowler, et Yip (FFY) qui ont proposé la formation de pièges E' dans le cadre du quartz [Feigl][Yip]. Si la liaison se rompt, le trou se localise sur un atome de silicium devenant ainsi chargé positivement. De façon schématique, suite à la rupture de la liaison Si-Si, l'un des deux atomes de Si possède alors un électron non apparié, c'est le centre E' alors que l'autre piège le trou.

Défaut de volume spécifique au SiON

L'introduction d'azote dans la couche d'oxyde autorise la création de nouveaux défauts. La caractérisation ESR a permis de mettre en évidence [Lenahan] la présence d'un défaut lié à des molécules de type SiN_3 appelés centre K qui ferait office de pièges à électrons ou à trous.

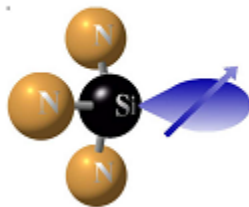


Figure 1.9 : Illustration du défaut dit K présent dans les oxydes nitrurés [Lehanan].

Défaut de volume spécifique au HfSiON

Comme indiqué précédemment l'oxyde à haute permittivité de type HfO_2 déposé sur une couche interfaciale de SiON peut présenter des défauts de type lacune d'oxygène.

Un autre type de lacune peut apparaître dans le cas d'un manque de réactif et correspond à une lacune de hafnium [Foster]. Cependant, cette lacune n'induit aucun état disponible dans la bande interdite et ne peut ainsi pas être considéré comme un piège de charges.

Le dernier défaut spécifique à l'introduction du HfO_2 comme oxyde de grille est la possibilité de migration d'oxygène vers des sites interstitiels [Foster02] [Hohenberg].

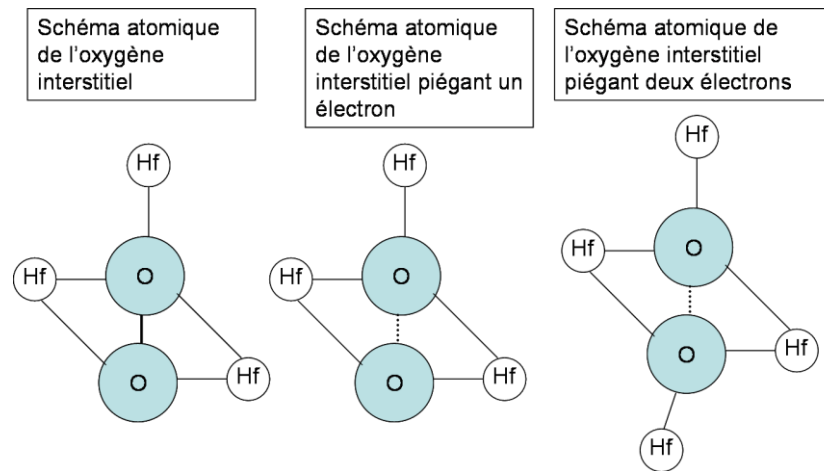


Figure 1.10 : Illustration du défaut dit d'oxygène interstitiel.

La théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT) rapporte que la structure la plus favorable énergétiquement des sites interstitiels, correspond à l'oxygène dans un état de charge neutre et lié par une liaison covalente à un oxygène, lié lui-même à 3 atomes (figure 1.10 à gauche). Si l'on ajoute un électron au système, celui-ci tend à se localiser sur la paire d'atomes d'oxygène et induit la rupture de la liaison covalente (milieu). Le défaut passe alors d'un état neutre à un état chargé négativement (figure 1.10) et se comporte alors comme un piège à électron.

1.2. Usure et rupture de l'oxyde de grille

Dans le cadre de cette étude, nous nous intéresserons aux exigences en termes de fiabilité de ces oxydes. Pour ce faire, nous allons dans la partie suivante faire une brève introduction sur les dégradations des performances des transistors pour ensuite arriver au mécanisme de rupture pour lequel le transistor n'est plus fonctionnel.

Les oxydes doivent conserver leur propriété isolante afin de maintenir un bon fonctionnement du transistor. Selon les applications visées et l'environnement dans lequel sera utilisé le composant, le fabricant doit garantir une durée de vie de ces composants. Typiquement, une durée de vie de 10 ans est requise pour des conditions d'utilisation standard.

Plusieurs modes de défaillance ont été identifiés et sont contrôlés afin d'obtenir des composants fiables avec des caractéristiques similaires et constantes dans le temps. Les deux

premiers mécanismes présentés ici sont dits de dégradation car ils n'engendrent pas un arrêt total du fonctionnement du transistor mais une dégradation des performances.

Dans le dernier cas présenté ici, il s'agit d'un mécanisme de rupture entraînant dans la plupart des cas un dysfonctionnement du transistor.

1.2.1. Dégradation par porteurs chauds

Lors de l'ouverture du canal dans un transistor, des porteurs de charge sont accélérés sous l'effet d'un champ électrique. Les porteurs de charge vont pouvoir passer de la source au drain sous l'effet de la différence de potentiel entre ces deux électrodes. Les porteurs sont dits chauds lorsqu'ils ont acquis une énergie cinétique importante.

Ils peuvent alors être piégés dans l'oxyde de grille où ils peuvent créer des défauts à l'interface silicium/oxyde en dissociant des liaisons Si-H par exemple.

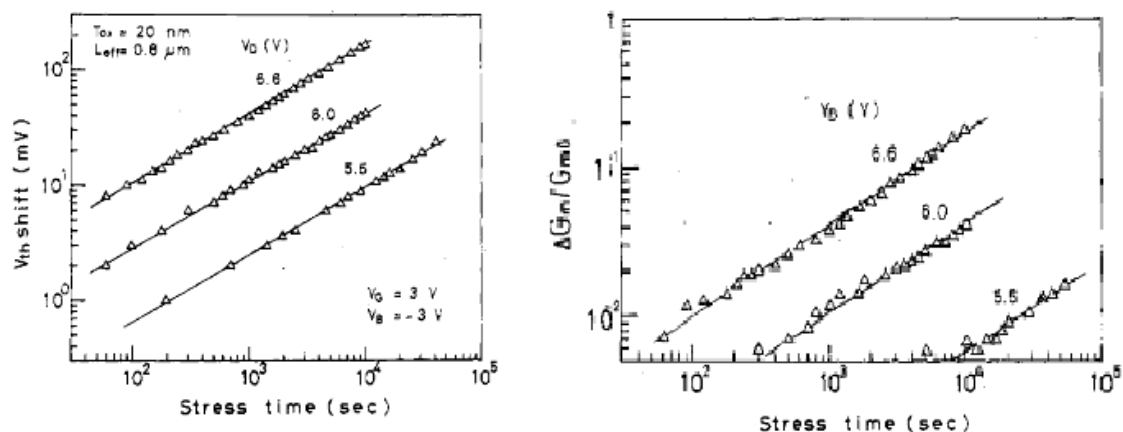


Fig. 1.11 Décalage du V_{th} (gauche) et de la transconductance (droite) suite à une dégradation par porteurs chauds [takeda]

Une diminution de la transconductance ainsi qu'un décalage de la tension de seuil V_{th} peuvent alors être observés.

La figure 1.11 est une illustration de cette dégradation du V_{th} (gauche) et de la transconductance G_M (droite). Plus le stress électrique est long, plus la dégradation est marquée. De même, plus la tension de stress est importante, plus le V_{th} augmente et plus la transconductance se dégrade.

1.2.2. Dégradation de type Négative ou Positive Bias Temperature Instability :

Cette dégradation a d'abord été observée lors de l'application d'une tension négative entre la grille et le substrat sur les structures MOS à canaux P pour des hautes températures (100°C). Ce phénomène est décorrélé de celui des porteurs chauds puisqu'il apparaît à des champs plus faibles.

Les causes physiques de ce phénomène ne sont de nos jours pas encore claires mais un consensus a été établi sur le fait qu'un piégeage de charges à l'interface silicium/oxyde ou dans l'oxyde lui-même, intervient et engendre une dégradation des caractéristiques du transistor. Dans le cas d'un transistor PMOS stressé négativement, on parle de NBTI alors qu'on emploiera le terme PBTI pour le transistor NMOS qui est stressé positivement en utilisation courante.

Une décroissance du courant de drain et de la transconductance ainsi qu'une augmentation du courant I_{off} et de la tension de seuil V_{th} sont les principales conséquences de cette dégradation.

1.2.3. Rupture de l'oxyde de grille

On parle de rupture diélectrique ou Dielectric Breakdown lorsque l'oxyde perd ces caractéristiques isolantes et devient conducteur. Cette rupture apparaît à partir d'un certain seuil en tension ou au bout d'un certain temps sous tension constante. On parle respectivement de champ de claquage (E_{BD}) et de temps au claquage (TDDB pour Time Dependant Dielectric Breakdown ou TTF pour Time To Failure).

1.2.3.1. Mesure avec une contrainte en Tension Constante (CVS)

La méthode de la contrainte constante en tension (ou CVS : Constant Voltage Stress) est la plus fréquemment utilisée afin de déterminer les temps jusqu'au claquage. Les mesures de TDDB obtenues à l'aide de CVS correspondent à une mesure de référence pour caractériser la fiabilité d'un oxyde car cette mesure correspond à la condition la plus destructive d'utilisation d'un tel dispositif. En effet, l'oxyde voit une contrainte constante et

non pas une contrainte fréquentielle, pour laquelle la contrainte est relâchée, comme dans le cas d'un circuit électronique en utilisation standard.

Le temps au claquage fait toujours l'objet d'études intensives et a connu un tournant lors de l'introduction de couches d'oxyde très minces. En effet, pour des couches épaisses, la rupture diélectrique, lors de mesures $I(t)$, était clairement définie comme le montre la figure 1.12. Le temps au claquage est défini comme le moment où le courant augmente de plusieurs ordres de grandeur. Pratiquement il correspond au temps pour lequel le courant atteint une valeur de seuil prédéfinie I_{break} .

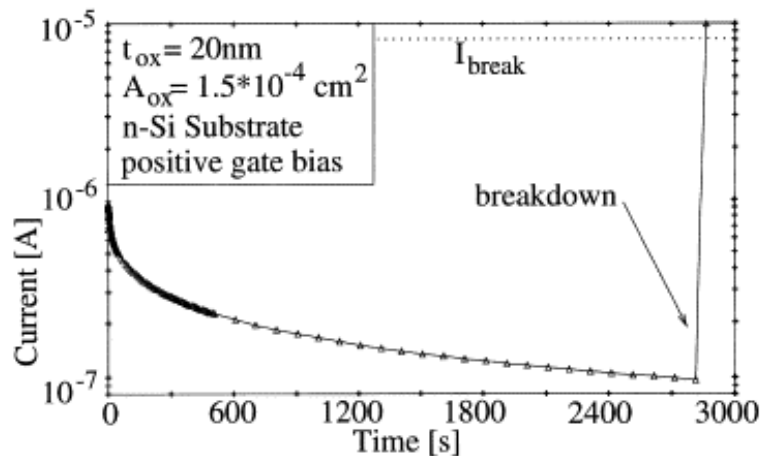


Figure 1.12 : $I(t)$ obtenue sur une structure MOS (20nm de SiO_2) lors d'une expérience CVS avec un champ électrique appliqué de 9,65 MV/cm [Brière]

Le TDDB est, dans la figure 1.12, clairement défini à 2700s puisque le courant augmente abruptement et dépasse la valeur de I_{break} fixée dans ce cas à 9×10^{-6} A.

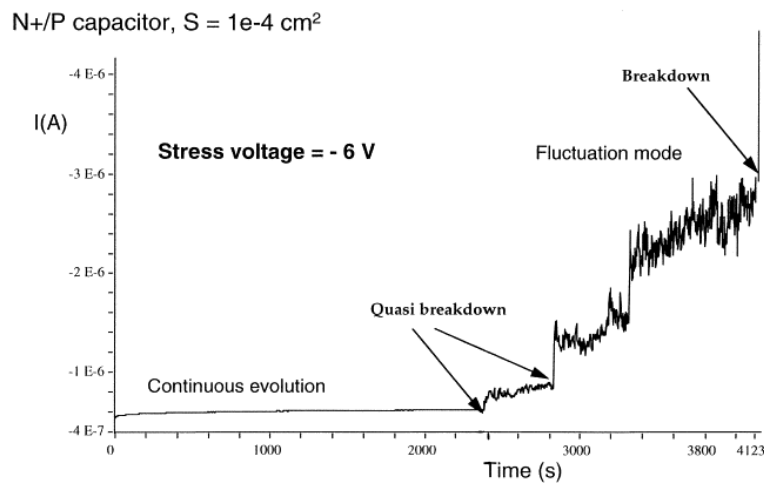


Figure 1.13 : $i(t)$ obtenue pour une structure MOS (4.5 nm de SiO_2) lors d'une expérience de type CVS avec un champ appliqué de 11,4 MV/cm [Brière]

Désormais, les épaisseurs des couches d'oxyde ne font plus que quelques nanomètres et la détection du claquage n'est plus aussi évidente que pour ces oxydes épais. Ce phénomène rapporté par [Brière] montre qu'avant d'atteindre une rupture franche un stade de « quasi-breakdown » ou plus communément appelé soft breakdown existe (figure 1.13).

Durant ce stade, le courant augmente sans que l'oxyde ne perde totalement ses propriétés isolantes.

Dans notre cas, nous nous intéresserons au cas du Hard breakdown, pour lequel la rupture de l'oxyde est totale ce qui rendrait un transistor inopérant.

A noter que l'on peut, au lieu d'appliquer une tension constante, appliquer un courant constant (CCS Current Constant Stress). Dans ce cas, le temps au claquage diélectrique sera défini comme le moment où la tension diminue de plusieurs ordres de grandeur pour un courant constant appliqué.

1.2.3.2. Mesure avec un stress de type rampe en tension (RVS)

Afin de déterminer le champ de claquage d'un oxyde, on applique une rampe en tension comme définie sur la figure 1.14 (Ramp Voltage Stress)

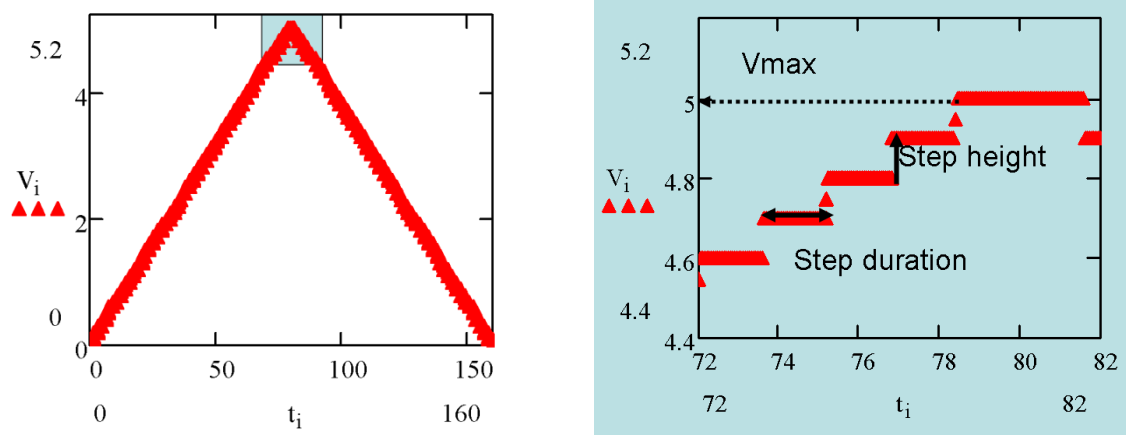


Figure 1.14 : Rampe en tension complète (gauche) et zoom sur la partie haute de la rampe (droite).

La figure 1.14 montre une rampe en tension utilisée lors d'expériences RVS. Dans l'insert, on voit un grossissement de la partie supérieure de la rampe. Trois paramètres essentiels sont à prendre en compte lors de ce genre d'expérience I(V) :

- V_{\max} : La tension maximale à partir de laquelle on inverse la direction de balayage de la rampe.
- Step duration (S_d) ou durée du pas : Ce temps correspond à la durée en seconde pour laquelle on reste à une tension constante.
- Hauteur de pas ou step height (S_h) : Cette valeur en volt correspond à la valeur absolue de la différence en tension entre chaque pas de la rampe.

Grâce à ces trois paramètres la rampe en tension est entièrement définie et peut s'écrire :

$$V(t) = S_H \left\{ \sum_{j=0}^{V_{Max}/2S_H} H(t - j.S_D) - \sum_{j=V_{Max}/2S_H}^{V_{Max}/S_H} H(t - j.S_D) \right\} \quad [1.5]$$

Où $H(t-j.S_D)$ est une distribution de Heaviside et t correspond au temps.

Lorsque l'on détecte un saut abrupte du courant avec la tension, on arrive au claquage diélectrique (similaire au Hard Breakdown).

La figure 1.15 montre 5 courbes $I(V)$ superposées réalisées par C-AFM en différents points d'un même échantillon. Le courant pour de faibles valeurs de tension appliquées est en dessous du seuil de détection de l'appareil. Puis vers 3V, le courant dépasse le seuil de détection, augmente et on observe un courant de type Fowler-Nordheim sur la plage [3V - 4,5V].

En augmentant encore la tension, on voit une croissance abrupte du courant par rapport à la tension. On est alors à la tension de claquage V_{BD} .

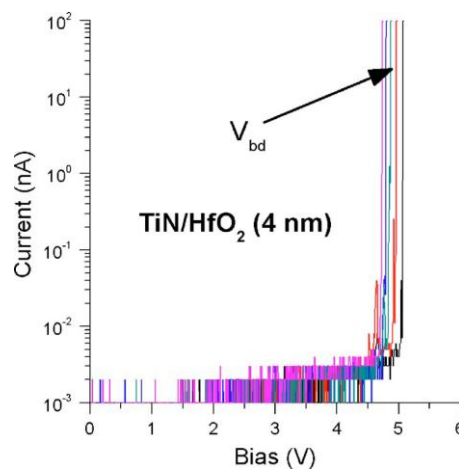


Figure 1.15 : Superposition de 5 courbes $I(V)$ obtenues sur une capacité MIM de TiN/HfO₂ par C-AFM

[Sire]

V_{BD} est définie dans ce cas comme la tension pour laquelle le courant mesuré est de 100nA. On voit que pour chaque expérience, la tension V_{BD} est différente. La tension de claquage (comme le TDDB) ne présente pas une valeur unique mais peut être représentée par une distribution statistique ; ce qui sera l'objet du paragraphe 1.3.1.

1.2.3.3. Courant de grille après un stress

Le courant de fuite peut augmenter au cours du temps via la création de défauts dans l'oxyde. On parle alors de Stress Induced Leakage current (SILC). Il peut devenir le facteur limitant pour certaines applications comme les mémoires non –volatiles [Moazzama].

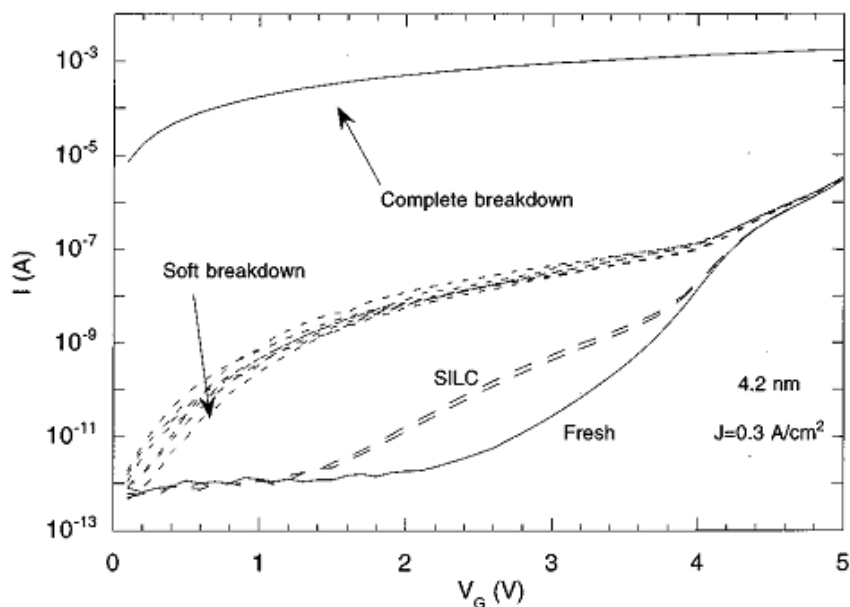


Fig. 1.16 : Caractéristiques I(V) obtenues à différents états de la rupture diélectrique. La ligne continue a été obtenue sur une capacité vierge faite à partir de SiO₂ (4.2nm), les deux lignes en pointillé après un stress de type CCS de 100 et 200s à 0,3A/cm². Le soft breakdown apparaît pour un même stress de 244s et le « hard breakdown » après 267.4 de stress. Les I(V) après ces événements sont aussi rapportés [Houssa.]

Comme présenté dans la figure 1.16, les auteurs [Houssa] reportent une augmentation du courant de grille mesurée à bas champ après l'application d'une contrainte à fort champ. Ce phénomène est connu pour être dépendant du temps de stress, de l'épaisseur d'oxyde ainsi que du courant ou de la tension de stress. Afin d'expliquer ce décalage, différentes hypothèses ont été avancées comme :

-
- Un abaissement local de la barrière de potentiel causé par des centres chargés positivement générés lors de la contrainte [Maserjian],
 - Une conduction assistée par des défauts d'interface générés durant la contrainte [Rofan][Yoon],
 - Une conduction tunnel assistée par des pièges dans l'oxyde [Dumin], [Yasuda],
 - Une réduction de l'épaisseur d'oxyde conservant des propriétés isolantes via la formation d'un chemin conducteur [Halimaoui].

Une majorité d'étude semble s'orienter vers une conduction par pièges [Ricco], [Moazzami], [WU]. Nous allons, dans la suite de ce paragraphe, présenter deux modèles de conduction assistée par des pièges dans l'oxyde. Le premier modèle est basé sur une distribution aléatoire des pièges dans le volume d'oxyde alors que dans le second, l'emplacement physique des pièges est pris en compte.

1.2.3.3.1. Le courant assisté par pièges ou Trap Assisted Tunneling (TAT):

Ce mécanisme de conduction est assisté par la présence de défauts (pièges) dans le diélectrique. Les électrons se propagent entre des états localisés dans la couche de diélectrique. Il est généralement admis que ces pièges sont créés lors de l'application d'un fort champ électrique [Aritome] [Moazzami] [Rosenbaum].

Plusieurs modèles de TAT existent, le premier modèle fut présenté par Jiménez et Villanueva. D'autres modèles plus simplifiés sont apparus par la suite [Ielmini]. Le modèle le plus compact est celui de Ricco [Ricco].

Dans ce modèle, on prend en compte une densité de défauts n_t non alignés mais aléatoirement distribués dans le volume du diélectrique. Chaque défaut a une section efficace de capture d'électron représentée par σ_{capt} et une fréquence de piégeage /dépiégeage ν .

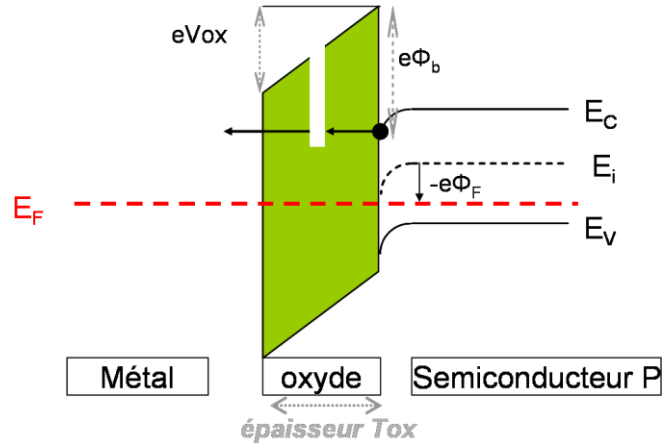


Figure 1.17 : Diagramme de bande d'une structure NMOS : schématisation du courant TAT élastique (sans perte d'énergie par collisions inélastiques)

On peut alors écrire le courant TAT comme une fonction de T_R qui est la racine carrée du coefficient de transmission entre le métal et le semiconducteur.

$$T_R \propto \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_{ox}}}{3q\hbar} \frac{\phi_b^3 V_{ox}}{2t_{ox}} \left(1 - \left(1 - \frac{qV - qV_{fb}}{\phi_b}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}\right) \text{ et } J_{TAT} = qn_t \frac{J_S \sigma_{capi}}{J_S \sigma_{capi} + qV} T_R \quad [1.6]$$

Dans la formule 1.6, J_S correspond au courant injecté dans l'oxyde. Dans notre cas, il s'agira d'un courant de type tunnel ou Fowler-Nordheim.

Le courant TAT augmente de manière linéaire avec la concentration des défauts dans ce cas. Il faut noter que la position des défauts dans l'oxyde n'intervient pas dans cette formule.

1.2.3.3.2. Le courant Two Trap Assisted Tunneling (TTAT) et N Trap Assisted Tunneling (NTAT):

Avec l'avènement du C-AFM, un modèle plus localisé de TAT a été développé. Il fut développé pour expliquer le comportement électrique de l'oxyde après sa rupture.

Ce modèle est basé sur une conduction assistée par pièges mais au lieu d'avoir des pièges distribués aléatoirement, les auteurs [Wu] ont considéré deux pièges isolés et alignés dans l'oxyde. Le courant TTAT est caractérisé par les hauteurs de barrière tunnel entre le substrat et le premier piège, entre chaque piège et entre le dernier piège et la pointe notées $\Phi_{R,L,T}$. On note les distances entre les pièges correspondantes par $t_{R,L,T}$ (figure 1.18)

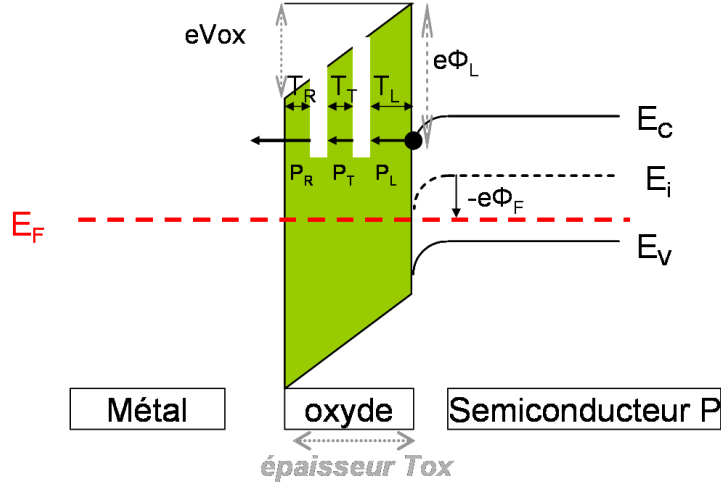


Figure 1.18 : Diagramme de bande d'une structure NMOS : explication du courant TTAT élastique (sans perte d'énergie par collisions inélastiques)

Dans un souci de clarté, les notations sont les mêmes que celle introduites par [Wu]. Le courant total J_{total} traversant l'oxyde peut être écrit comme la somme d'un courant Tunnel $J_{Tunneling}$ sans défaut et d'un courant de type TTAT. On note N_T le rapport entre la section efficace de capture du défaut et la surface de test (dans notre cas la surface de contact entre la pointe C-AFM et l'échantillon).

On note $J_{R,L,T}$ le courant passant dans chaque défaut. La condition d'équilibre utilisée par les auteurs $J_R=J_T=J_L$ implique que tout le courant J_{TTAT} passe successivement par les défauts sans perte. Ceci n'est possible que si les défauts sont alignés. Sinon des charges pourraient passer par exemple du défaut R directement à la surface avec une probabilité non négligeable. Le courant J_{total} s'écrit alors :

$$J_{Total} = (1 - N_T) \times J_{Tunneling} + N_T \times J_{TTAT} \text{ et } J_{TTAT} = \frac{P_L P_T P_R}{P_L P_T + P_T P_R + P_L P_R}$$

$$P_{R,L,T} = \begin{cases} \frac{q^3 S_1 m_e}{16\pi^2 \hbar m_{0x} \phi_{R,L,T}} \times \frac{V_{R,L,T}(t)^2}{t_{R,L,T}(t)^2} \times \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_{ox}} t_{R,L,T} \phi_{R,L,T}^{\frac{3}{2}}}{3q\hbar V_{R,L,T}(t)}\right) \\ \frac{q^3 S_1 m_e}{16\pi^2 \hbar m_{0x}} \times \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{\phi_{R,L,T} - qV_{R,L,T}}{\phi_{R,L,T}}\right)^{\frac{1}{2}}\right)^2} \times \frac{V_{R,L,T}^2}{t_{R,L,T}^2} \times \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_{ox}} \times \phi_{R,L,T}^{\frac{3}{2}}}{3q\hbar} \left[\frac{t_{R,L,T}}{V_{R,L,T}} - \frac{\phi_{R,L,T}^{\frac{3}{2}} - (\phi_{R,L,T} - qV_{R,L,T})^{\frac{3}{2}}}{\phi_{R,L,T}^{\frac{3}{2}}} \right]\right) \end{cases} \quad [1.7]$$

Les tensions $V_{R,L,T}$ sont fonction de la tension dans l'oxyde et de la position de ces défauts dans celui-ci. Les tensions $V_{L,R,T}$ correspondent à la chute de potentiel entre les défauts. En supposant une décroissance linéaire de la tension dans l'oxyde, on trouve

$$V_L = \frac{V_{ox}}{t_{ox}} (t_{ox} - t_T) , V_T = \frac{V_{ox}}{t_{ox}} (t_T - t_R) \text{ et } V_R = \frac{V_{ox}}{t_{ox}} (t_R) \quad [1.8]$$

Cette formule a été généralisée par [Delcroix] dans le cas où l'on a N (N entier) défauts dans l'oxyde. En utilisant la condition d'équilibre, on obtient :

$$J_{NTAT} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{P_i}} \quad [1.9]$$

1.3. Modèles de caractérisation de rupture diélectrique des oxydes

Les E_{BD} ou les TTF obtenus lors de ces expériences ne sont pas des valeurs constantes mais sont distribués sur un intervalle de champ (pour les E_{BD}) ou de temps pour le TDDB. Dans les analyses de durée de vie ou de champs de claquage, il a été montré que la distribution de TDDB suivait une loi de Weibull.

1.3.1. Distribution de Weibull

Les distributions de TDDB peuvent être représentées par des lois de Weibull. La densité de probabilité de la distribution de Weibull à deux paramètres est définie de la façon suivante :

$$f(x) = \frac{\beta}{\alpha} \left(\frac{x}{\alpha} \right)^{\beta-1} e^{-\left(\frac{x}{\alpha} \right)^\beta} \quad [1.10]$$

α, β sont des constantes positives ; α est appelé le facteur d'échelle et β le facteur de forme. La distribution de Weibull est particulièrement intéressante dans le domaine de l'étude de fiabilité car avec une même loi, selon la valeur de β , on peut décrire plusieurs modes de défaillance.

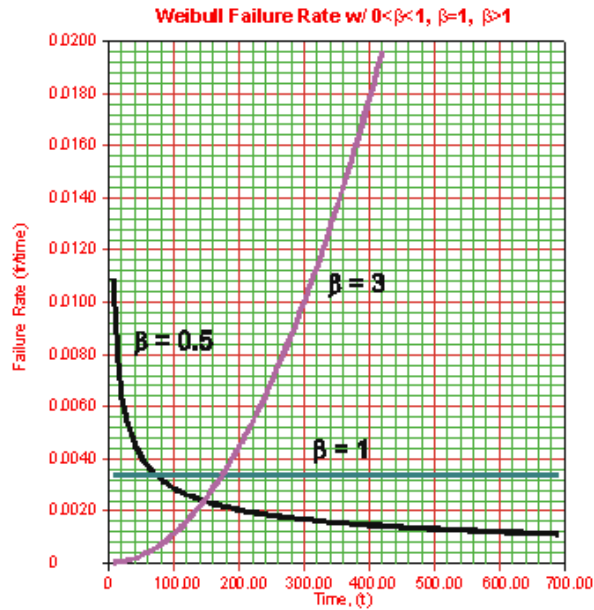


Figure 1.19 : Evolution du taux de défaillance en fonction de β

Sur la figure 1.19, les taux de défaillance en fonction du temps et ceux pour $\beta= 3; 1; 0.5$ ont été tracés.

Pour $\beta=0.5$, on remarque que le taux de défaillance est élevé au début puis décroît pour des temps plus longs. Ceci correspond à un mode de défaillance dit de Early Breakdown et en production, ces défaillances précoces sont détectées par une étape dite de Burn-in où les composants sont stressés au-delà de leurs utilisations normales. Ainsi, ces composants les plus faibles, suite à ce test peuvent être retirés de la vente.

Dans le cas où $\beta > 1$, l'usure des composants est importante puisque le composant a un taux de défaillance qui augmente avec l'utilisation de celui-ci.

Lorsque $\beta=1$, le taux de défaillance reste constant quelle que soit la période de test (loi exponentielle).

Changer le paramètre α revient à réaliser un changement d'échelle sur l'axe des abscisses d'où son nom paramètre d'échelle.

De manière pratique, on détermine expérimentalement la densité probabilité cumulée $F(x)$:

$$F(x) = \int_0^x f(u)du = 1 - e^{-\left(\frac{x}{\alpha}\right)^\beta} \quad [1.11]$$

A partir de l'équation 1.11, on peut réécrire cette densité de probabilité $F(x)$ dans une autre échelle dite de Weibull $W(x)$:

$$W[F(x)] = \ln[-\ln(1 - F(x))] = \beta \cdot \ln\left(\frac{x}{\alpha}\right) \quad [1.12]$$

Dans cette échelle on voit que $W(x)$ est une fonction linéaire de $F(x)$ et cela avec une pente β aussi appelée pente de Weibull.

On remarque que lorsque $x = \alpha$, on a $W(F(\alpha)) = 0$. Cette valeur correspond d'après l'équation 1.11 au cas où $F(x) = 1 - e^{-1}$. Cette valeur particulière correspond à un taux de défaillance de 63.2%. Elle est appelée temps de claquage moyen (MTTF : Mean Time To Failure) par abus de langage.

1.3.2. Mise à l'échelle en surface

Une autre propriété de la loi de Weibull, essentielle pour étudier la durée de vie des composants, est sa variation avec la surface.

Soit un dispositif de surface S dont les propriétés sont homogènes sur toute sa surface que l'on divise en N entités de surfaces égales S_0 avec les mêmes propriétés. Pour chacune de ces surfaces, la probabilité de claquage F_0 est donnée par la même distribution de Weibull. La probabilité pour que le dispositif entier fonctionne est alors donnée par la probabilité que toutes les entités fonctionnent :

$$1 - F_N = (1 - F_0)^N \quad [1.13]$$

Où F_N est la probabilité de défaillance du dispositif.

D'où l'on tire :

$$\ln[-\ln(1 - F_N)] = \ln[-\ln(1 - F_0)] + \ln(N) = \ln[-\ln(1 - F_0)] + \ln\left(\frac{S_N}{S_0}\right) \quad [1.14]$$

On remarque donc qu'en échelle de Weibull, si deux échantillons de surfaces différentes S_1 et S_2 ont la même loi de probabilité de claquage alors :

$$\ln[-\ln(1 - F_2)] = \ln[-\ln(1 - F_1)] + \ln\left(\frac{S_2}{S_1}\right) \quad [1.15]$$

Si les pentes β sont les mêmes, compte tenu de l'équation [1.15] :

$$\beta \cdot \ln\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right) = \ln\left(\frac{S_2}{S_1}\right) \quad [1.16]$$

Une représentation graphique de cette mise à l'échelle en surface est proposée sur la figure 1.20.

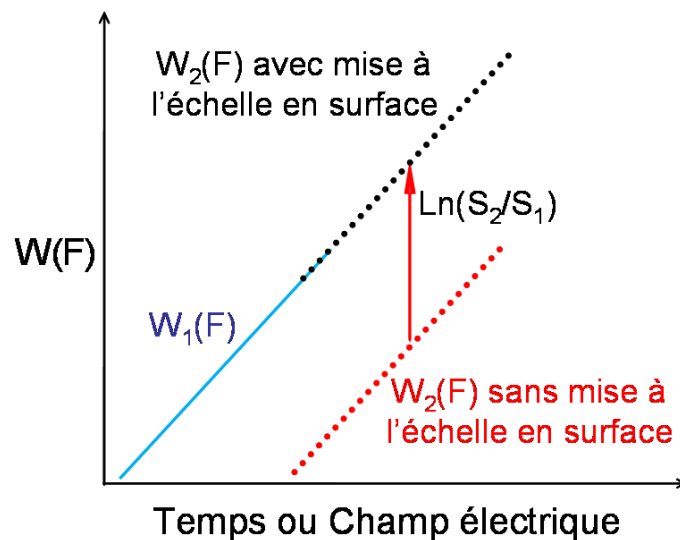


Figure 1.20 : Schéma de principe expliquant la mise à l'échelle en surface

Cette figure représente deux distributions de Weibull W_1 et W_2 avec une même pente de Weibull. Si la propriété de mise à l'échelle se vérifie, alors il doit être possible, d'après la formule [1.16], d'aligner ces deux distributions et le décalage entre celles-ci doit correspondre au logarithme népérien du rapport des surfaces de test.

1.3.3. Modèles d'extrapolation en tension

Afin de réduire les durées de test, on utilise des tensions élevées lors des mesures de type CVS. A noter qu'il est également possible d'augmenter la température afin d'accélérer la défaillance. Il est crucial d'avoir des modèles pertinents pour extrapoler les distributions de temps de claquage obtenus expérimentalement à des tensions élevées, à des tensions d'utilisation standard. De ce fait, l'influence de la tension sur le MTTF a été largement étudiée dans la littérature [Pic] [Suelhe]. Il existe trois modèles qui décrivent le lien entre la

tension et le MTTF. Le modèle en E basé sur une rupture des liaisons, relie le MTTF à la tension de la manière suivante [Mc Pherson] :

$$MTTF(E, S_1, S_2) \propto \exp(-\gamma E) \times \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^{\frac{1}{\beta}} \quad [1.17]$$

Où γ est appelé facteur d'accélération en tension. La rupture entraînée par un modèle de type AHI (pour Anode Hole Injection) ou AHR (pour Anode Hydrogen-Release) qui seront développés dans la suite de ce chapitre aura une dépendance en $(1/E)$. Ainsi, le MTTF sera donné de la façon suivante :

$$MTTF(E, S_1, S_2) \propto \exp\left(\frac{\gamma}{E}\right) \cdot \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^{\frac{1}{\beta}} \quad [1.18]$$

Les modèles les plus récents décrivent une dépendance du MTTF avec la surface et la tension de la façon suivante [Pic] :

$$MTTF(V, S_1, S_2) \propto V^{-n} \cdot \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^{\frac{1}{\beta}} \quad [1.19]$$

Dans cette expression, l'évolution du MTTF est reliée à la tension par un facteur de puissance n . Dans ce modèle, n est le facteur d'accélération en tension, sa détermination permet d'effectuer des extrapolations à des tensions d'utilisation standard.

Dans les paragraphes suivants, ces trois modèles seront expliqués puis discutés.

1.3.4. Mécanisme de dégradation menant à la rupture

1.3.4.1. Modèle d'injection de trous chauds à l'anode

Au milieu des années 1980, Chen a montré que le claquage des oxydes épais ($T_{ox} > 45 \text{ \AA}$) était corrélé à l'injection d'une quantité de trous [Chen]. Les électrons traversant la grille par effet Tunnel ou Fowler-Nordheim, acquièrent de l'énergie cinétique pour créer une paire électron/trou dans le silicium. Le modèle AHI est basé sur ce mécanisme de création de trous due au transfert d'énergie d'électrons dits « chauds ». Ces trous vont à leur tour être accélérés par le champ à travers l'oxyde en direction de l'anode. La figure 1.21 est une représentation graphique de ce mécanisme.

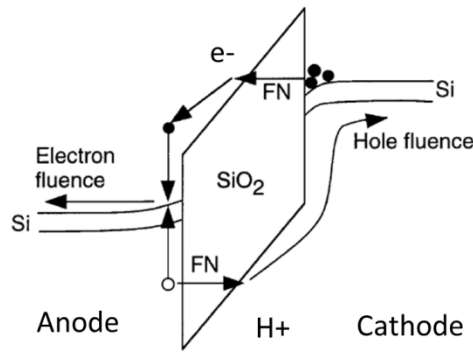


Figure 1.21 : Schéma de principe expliquant le mécanisme de rupture de type AHI [Degraeve99]

Ce modèle est aussi appelé modèle en $1/E$ car le courant Fowler Nordheim est à l'origine de la création des trous et ce courant de trous a aussi une dépendance en $1/E$. Ce modèle prédit que $\ln(T_{BD})$ est inversement proportionnel au champ électrique et s'écrit donc comme l'équation 1.17.

1.3.4.2. Modèle de libération d'hydrogène à l'anode

La libération d'hydrogène à l'anode (AHR) se produit lors de la dissipation de l'énergie des électrons arrivant à l'anode. On a alors une désorption de certains atomes d'hydrogène. Après diffusion dans l'oxyde, ces atomes d'hydrogène réagissent avec des lacunes d'oxygène, formant ainsi des défauts générant le claquage. Ce mécanisme est représenté sur la figure 1.22.

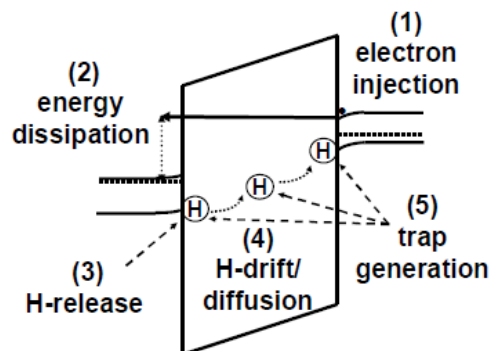


Figure 1.22 : Schéma de principe expliquant le mécanisme de rupture de type AHR [Nicollian].

1.3.4.3. Modèle thermochimique

Ce modèle proposé par Mc Pherson, aussi connu comme modèle en E, décrit la génération de défauts comme une rupture de liaisons dans l'oxyde. Il repose sur la génération de défauts par le champ électrique agissant sur un ion au sein du matériau. Or, le champ local est plus élevé que le champ appliqué du fait de la polarisation des ions voisins. Le champ local est en général complexe à calculer. Pour un système homogène et isotrope ou cubique constitué d'ions identiques, le champ local E_{Loc} a pour expression le champ de Lorentz [Kittel] :

$$E_{Loc} = E \frac{(\epsilon + 2)}{3} \quad [1.20]$$

Donc, plus la constante diélectrique augmente, plus le champ local est important.

Sous l'effet de ce champ les auteurs prévoient une possible rupture des liaisons dans l'oxyde. Grâce à la technique ESR, des défauts de type Pb [Cartier] ont été détectés dans l'oxyde. Ces défauts de type Pb correspondent à une structure de SiO_2 où l'atome de silicium a trois liaisons avec les atomes d'oxygène au lieu de quatre.

Ce modèle donne une dépendance de la durée de vie T_{BD} qui décroît de façon exponentielle quand on augmente le champ électrique de manière linéaire d'où :

$$T_{BD} \propto \exp(-\gamma E) \quad [1.21]$$

où γ est le facteur d'accélération en champ qui est activé en température.

Il faut aussi noter que Mc Pherson réussit, grâce à ce modèle, à décrire l'évolution du champ de claquage avec la constante diélectrique.

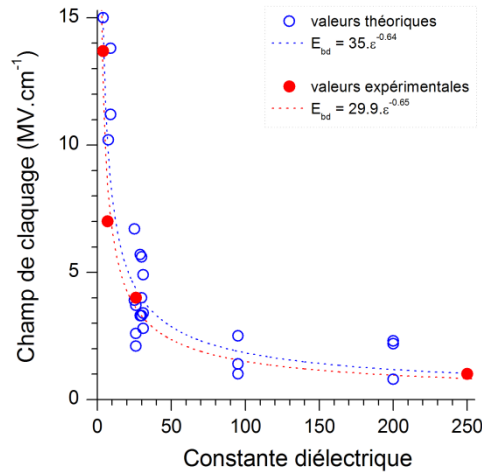


Figure 1.23 : Variation théorique et expérimentale du champ de claquage en fonction de la constante diélectrique [McPherson].

Une comparaison des données expérimentales et théoriques est proposée sur la figure 1.23 et montre une bonne concordance du modèle et de l'expérience.

1.3.4.4. Modèle Multi vibrationnel

Ce modèle [Ribes] repose sur l'excitation multi-vibrationnelle de la liaison Si-H. Celui-ci est inspiré du modèle « Hydrogen Release » et se nomme MVHR (Multi-Vibrational Hydrogen Release). Tout comme les modèles « Hydrogen Release » conventionnels, il considère que des espèces hydrogénées sont libérées à l'interface Si/SiO₂ et après diffusion dans l'oxyde, réagissent avec des lacunes d'oxygène, formant ainsi les défauts générant le claquage. L'un des principaux changements apportés par ce modèle réside dans la dépendance en courant de la probabilité de libération de l'hydrogène (P_g). Cette amélioration a permis de donner une justification physique à la loi en puissance du temps au claquage (Power-law). Ce modèle reproduit bien les données, si on suppose que la taille critique du défaut est supérieure à 20 Å.

1.3.5. Modèle d'extrapolation en E, en 1/E et en Vⁿ : discussion

Selon le modèle utilisé, l'extrapolation de la durée de vie prédite pour des tensions faibles va être complètement différente.

Dans [Suehle2002], les auteurs ont tracé pour les deux modèles la durée de vie de l'oxyde en fonction du champ appliqué (figure 1.24). Le modèle en 1/E est un modèle beaucoup plus optimiste car il prévoit un MTTF plus long pour les extrapolations aux champs faibles.

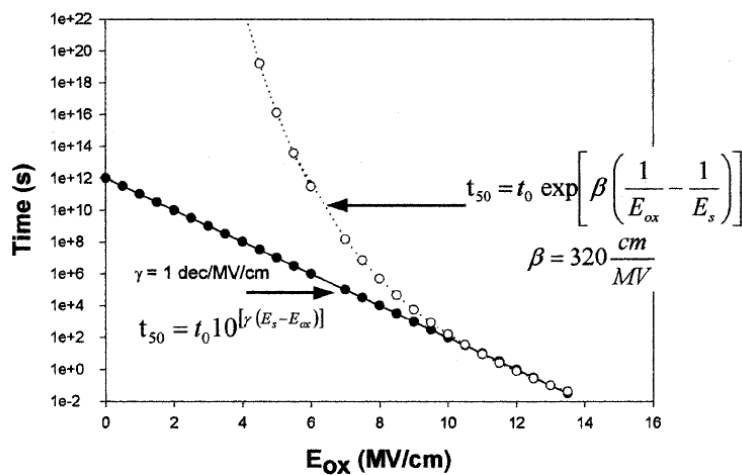


Figure 1.24 : Extrapolation du temps de claquage avec un modèle en E ou en 1/E [Suehle2002].

On voit qu'aux champs forts, les deux modèles coïncident. Les mesures de durée de vie sont généralement faites à des champs forts afin d'avoir des durées de test courts.

Pour lever l'incertitude sur le choix du modèle, des expériences alliant température élevée et champ faible ont été réalisées.

Les données recueillies sont présentées dans la figure 1.25 en fonction du champ et de l'inverse de celui-ci. Les données indiquent que log(T_{BD}) décroît linéairement respectivement avec le champ.

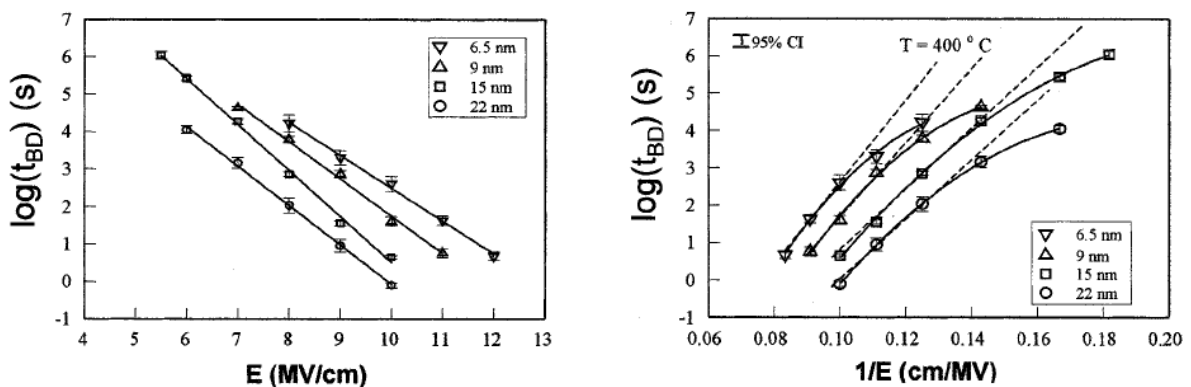


Figure 1.25 : Logarithme du temps de claquage représenté en fonction du champ (droite) ou de l'inverse du champ [Suehle2002] (gauche).

Cependant, des expériences ont montré une dépendance du claquage avec l'épaisseur (et non avec le champ) [Wu] qui n'est pas prise en compte dans le modèle en E et montre les limites de validité de celui-ci.

D'autres preuves permettant d'exclure une dépendance en $1/E$ ont été apportées également [Pic]. Le choix entre un modèle en E et un modèle en puissance est plus compliqué puisque les deux reproduisent plutôt bien les données pour le NMOS. Sur la figure 1.26, les extrapolations effectuées avec les trois modèles sont tracées et les modèles sont calibrés sur les MTTF obtenus à fort champ. Pour chaque modèle, une extrapolation optimiste et pessimiste sont représentées qui correspondent à la marge d'incertitude sur les données. Une donnée cible, une mesure du MTTF obtenue pour un champ plus faible, sert de point de repère pour évaluer les modèles.

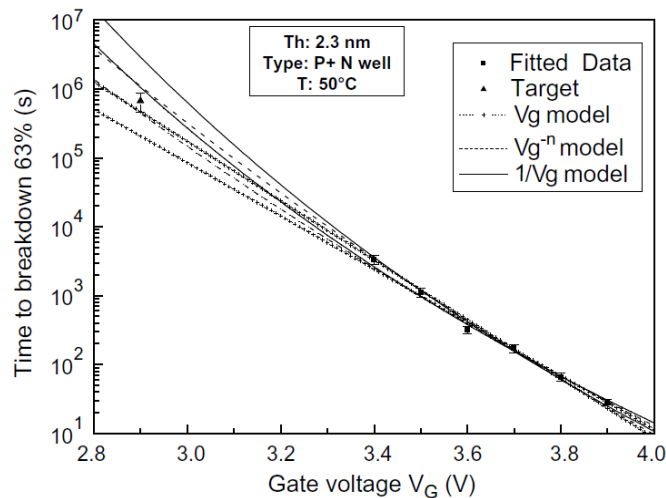


Figure 1.26: Comparaison des modèles d'extrapolation en tension pour une couche de 2,3 nm de SiON [Pic].

On voit, sur la figure 1.26 que le MTTF est mieux extrapolé aux tensions faibles par un modèle en V^{-n} puisque la cible (mesure du MTTF à 2,9V) est au milieu entre l'extrapolation optimiste et pessimiste. Cependant, le modèle en E n'est pas à exclure dans ce cas puisque l'extrapolation optimiste reste dans la marge d'incertitude de la mesure. Pour les tensions élevées, donc des temps de claquage faibles, les 3 modèles sont équivalents.

En effectuant des tests sur différentes surfaces [Suñe04], les auteurs ont conclu, eux aussi, à une dépendance de TDDDB en puissance de V. En effet, la mise à l'échelle en surface et en

tension n'est, dans leur cas, pas possible avec une loi en champ, mais avec une loi en puissance de la tension.

1.3.6. Lien entre le TDDB et E_{BD}

La rupture diélectrique peut donc être caractérisée par le temps au claquage (TDDB) et le champ de claquage. Les mesures de TDDB permettent d'estimer la durée de vie moyenne du diélectrique pour un champ électrique donné. Une rampe en tension permet d'obtenir le champ de claquage moyen du diélectrique. Berman a introduit une relation entre ces deux types de mesures en ne faisant intervenir qu'un facteur ξ dépendant du diélectrique étudié et de la vitesse de rampe R [Berman]. En effet, il existe une distribution statistique du champ de claquage E_{bd} pour une durée déterminée t_0 constante, et inversement il existe une distribution des temps au claquage t pour un champ électrique constant E_0 . Cette relation peut s'écrire comme suit [Berman] :

$$\ln(t) = \ln(t_0) + \xi(R) * (E_{bd} - E_0) \quad [1.22]$$

1.3.7. Effet des paramètres de la rampe sur le champ de claquage

Lors du test d'un composant électronique, afin d'en estimer sa fiabilité, des tests sont effectués selon un cahier des charges précis. La vitesse de rampe ou Rampe rate est un paramètre important, elle est définie par (cf Fig. 1.14) :

$$R = \frac{S_d}{S_h} \quad [1.23]$$

L'influence de R sur le champ de claquage a été expérimentalement montrée pour la première fois par [Osburn].

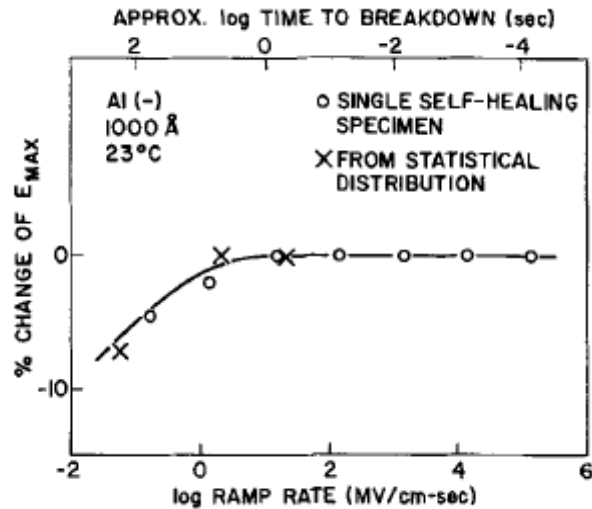


Figure 1.27 : Dépendance du champ de claquage avec la vitesse de rampe [Osburn]

La figure 1.27 reporte l'évolution de V_{BD} en fonction de S_d à S_h constant. Lorsque la vitesse de rampe décroît, on observe une diminution de la tension de claquage. Cette dépendance a été expliquée par le modèle de [Berman] ou de [Chen].

Dans la suite de ce chapitre nous allons présenter l'impact de l'épaisseur de la couche d'oxyde sur les distributions des TDDB et des E_{BD} puis afin de comprendre la dépendance des TDDB avec l'épaisseur, nous nous intéresserons aux modèles de claquage qui rendent compte de la distribution des défauts dans le volume d'oxyde.

1.3.8. Effet de l'épaisseur d'oxyde

Le nœud 32 nm fut une technologie compliquée à développer car elle marque l'introduction d'un oxyde de grille à forte permittivité diélectrique le silicate de hafnium $HfSiON$. Afin de conserver une capacité assez élevée pour les prochains nœuds technologiques, l'introduction de diélectriques à forte permittivité ou la réduction de l'épaisseur de l'oxyde de grille est inévitable. L'influence de la permittivité sur les E_{BD} a été évoquée dans le paragraphe 1.3.4.3. Il est aussi important de comprendre l'influence de la réduction de l'épaisseur de l'oxyde de grille sur le champ de claquage ainsi que sur les distributions des TDDB.

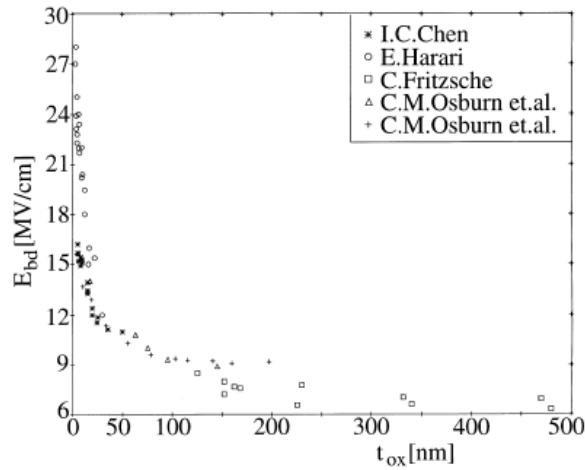


Figure 1.28 : Dépendance du champs de claquage moyen E_{bd} avec l'épaisseur d'oxyde. Les champs de claquage ont été tracés à partir des données de [Chen], [Harari], [Fritzsche] et [Osburn]

Les données présentées sur la figure 1.28 sont recueillies dans la littérature et montrent que le champ de claquage E_{BD} augmente lorsque l'épaisseur de l'oxyde décroît. Sire et al [Sire] ont rapporté des champs allant jusqu'à 30MV/cm pour des tests C-AFM, avec une surface de test de 1 nm² environ, sur du SiO₂ de 3nm d'épaisseur. La dépendance de E_{BD} avec t_{ox} a été expliquée par divers modèles par exemple par un modèle de type AHI [DiStefano] ou plus récemment par un modèle de croissance filamentaire [Blonkowski].

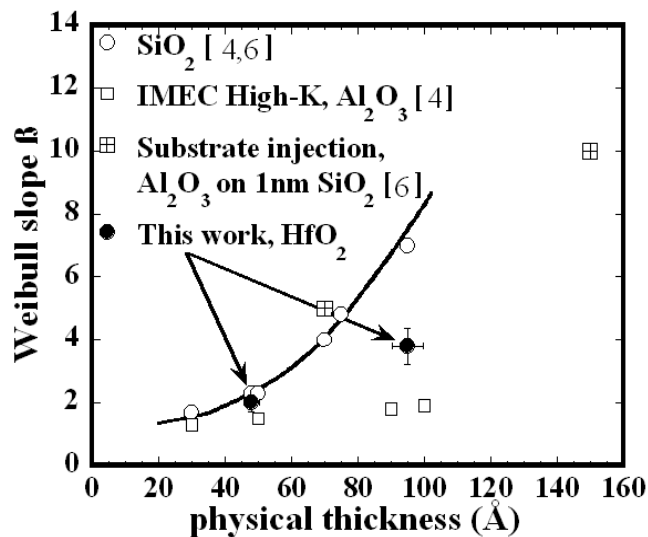


Figure 1.29 : Comparaison de la pente de Weibull en fonction de l'épaisseur de la couche d'oxyde pour du SiO₂, Al₂O₃ et du HfO₂. [Kim]

L'épaisseur de la couche de diélectrique a une influence sur la pente de Weibull de la distribution des TDDB. Pour plusieurs diélectriques SiO₂ [Kauerauf], Al₂O₃ [Kerber] ou HfO₂ [Kim], on observe une diminution de β lorsque l'épaisseur du diélectrique diminue (figure 1.29). Ce qui signifie que les temps au claquage sont plus dispersés.

Pour des couches très fines (~ 1 ou 2 nm), la pente de Weibull ne varie presque plus et a une valeur proche de 1.

Différents modèles basés sur la distribution géométrique des défauts expliquent cette variation de β avec l'épaisseur. Ces modèles sont l'objet du prochain paragraphe.

1.4. Modèles de création de chemins conducteurs à travers l'oxyde

Des études utilisant le Microscopie Electronique à Transmission (TEM) [Tung] [Pey] ont démontré un caractère très local de la rupture diélectrique comme le montre la figure 1.30 sur des transistors.

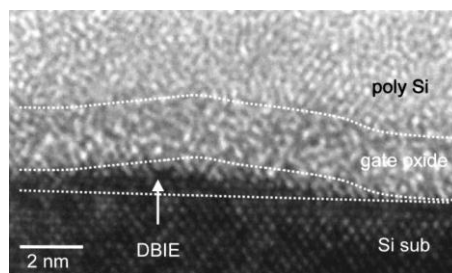


Figure 1.30 : Phénomène d'épitaxie induite par claquage diélectrique. On notera les faibles dimensions de la zone de rupture diélectrique [Tung]

Ce phénomène est aussi également reporté sur des mémoires cyclées de type EEPROM [Demoliens]. A partir de ce constat, l'idée que la rupture soit initiée par la formation d'un chemin de conduction à travers le diélectrique par des défauts de taille sub-nanométriques a été émise.

Dans le paragraphe 1.2, nous avons fait une brève revue des phénomènes physiques provoquant la création de défauts dans l'oxyde. Cependant, la quantité minimale de défauts au claquage n'a pas été introduite. De plus, la question se pose si ces défauts se créent de manière aléatoire dans le volume de la couche d'oxyde ou s'ils apparaissent de manière corrélée.

Plusieurs modèles existent pour décrire la création de ce chemin conducteur dans l'oxyde et ceci est l'objet des prochains paragraphes.

1.4.1. Modèle de percolation

En 1995, [Degraeve95] propose un modèle dit de percolation qui permet d'expliquer la dépendance de β avec l'épaisseur d'oxyde. Dans ce modèle, des défauts sphériques de rayon r sont générés aléatoirement dans la couche d'oxyde. Lorsque des défauts se recouvrent partiellement, la conduction entre ces défauts est possible. L'algorithme qui génère ces défauts ne s'arrête que lorsqu'un chemin de conduction relie les deux interfaces.

Ce cas de figure est représenté sur la figure 1.31. Ce modèle a pour paramètres r et l'épaisseur de l'oxyde étudié. Afin d'avoir une distribution par exemple de la densité de défauts nécessaire à la création d'un chemin de percolation, l'algorithme est relancé de nombreuses fois. En utilisant cette méthode, les auteurs rapportent une distribution Weibullienne de la densité de défauts au claquage.

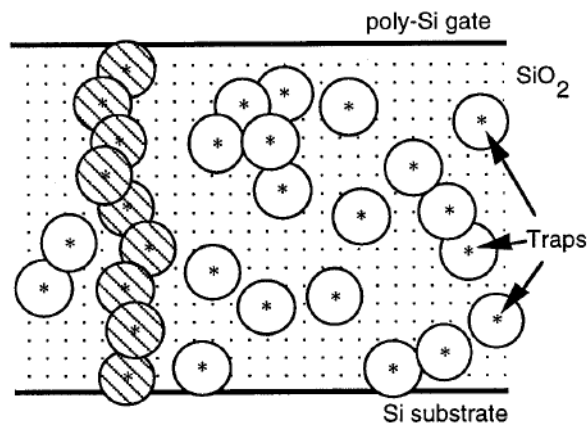


Figure 1.31 : Illustration schématique du modèle de percolation basé sur la création de défauts (assimilé à des sphères).
Le chemin de percolation est représenté par les sphères barrées.

En faisant le lien entre le nombre de défauts dans l'oxyde et le courant injecté [Degraeve], les auteurs ont pu comparer les résultats expérimentaux à leur modèle.

Plusieurs modèles basés sur le modèle de percolation furent développés pour décrire la dépendance de la densité critique de défauts au claquage en fonction de l'épaisseur ou bien de la nature de l'oxyde. Le modèle le plus connu, dérivant de ce modèle de percolation, est le modèle de Suñé présenté dans le paragraphe suivant.

1.4.2. Modèle de Suñé

On peut, à l'aide du modèle de percolation, obtenir l'influence de la génération de défauts sur le claquage mais celui-ci ne fournit que des résultats numériques. Suñé propose en 2001 un modèle qui a la même puissance prédictive que le modèle de percolation et qui en plus, procure des résultats analytiques.

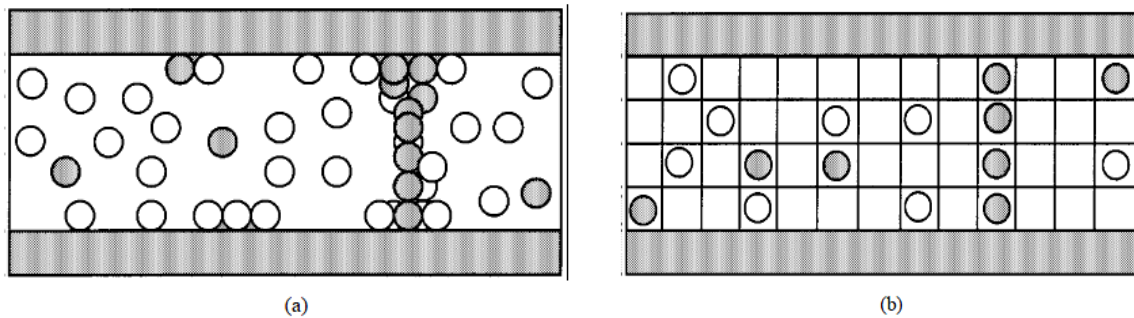


Figure 1.32 : Schéma montrant la génération de défauts et un chemin conducteur, dans (a) l'approche de type percolation et dans (b) l'approche développé par Suñé [sune01].

Suñé propose de diviser la couche d'oxyde en volumes cubiques (figure 1.32). Premièrement, il définit des colonnes d'épaisseur t_{ox} et de surface a_0^2 . Ensuite, chaque colonne est subdivisée en $n=t_{ox}/a_0$ cellules cubiques. La condition de non défaillance de la structure entière est d'avoir chaque colonne non défaillante.

Si l'on note λ la fraction de cellules défaillantes alors la probabilité d'avoir une colonne défaillante est

$$F_{col}(\lambda) = \lambda^n \quad [1.24]$$

Pour une surface de test A_{ox} en échelle de Weibull on obtient

$$W_{BD}(\lambda) = \ln(N) + n \ln(\lambda) \quad [1.25]$$

où N est le nombre de colonnes et $N = A_{ox}/a_0^2$.

La probabilité de génération de défauts λ est estimée à partir d'une loi en puissance de la charge injectée Q :

$$\lambda = \xi Q^\alpha \quad [1.26]$$

Où ξ est un facteur indépendant de la charge. La valeur de α fut quant à elle évaluée à partir des expériences de type SILC. En effet, à partir du décalage mesuré lors des mesures $I(V)$

après un stress en courant ou en tension, on peut évaluer le nombre de défauts générés en fonction de la charge injectée. Différentes valeurs sont alors proposées : $\alpha = 0,26$ [Nicollian05], $\alpha = 0,5$ [Degraeve98], $\alpha = 1$ [Stathis].

Il faut noter dans cette formule que la pente de Weibull n est fonction de l'épaisseur de la couche d'oxyde ainsi que de la taille des défauts.

En combinant l'équation [1.25] avec l'équation [1.26], on obtient la distribution de la charge injectée en fonction de ξ , t_{ox} , a_0 et α .

$$W_{BD}(Q) = \ln\left(\frac{A_{ox}}{a_0^2}\right) + \frac{t_{ox}}{a_0} \ln(\xi) + \frac{t_{ox}}{a_0} \alpha \ln(Q) \quad [1.27]$$

Cette équation décrit une dépendance linéaire du logarithme de la charge injectée au claquage dans une échelle de Weibull avec une pente β

$$\beta = \frac{t_{ox}\alpha}{a_0} \quad [1.28]$$

Selon les valeurs de α extraites, les valeurs de la taille des défauts a_0 varient et on a $a_0 = 0,4\text{nm}$ [Nicollian06], $0,9\text{nm}$ [Degraeve98], $1,35\text{nm}$ [Alam], $1,83\text{nm}$ [Wu05], $2,7\text{nm}$ [Stathis].

Le lien avec les temps de claquage peut être fait en admettant que la charge au claquage est le temps au claquage multiplié par le courant injecté.

Ce modèle est largement utilisé par les différents groupes étudiant le claquage d'oxyde car il permet de reproduire la distribution de Weibull des temps ou des charges au claquage. Il permet aussi de décrire l'évolution de la pente de Weibull β avec l'épaisseur d'oxyde et il reproduit les lois de mise à l'échelle en surface.

Cependant, afin d'accorder les résultats expérimentaux avec les simulations, un paramètre d'efficacité de génération du chemin de percolation est introduit [Stathis99], [Sune01]. Ce paramètre dont la signification physique demeure floue, est défini comme la probabilité qu'un chemin de percolation mène à un claquage destructif et sa valeur est évaluée à $1/2000$.

De plus, l'extraction du paramètre α est différente pour chaque groupe de travail conduisant à des tailles de défauts variant d'un facteur 6.

Pour finir, ce modèle reste un modèle géométrique et l'origine physique de la création de ce chemin de conduction n'entre pas en compte.

1.4.3. Modèle Filamentaire

Dans le modèle de percolation ainsi que dans celui de Suñé, la pente de β dépend de la taille des défauts considérés.

De récentes études [Sire] [DelcroixME] ont montré, en utilisant le C-AFM sous ultra vide, que l'extrapolation en surface du temps de claquage est possible pour des surfaces de test de rayons nanométriques à des surfaces de l'ordre du μm^2 . Afin d'avoir une distribution statistique le nombre de site de défauts doit être conséquents sous la surface de test nanométrique. Les auteurs montrent ainsi que la densité de défaut au claquage est comparable à la densité atomique.

Ceci indique que les défauts ont une taille atomique a_0 et ce, quelle que soit l'échelle, et que la dépendance de β avec t_{ox} n'est pas liée à la taille des charges piégées ou celle des liaisons interatomiques brisées.

Partant de ce constat, un modèle a été développé ne faisant plus intervenir la taille des défauts a_0 et décrivant la formation d'un chemin de rupture diélectrique comme la création d'un filament conducteur de longueur X_0 .

Dans cette approche, l'auteur [Blonkowski] part du modèle de Suñé basé sur la discrétisation de l'oxyde en cellules. Cependant, au lieu de considérer une cellule comme une valeur booléenne (cellule occupée par un défaut ou vierge), une composante temporelle est introduite. La cellule nucléée puis croît afin d'atteindre sa taille finale a_0 . Ce processus de nucléation et de croissance est généralement décrite par une loi de type Kolmogorov-Avrami-Johnson-Mehl (KAJM) [KAJM]. Ainsi, le λ introduit dans le modèle de Suñé devient une fonction du temps et s'écrit :

$$\lambda(t) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^G\right] \quad [1.29]$$

où G est fonction de la dimension géométrique considérée ($G=3$ ou 4 en trois dimensions et $G=1$ ou 2 en une dimension).

L'expérience figure 1.29 a montré que pour des couches minces : $\beta \sim 1$, ainsi par analogie avec l'équation [1.11], on est dans le cas où $G \sim 1$ (une dimension). Des cellules à une dimension peuvent être considérées dans ce cas comme des segments de filaments.

La dépendance en surface N n'est plus reliée à la taille des défauts comme dans Suné mais à la section du filament σ . Dans les modèles précédents, la création des défauts se faisait de façon aléatoire. Dans ce modèle, la nucléation et la croissance de chaque segment de filament sont conditionnées par l'événement précédent.

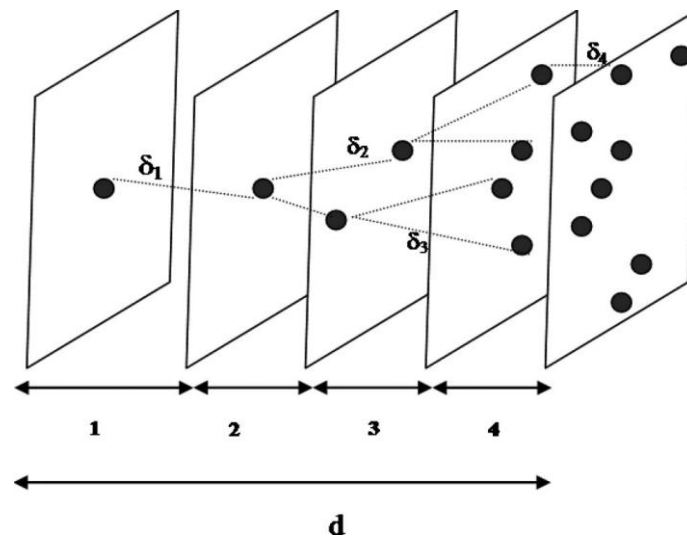


Figure 1.33 : Description schématique de la croissance filamentaire dans le film diélectrique

Comme le montre la figure 1.33, le chemin de conduction final est celui qui traverse la couche entière.

1.5. Utilisation du C-AFM pour des mesures de fiabilité et de rupture diélectrique

De nombreuses études portant sur des caractérisations électriques de matériaux isolants ont été menées depuis l'apparition du mode conducteur de l'AFM.

La première étude C-AFM sur du SiO_2 est réalisée par [O'Shea] en 1995 et montre que les caractéristiques $I(V)$ obtenues par C-AFM sur du SiO_2 sont cohérentes avec un courant de type Fowler-Nordheim.

[Frammelsberger], en 2006, réalise une étude plus poussée portant sur la détermination de l'épaisseur d'oxyde sous pointe en utilisant le C-AFM. En reproduisant les courants tunnel

mesurés et en les comparants avec les épaisseurs déterminées par ellipsometry, les auteurs ont montré une bonne concordance des résultats. Des pointes avec des revêtements différents ont été utilisées dans cette étude et les travaux de sortie pour chaque type de pointe ont été extraits.

L'AFM en mode conducteur a aussi été utilisé pour étudier le phénomène de rupture diélectrique. En 2007, [Sire] montre que l'AFM peut être utilisé afin de réaliser des mesures statistiques et répétables. Les auteurs rapportent une distribution de type Weibullienne des champs de claquage à l'échelle nanoscopique, grâce à la mise à l'échelle en surface, une surface sous pointe de quelques nm² a été extraite.

En 2008, [Wu] et [Poespel] montrent que la distribution des temps de claquage suit elle aussi une loi de type Weibullienne à l'échelle nanoscopique. Cependant, [Poespel] conclut qu'une comparaison des pentes de Weibull ainsi que du facteur d'accélération et par conséquent de l'extrapolation de la durée de vie du composant serait erronée. Selon les auteurs, en utilisant l'AFM, on teste la défaillance intrinsèque du composant et ceci n'est pas comparable à une durée de vie d'un composant où les défauts extrinsèques peuvent avoir une contribution.

N'ayant pas de contrepartie macroscopique des oxydes testés, aucune mise à l'échelle en surface n'a été rapportée jusqu'alors.

La description du courant nanoscopique après claquage (SILC) a été l'objet de quelques études. [Wu] [Lin] ont conclu à un courant de type TTAT pour le courant post breakdown.

1.6. Conclusion et objectif de la thèse

Dans ce chapitre, nous avons donné un bref aperçu de la structure MOS ainsi que des mécanismes de dégradation conduisant à un dysfonctionnement de celle-ci. Dans le cadre de ce travail, nous nous intéresserons au mécanisme entraînant la perte totale du fonctionnement du transistor c'est-à-dire à la rupture de l'oxyde de grille. Le microscope à force atomique est un outil permettant de caractériser à l'échelle nanométrique les propriétés locales d'un oxyde. En appliquant une tension sur la pointe, on va pouvoir mesurer les caractéristiques électriques des diélectriques étudiés pour une surface de test comparable à celle de la surface de la zone de rupture.

La description de l'AFM et du protocole expérimental pour réaliser les mesures électriques et topographiques sont l'objet du prochain chapitre.

Bibliographie du chapitre 1 par ordre alphabétique

- [Alam] M.A. Alam, J. Bude, B. Weir, P. Silverman, A. Ghetti, D. Monroe, K.P. Cheung, S. Moccio, "An Anode Hole Injection Percolation Model for Oxide Breakdown - The Doom's day Scenario revisited," IEEE Inter. Electron Dev. Meet, p. 715-720, 1999.
- [Aritome] S. Aritome, R. Shirota, G. Hemink, T. Endoh, and F. Masuoka, "Reliability Issues of Flash Memory Cells," *Proc.IEEE*, vol. 81, no. 5, pp. 776-788, 1993.
- [Berman] A. Berman, IEEE Int. Reliab.Phys. Symp. Proc. 1981, 204" Time Zero Dielectric Reliability Test by a Ramp Method".
- [Blonkowski] S. Blonkowski, J. Appl. Phys 107, 084109 (2010) "Filamentary model of dielectric breakdown"
- [Brière] O.Brière, A Halimaoui, A Straboni and G Ghibaudo, Solid State Electronics 41 (7) (1997), pp. 987-990 "Oscillatory behavior of the tunneling current in ultra thin gate dielectrics: Influence of various physical and technological parameters"
- [Chen] I.C.Chen, S. Holland and C.Hu "A quantitative physical model for time-dependent breakdown in SiO₂ IRPS 1985 p 24-31
- [Degraeve95] R. Degraeve, G. Groeseneken, R. Bellens, M. Depas, H.E. Maes, "A consistent model for the thickness dependance of intrinsic breakdown in ultra thin oxides", IEEE Inter. Elec. Dev. Meet. Tech. Dig., p. 863-868, 1995.
- [Degraeve98] R. Degraeve, J. L. Ogier, R. Bellens, P. J. Roussel, G. Groeseneken, H.E. Maes, "New insights in the relation between electron trap generation and the statistical properties of oxide breakdown", IEEE Trans. Elec. Dev., vol. 45 (4), pp 904, 1998
- [Degreave99] R. Degraeve, B.Kaczer, G. Groeseneken Degradation and breakdown in thin oxide layer: mechanism,model and reliability prevision Microelectronics Reliability 39 (1999) 1445-1460
- [Delcroix] P. Delcroix, S. Blonkowski, M. Kogelschatz, J.Appl.Phys 110, 034104 (2011) "Pre-breakdown negative differential resistance in thin oxide film: Conductive-atomic force microscopy observation and modelling"
- [Demoliens] A.Demoliens "Aspect de la microscopie électronique à transmission à la caractérisation physique des mémoire non volatiles de nouvelle génération » Thèse de l'université du sud Toulon Var (2009)
- [DiStefano] T. H DiStefano, M. Shatzkes Dielectric instability and breakdown in SiO₂ thin film J. Vac. Sci. Technol. Vol 13,No 1 (1976) p.50-55

-
- [Dumin] D.J. Dumin, J.R. Maddux, "Correlation of stress induced leakage current in thin oxide with trap generation inside the oxide", IEEE Trans. Elec. Dev. Lett., vol.40, pp. 986, 2003.
- [Engstrom] O.Engstrom "Physical trends of high-k oxides: Report from a tour in the Periodic System" Tutorial conference INFOS (2011)
- [Feigl] F.Y. Feigl, W.B. Fowler, K.L. Yip, Sol. State Comm. 14 (1974) 225.
- [Foster] A.S. Foster, F. Lopez Gejo, A. L. Shluger and R. M. Nieminen, "Vacancy and interstitial Defects in Hafnia", Phys. Rev. B, vol. 65, 2002. 174117
- [Frammelsberger] W. Frammelsberger, G. Benstetter, J. Kiely, R. Stamp, "C-AFM-based thickness determination of thin and ultra-thin SiO₂ films by use of different conductive-coated probe tips" Applied Surface Science 253, 3615-3626 (2007)
- [Fritzsche] Fritzsche, C., Zeitung für angewandte Physik, 1967,24(1), 48±52.
- [Halimaoui] A. Halimaoui, O. Brière, G. Ghibaudo, "Quasi-breakdown in ultrathin gate dielectrics", Microelectronic Engineering, Vol. 36 (1997)
- [Harari] Harari, E. "Conduction and trapping of electrons in highly stressed ultrathin films of thermal SiO₂", Applied Physics Letters, 1977, 30(11),601±603.
- [Hohenberg] P. Hohenberg and W. Kohn, "Inhomogeneous Electron Gas", Phys. Rev. 136, 3B, p.864-871, 1964.
- [Houssa] M.Houssa, T.Nigam, P.W.Mertens, and M.M.Heyns "Soft breakdown in ultra thin gate oxides: Correlation with the percolation theory of non linear conductors" Appl. Phys. Lett. Vol.73, Num. 42, 1998
- [Ielmini] D. Ielmini, A. S. Spinelli, A. L. Lacaita, and A. Modelli, "A New Two-Trap Tunneling Model for the Anomalous Stress-Induced Leakage Current (SILC) in Flash Memories," *Microelectronic Engineering*, vol. 59, no. 1-4, pp. 189-195, 2001.
- [Ielmini02] D. Ielmini, A. S. Spinelli, A. L. Lacaita, and A. Modelli, "Modeling of Anomalous SILC in Flash Memories Based on Tunneling at Multiple Defects," *Solid-State Electron.*, vol. 46, no. 11, pp. 1749-1756, 2002.
- [ITRS] The International Technology Roadmap for Semiconductors, [http : //www.itrs.net](http://www.itrs.net)
- [Jiménez] F. Jiménez-Molinos, A. Palma, F. Gámiz, J. Banqueri, and J. A.Lopez Villanueva, "Physical Model for Trap-Assisted Inelastic Tunneling in

-
- Metal-Oxide-Semiconductor Structures", *J.Appl.Phys.*, vol. 90, no. 7, pp. 3396-3404, 2001.
- [Kauerauf] T. Kauerauf, R. Degraeve, E. Cartier, C. Soens, and G. Groeseneken, "Low Weibull slope of breakdown distributions in high-k layers," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 23, pp. 215–217, Apr. 2002.
- [KAJM] M. Avrami, *J. Chem. Phys* 8,212 (1939)
- [Karna] S.P. Karna, A.C. Pineda, R.D. Pugh, W.M. Shedd, T.R.Oldham, "Electronic Structure Theory and Mechanisms of the Oxide Trapped Hole Annealing Process", *IEEE Trans. On Nuclear Science*, Vol. 47, N°.6, December 2000.
- [Kerber] A.Kerber, E. Cartier, R. Degraeve, L. Pantisano, P. Roussel, and G.Groeseneken, "Strong correlation between dielectric reliability and charge trapping in SiO =Al O gate stacks with TiN electrodes," in *VLSI Tech. Dig.*, 2002, pp. 76–77
- [Kim] Y. H. Kim, K. Onishi, C. S. Kang, H. Cho, R. Choi, S. Krishnan, M. Shahariar Akbar, and J. C. Lee "Thickness Dependence of Weibull Slopes of HfO₂ Gate Dielectrics" *IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS*, VOL. 24, NO. 1, JANUARY 2003 p. 40-42
- [Lenahan] P. M. Lenahan, J. F. Conley "What can electron paramagnetic resonance tell us about the Si/SiO₂ system?" *J.Vac.Sci.Technol.B*164, Jul/Aug 1998 p. 2134
- [López] J. A. López-Villanueva, J. A. Jiménez-Tejada, P. Cartujo, J. Bausells, and J. E. Carceller, "Analysis of the Effects of Constant-Current Fowler-Nordheim-Tunneling Injection with Charge Trapping Inside the Potential Barrier," *J.Appl.Phys.*, vol. 70, no. 7, pp. 3712-3720, 1991
- [Maserjian] J. Maserjian, N. Zamani, "Behavior of the Si/SiO₂ interface observed by Fowler-Nordheim tunnelling", *J. Appl. Phys.*, vol.53, pp; 559, 1982
- [McPherson] J.W .McPherson, J. Kim, A. Shanware, H .Mogul, and J. Rodriguez "Trends in the Ultimate Breakdown Strength of High Dielectric-Constant Materials" *IEEE Trans. On Elec. Dev*,VOL.50,NO.8, AUGUST 2003 p.1771-1778
- [Moazzami] R. Moazzami and C. Hu, "Stress-Induced Current in Thin Silicon Dioxide Films," in *Proc. Intl. Electron Devices Meeting*, pp. 139-142, 1992.
- [Nicollian05] P.E. Nicollian, A. Krishnan, C. Bowen, S. Chakravarathi, C.A. Chancellor, R.B. khamankar, "The roles of hydrogen and holes in Trap generation and breakdown in ultra thin SiON dielectrics", *IEEE Inter. Elec. Dev. Meet.Tech. Dig.*, pp. 392-395, 2005.

-
- [Nicollian06] P. Nicollian, A.T. Krishnan, C.A. Chancellor; R.B. Khamankar, “Traps that cause breakdown in deeply scaled SiON dielectrics“, Inter. Elec. Dev. Meet., 2006
- [Osburn] M. C. Osburn and D.W Ormond Journal of electrochemical society 1972, 119 (5), 591-597
- [O’Shea] S. J. O’ Shea, R. M. Atta, M. P. Murrell, and M. E. Welland, “Dielectric Breakdown in silicon dioxides films on silicon” J. Vac. Sci. Technol. B 13 (5), (Sep/Oct 1995) pp.1945-1952
- [Pey] K. L. Pey, C. H. Tung, M. K. Radhakrishnan, L. J. Tang, and W. H.Lin, “Dielectric breakdown induced epitaxy in ultrathin gate oxide—A reliability concern,” in *Proc. Int. Electron Devices Meeting IEDM*, 2002,pp. 163–166.
- [Pic] D.Pic, D. Goguenheim, J.L. Ogier Assessment to temperature and voltage accelerating factors for 2.3–3.2nm SiO₂ thin oxides stressed to hard breakdown Microelectronics Reliability 48 (2008) 335–341
- [Polspoel] W. Polspoel, W. Vandervorst, L. Aguilera, M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich, Micoelectron. Reliab. 48, 1521, (2008)
- [Riccó] B. Riccó, G. Gozzi, and M. Lanzoni, "Modeling and Simulation of Stress-Induced Leakage Current in Ultrathin SiO₂ Films," *IEEE Trans.Electron Devices*, vol. 45, no. 7, pp. 1554-1560, 1998
- [Rofan] R. Rofan, C. Hu, “Stress Induced Oxide Leakage”, IEEE Elec. Dev. Lett., vol12, pp. 632, 1991
- [Rosenbaum] E. Rosenbaum and L. F. Register, "Mechanism of Stress-Induced Leakage Current in MOS Capacitors," *IEEE Trans.Electron Devices*, vol. 44, no. 2, pp. 317-323, 1997.
- [Sire] C. Sire, S. Blonkowski, M. Gordon, and T. Baron,” Statistics of electrical breakdown field in HfO₂ and SiO₂ from millimeter to nanometer length scales” Appl. Phys. Lett. **91**, 242905 (2007)
- [Stathis] J.H. Stathis, “Physical and predictive models of ultra thin oxide reliability in CMOS devices and circuits”, IEEE Inter. Rel. Phys. Symp. , p.132, 2001
- [Suehle] Suehle, J. S., Chaparala, P., Messick, C., Miller, W. M. and Boyko, K. C., Experimental investigation of the validity of TDDB voltage acceleration models. IEEE International Integrated Reliability Workshop (IRW'93), 1993, pp. 59–67
- [Suehle2002] Suehle, J “Ultrathin Gate Oxide Reliability: Physical Models,Statistics, and Characterization » IEEE Transactions On Electron Devices, vol. 49, no. 6, june 2002 p. 958-971

-
- [Suñé01] J. Suñé, «New Physics-based analytic approach to the thin oxide breakdown statistics», IEEE Trans. Electron Devices letters, vol 22 (6), june 2001 p.296-298
- [Suñé04] J. Suñé and E.Y. Wu. Phys. Rev. Lett. 92 (2004), p. 087601
- [Takeda] E. Takeda and N. Suzuki IEEE Elec. Dev. Lett., vol. 4 ,n°4 (1983)
- [ThèseHourani] W. Hourani « Caractérisation des courants de fuite à l'échelle nanométrique dans les couches ultra-minces d'oxydes pour la Microélectronique ». Thèse de doctorat de L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2011
- [ThèseRafik] M.Rafik « Caractérisation et modélisation de la fiabilité des transistors à diélectriques de haute permittivité et à grille métallique » Thèse de doctorat de L'Institut National Polytechnique de Grenoble (2008).
- [Tung] C. Tung et al., Appl. Phys. Lett. 83 (11) (2003)
- [Wu] Y. L. Wu and S. T. Lin, IEEE transaction on device and materials reliability, 6, NO.1, March (2006)
- [Wu05] E.Y. Wu, J. Suñé, «Power law voltage acceleration: A key element for ultra thin gate oxide reliability», Microelectronics Reliability, 45, pp. 1809-1834, 2005
- [Yasuda] N. Yasuda, N. Patel, A. Toriumi, “A two step tunnelling model for stress induced leakage current in thin silicon dioxide films”, Proc. Extended Abstracts of 1996 Int. Conf. On Solid States Devices Materials, pp. 847, 1993.
- [Yip] K.L. Yip, W.B. Fowler, Phys. Rev. B 11 (1975) 2327
- [Yoon] G.W. Yoon, A.B. Joshi, J. Kim, D.-L. Kwong,” High-field-induced leakage in ultrathin NO₂ oxides”, IEEE Elec. Dev. Lett., vol. 14,n°5, pp. 231-233, 1993

2. Microscopie à Force Atomique

2.1. Principe

C'est au début des années 1980 que Binnig et Rohrer développèrent une nouvelle technique de caractérisation basée sur l'interaction de la surface à analyser avec une pointe placée à une distance nanométrique de celle-ci [Binnig1982].

Le microscope à effet tunnel (**Scanning Tunneling Microscopy STM**) est le précurseur de la microscopie à force atomique et permet de scanner une surface en ajustant la position de la pointe de façon à maintenir le courant tunnel entre celle-ci et l'échantillon constant. En enregistrant le mouvement de la pointe on peut ainsi déduire la morphologie de la surface analysée et ceci avec une résolution atomique.

Cependant ; l'échantillon se doit d'être conducteur afin qu'un courant puisse circuler entre la surface à imager et la pointe.

Pour imager des surfaces non conductrices, G. Binnig, C. F. Quate et C. Gerber développèrent en 1986 [Binnig1986] un outil sur la base du STM appelé Microscope à Force atomique (**Atomic Force Microscopy AFM**).

Le principe de l'utilisation de l'AFM consiste à mesurer la déflexion d'un levier au bout duquel se trouve une pointe avec un fort rapport de forme (figure 2.1).

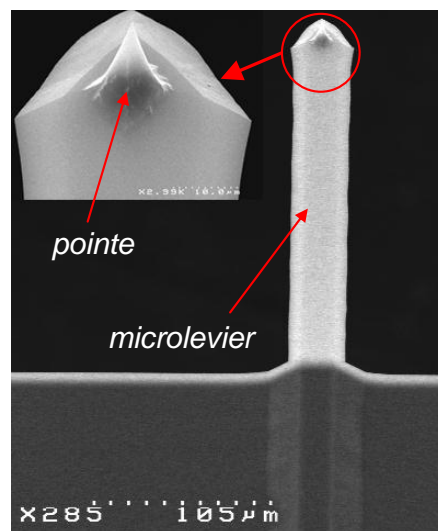


Figure 2.1 : photo MEB (Microscope à Balayage Electronique) d'un microlevier (cantilever) et de sa pointe (tip) en silicium. Image Cédric Sire [thèseSire]

En s'approchant de la surface, la pointe va d'abord être soumise à une force à longue portée de type électrostatique ou magnétique, puis aux forces de van der Waals et aux forces répulsives. L'effet de ces deux forces est généralement représenté selon le potentiel de Lennard-Jones (U_{LN}) qui allie les forces de Van der Waals (attractif) et celles dues à l'impossibilité de l'interpénétration des nuages électroniques (répulsif) :

$$U_{LN}(r) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma_r}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma_r}{r} \right)^6 \right] \quad [2.1]$$

avec r la distance interatomique, ε le potentiel d'attraction et σ_r le rayon de cœur répulsif qui est une distance constante entre deux atomes où les forces attractives et répulsives sont identiques. Le graphe de la figure 2.2 représente le potentiel de Lennard-Jones pris entre deux atomes neutres. La courbe en pointillée rouge représente le potentiel zéro défini comme le potentiel pour $r = \infty$. Quand la distance interatomique est grande la force est de nature attractive (potentiel négatif). La force devient très fortement répulsive quand la distance interatomique est comparable au rayon de cœur.

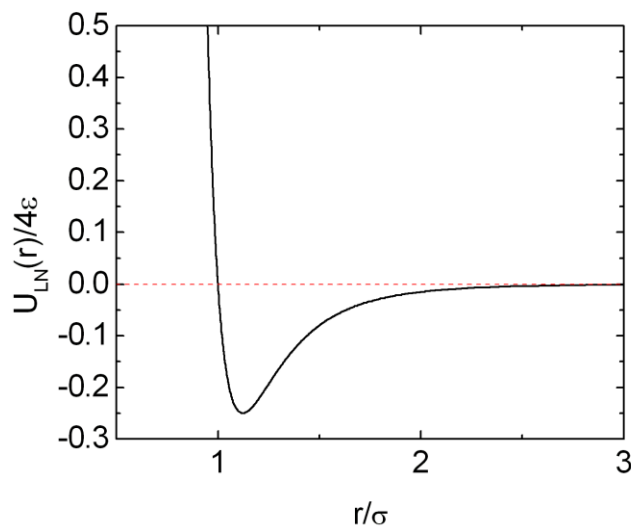


Figure 2.2 : Potentiel de Lennard-Jones

A l'approche de la surface, la flexion du levier supportant la pointe va varier selon la nature attractive ou répulsive des forces. Il est donc nécessaire de pouvoir la mesurer.

Pour ce faire, G. Meyer et N. Amer en 1988 [Meyer] eurent l'idée d'envoyer un faisceau lumineux sur la face arrière du levier supportant la pointe. En détectant la position du faisceau réfléchi sur le levier à l'aide d'une photodiode à quatre cadrans, ils purent détecter les déformations du levier et ainsi remonter aux forces agissant sur la pointe. Le schéma de

principe pour le mode contact qui consiste à scanner la surface en maintenant la flexion du levier (donc la force d'appui) constant est présenté dans la figure 2.3.

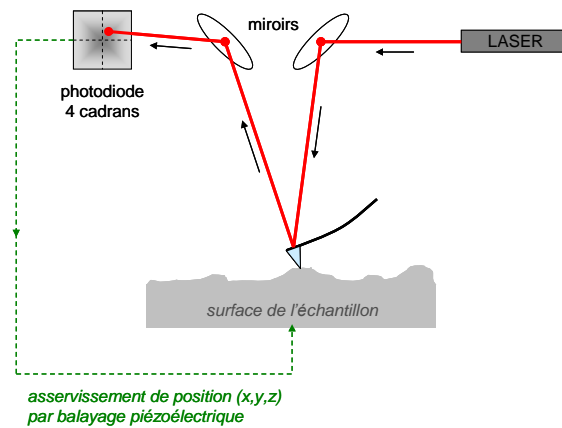


Figure 2.3 : schéma de fonctionnement de l'AFM en mode contact.

Des dizaines de modes de détection existent et correspondent chacun à la détection d'une force particulière. Dans le cadre de notre étude, nous voulons sonder la conduction électrique d'un matériau. Il est nécessaire, dans ce cas, d'avoir un contact entre la pointe et l'échantillon à analyser.

2.2. Estimation de la surface pointe/échantillon

Le courant mesuré étant proportionnel à la surface de contact A_c , il est essentiel de pouvoir l'estimer. Une méthode pour estimer A_c a été proposée par [Frammelsberger]. Pour estimer la surface de conduction, les auteurs sont partis de l'hypothèse que le transport d'électrons ne prenait place qu'à la surface de contact entre la pointe et l'échantillon (πR_c^2 sur la figure 2.4), où R_c est le rayon de la surface de contact entre la pointe et l'échantillon. Dans ce cas, R_c peut être évalué en utilisant la théorie de Hertz sur le contact [Ruskell] [Bhushan].

$$A_c = \pi R_c^2 = \pi \left(\frac{F_c R_{\text{pointe}}}{K} \right)^{\frac{2}{3}} \text{ avec } K = \frac{3}{4} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) \quad [2.2]$$

En fonction de F_c la force d'appui entre la pointe et l'échantillon, R_{pointe} le rayon de courbure à l'extrémité de la pointe, $E_{1,2}$ le module d'élasticité de deux matériaux en contact $\nu_{1,2}$ sont les coefficients de Poisson de la pointe et de l'échantillon. Les valeurs de ces constantes ont été évaluées dans [Khurshudov] [McEntee] et pour nos simulations, nous prendrons $E_{\text{diamant}} = 1000 \text{GPa}$, $E_{\text{SiO}_2} = 68 \text{GPa}$ et $\nu_1 = \nu_2 = 0,2$ car les pointes conductrices utilisées sont en diamant.

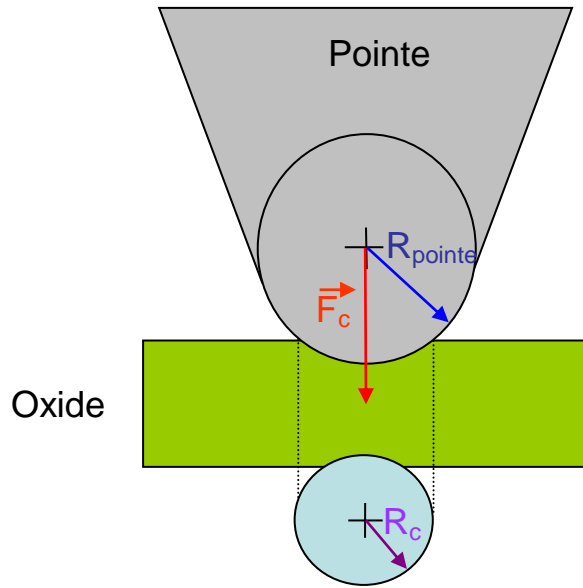


Figure 2.4 : Surface de contact entre la pointe et l'échantillon en fonction de la force appliquée

Dans ce travail, nous avons utilisé des pointes en diamant dopé B et la valeur maximale du rayon de courbure à l'extrémité avancée par le constructeur Nanosensor® pour les pointes Diamant de type PPP-CDT-FMR est de $R_{\text{pointe}} = 100\text{nm}$ (diamètre 200nm). Cependant, ces pointes réalisées par un revêtement de diamant présentent une nano rugosité de 10 nm. Nous avons estimé la surface de contact pour ces deux valeurs de R_{pointe} (équation 2.2) car il se peut que seule une facette de diamant recouvrant la pointe soit en contact avec l'échantillon.

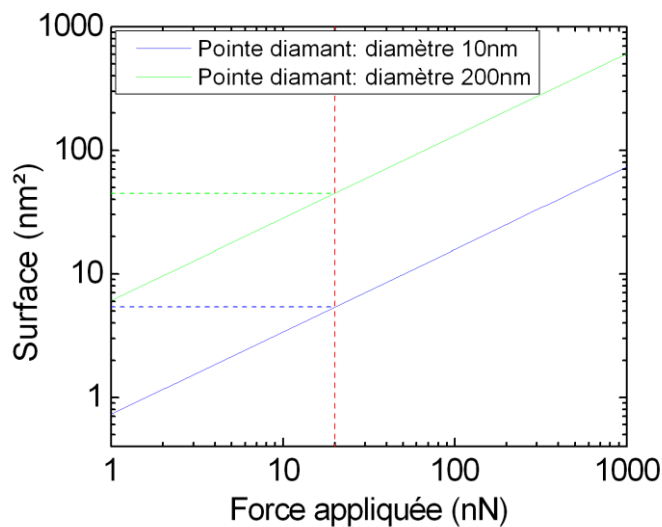


Figure 2.5 : Surface de contact A_c entre la pointe et l'échantillon en fonction de la force appliquée

Nos expériences ont toutes été réalisées en utilisant une force d'appui de 20nN (ligne pointillés rouge sur la figure 2.5). Ceci correspond à une surface de contact de 5 nm² pour un rayon de pointe de 10nm (pointillés bleu sur la figure 2.5) et une surface de contact de 45 nm² pour $R_{\text{pointe}} = 100\text{nm}$.

2.3. Description du dispositif expérimental

2.3.1. Microscopes utilisés

Deux AFM ont été utilisés durant cette étude, l'un est du constructeur Omicron®. Il fonctionne sous vide très poussé (10^{-9} torr) ou Ultravide (UHV pour Ultra High Vacuum). Le système d'isolation des vibrations consiste à maintenir l'AFM en lévitation grâce à un système d'aimants.

Grâce à l'UHV, cet AFM est moins sensible à la dérive thermique. De plus, L'AFM Omicron® utilise une céramique piézoélectrique dure pour réaliser le balayage permettant de scanner une surface de 5 μm^2 . Ces deux caractéristiques techniques en font un appareil d'une grande stabilité. En mode STM, la résolution atomique est atteignable avec cet instrument.

L'autre avantage de l'ultra vide est de réduire voire d'annihiler les contaminations particulières ainsi que l'humidité due à l'eau présente dans l'air. A l'air, un ménisque d'eau se forme lorsque la pointe entre en contact avec l'échantillon. La hauteur de ce ménisque d'eau dépend du taux d'humidité présent dans l'air comme le montre la figure 2.6 [Weeks]. La présence de ce ménisque d'eau est particulièrement gênante dans le cadre de l'AFM en mode conducteur. En effet, du fait de l'application d'une tension, des réactions d'oxydo-réduction peuvent avoir lieu et parasitent les mesures [Arinero] [Deleruyelle]. Il faut aussi appliquer une force d'appui importante pour que la pointe puisse transpercer ce ménisque d'eau au risque de pénétrer la couche d'oxyde à analyser.

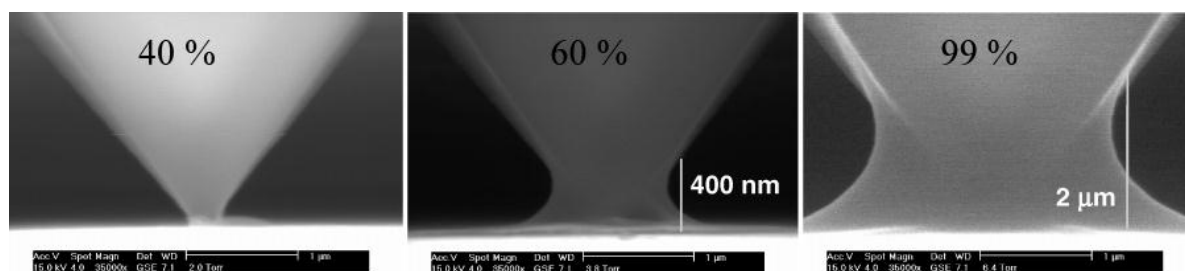


Figure 2.6 : Séquence d'images, obtenues à l'aide d'un MEB environnemental, prises à différent taux d'humidité. Les images ont été prises à 5°C avec une tension d'accélération de 15.0 kV [Weeks].

L'inconvénient majeur de l'UHV est le temps d'insertion et de préparation des échantillons qui est dans le meilleur des cas quelques dizaines de fois plus long que dans le cas d'un AFM fonctionnant sous air. Le temps total entre le début de la préparation des échantillons et la mesure est de 5h environ (dont 4h de dégazage). On entre d'abord les échantillons par la chambre d'introduction (figure 2.7), où les échantillons sont dégazés. Après ce dégazage, ils sont conduits à l'aide d'un bras de transfert dans la partie ultra vide.

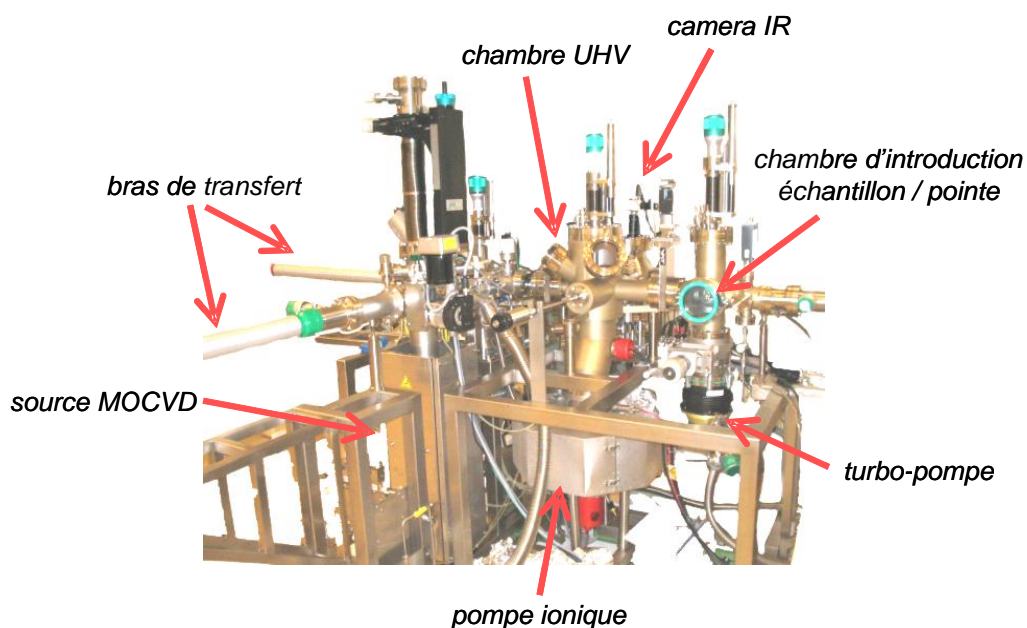


Figure 2.7 : microscope à force atomique (AFM) sous ultravide Omicron[®], avec son module MOCVD et les pompes à vide.

Une électronique de type Omicron ayant subi des modifications [thèseSire] est installée sur cet AFM et permet des mesures de courant allant de 5pA à 100nA avec un pas en tension de 5mV. Il faut aussi noter qu'il est seulement possible de faire un balayage de tension mais pas en courant avec cette électronique. Il n'est pas non plus possible d'imposer une limite de courant.

Nous avons donc installé un électromètre de type Keithley 6430 subfemtoampère pour améliorer l'électronique existante et obtenir une précision de quelques centaines de Femtoampères ainsi que de mesurer des courants de 100 μ A au maximum. Le pas minimum

en tension est maintenant de $5\mu\text{V}$ ce qui permet de réaliser des mesures sur des échantillons très conducteurs sans atteindre la limite de courant imposé par l'appareil.

Il est aussi désormais possible d'imposer un courant ainsi qu'une tension sur l'échantillon. La contrepartie de cette nouvelle électronique réside dans la rapidité de mesure. Il faut noter qu'il est encore possible d'utiliser les deux électroniques (figure 2.8).

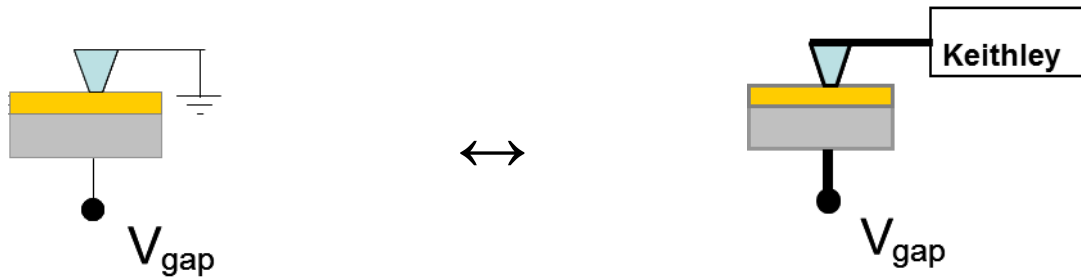


Figure 2.8 : modification du circuit pour permettre l'alimentation sur les deux électrodes.

Afin d'avoir des distributions statistiques, il est important d'avoir de grandes quantités de données ainsi la mesure a été automatisée. Les mesures électriques et le déplacement de la pointe ont été synchronisés grâce au logiciel Labview[®].

Un autre AFM a été utilisé durant cette thèse. Il s'agit du modèle Envirscope de Veeco. Cette machine très facile d'utilisation peut fonctionner sur une gamme de pression allant de la pression atmosphérique au vide secondaire (10^{-5} torr). Le module TUNA[®] (tunneling AFM) permet en théorie de mesurer des courants jusqu'à 50 fA.

La chambre de mesure est en contact avec l'air (figure 2.9) et est donc plus sujette à la déformation thermique. L'utilisation de piézoélectrique moins rigide permet de scanner une surface de $100\mu\text{m}^2$ au maximum mais la contrepartie est une plus grande dérive temporelle de la pointe. Ces deux aspects confèrent une moins bonne stabilité durant les mesures. De plus, elle est plus sujette à la contamination puisqu'elle est dans son état de repos à l'air libre.

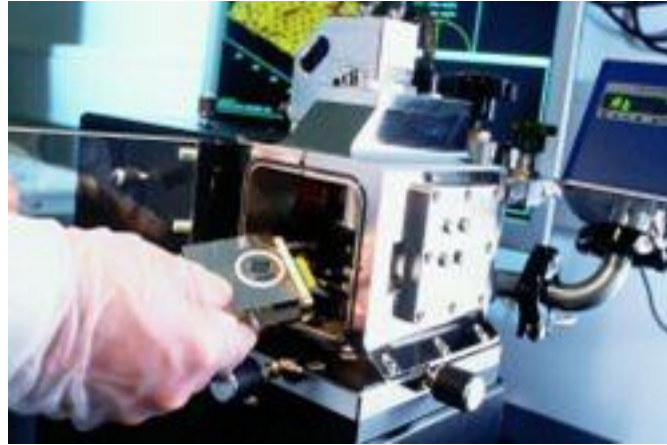


Figure 2.9 : Image de l'AFM Enviroscope. Le chargement de l'échantillon se fait directement sans chambre intermédiaire.

Cet AFM est donc une machine moins performante que l'Omicron mais plus simple d'utilisation du fait du chargement direct des échantillons ainsi que des pointes.

Sauf précision, les mesures présentées dans ce travail ont été réalisées avec l'AFM Omicron.

2.3.2. Type de pointe utilisée

Plus d'une centaine de types de pointes sont commercialisés. Chacune répond à un besoin en termes de métrologie. Pour les mesures courant-tension, il faut des pointes adaptées au mode contact qui en plus, possèdent des caractéristiques électriques de type ohmique avec une résistance faible. Pour ce faire, les fabricants utilisent une pointe standard en silicium sur laquelle ils déposent un revêtement.

Plusieurs types de revêtements existent pour ces pointes conductrices comme l'alliage Pt/Ir, Cr/Pt, l'or ou encore le diamant dopé au bore. C'est ce dernier revêtement que nous utilisons car il allie une bonne conduction électrique à une résistance mécanique à l'usure très importante. De plus, contrairement à un revêtement métallique le diamant ne fond pas quand la densité du courant le traversant devient importante. Ces pointes ont été rendues conductrices par dopage au bore, les rendant fiables lors des mesures électriques [Malavé], [Olbrich].

La figure présente 2.10 représente une image d'une pointe et de son apex obtenue à l'aide d'un microscope électronique à balayage. Sur l'image de droite, on peut voir que la rugosité est importante à cause de la nature poly-cristalline du diamant.

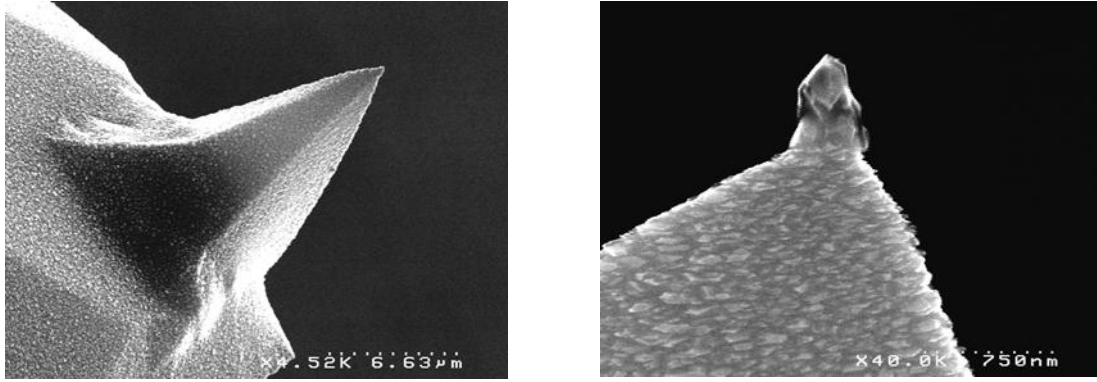


Figure 2.10 : photos MEB de la pointe sur son cantilever (à gauche), ou de son apex (à droite).

Durant les dix dernières années, de nombreux travaux ont eu pour but de s'affranchir du germe de silicium dont la croissance était initiée sur le cantilever et de réaliser des pointes faites exclusivement de diamant massif [Oesterschulze], [Kazuya], [Hantschel], [Alvarez]. Fin 2010, la société nanoscience a commercialisé des pointes entièrement en Diamant nanocristallin (Full diamond). La société fut dépassée par les commandes et est continuellement en rupture de stock, montrant l'intérêt des utilisateurs pour les pointes conductrices extrêmement robustes.

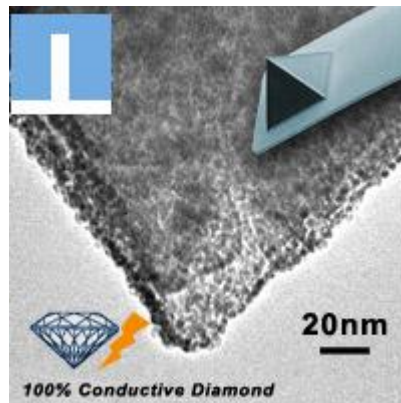


Figure 2.11 : Image MEB de l'apex d'une pointe de type « full diamond » Image du site www.nanoscience.com

On voit sur cette image (figure 2.11) que la pointe présente moins d'aspect rugueux que les pointes avec revêtement car dans ce cas, il s'agit d'un diamant massif et non plus d'un revêtement.

2.4. Protocole expérimental

Afin d'obtenir des mesures fiables et reproductibles, il est important d'analyser les paramètres qui pourraient entraîner une fluctuation de mesure.

- Comme montré dans les parties précédentes, la force d'appui a une influence sur la surface de contact et doit être contrôlée avec précision,
- L'humidité crée un ménisque d'eau sous la pointe. Il faut donc mettre en œuvre un protocole visant à minimiser son impact sur la mesure,
- La conductivité des pointes doit être contrôlée pour ne pas influencer la mesure.

2.4.1. Préparation des échantillons

Les AFM utilisés dans le cadre de cette thèse restent des appareils dits de laboratoire et ne possèdent pas de sas de chargement acceptant des pleines plaques de silicium. Or, les échantillons fournis par STMicroelectronics sont des plaques de 200 ou 300mm. Il faut donc cliver des échantillons avec une taille compatible avec les porte-échantillons. On étudiera donc des surfaces de $1\text{cm} \times 0,5\text{cm}$ afin de satisfaire ces conditions. Les échantillons sont prélevés dans la partie centrale de la plaquette 200 ou 300mm moins sujette aux variations de procédé.

Les contacts électriques ainsi que les procédures de dégazage ont été optimisés dans la thèse de Cédric Sire sur cet appareil [thèseSire]. Afin d'assurer un bon contact entre le porte-échantillon et la face arrière de l'empilement à étudier une soudure à l'indium est réalisée. L'indium est un excellent candidat pour tous les types de contacts électriques sous ultravide car d'une part, il ne dégaze pas et d'autre part, sa capacité de mouiller des surfaces assure un contact ohmique de très bonne qualité.

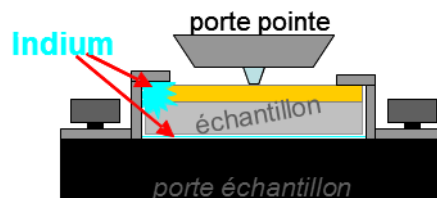


Figure 2.12 : Contacts électriques avec des soudures à l'indium. (image Cédric Sire) [thèseSire]

Pour enlever toute trace d'humidité ou d'éléments organiques, un dégazage est effectué dans la chambre d'introduction de l'AFM Omicron (figure 2.7). Celui-ci consiste à chauffer l'échantillon à une température de 125°C pendant plusieurs heures sous un vide de 10^{-7} torr.

2.4.2. Calibration de la pointe

L'AFM Omicron étant sous Ultra Vide, il n'existe pas de système « manuel » de réglage de la position de la LED. Ce réglage est néanmoins possible grâce à une télécommande qui contrôle électroniquement la position de 2 miroirs comme montré sur la figure 2.13. Le premier permet d'orienter le faisceau de la LED sur la face arrière du levier de la pointe, le second redirige le faisceau réfléchi sur la pointe vers le photo détecteur.

Un premier réglage visuel est effectué, il consiste à positionner le faisceau de la LED sur le levier.

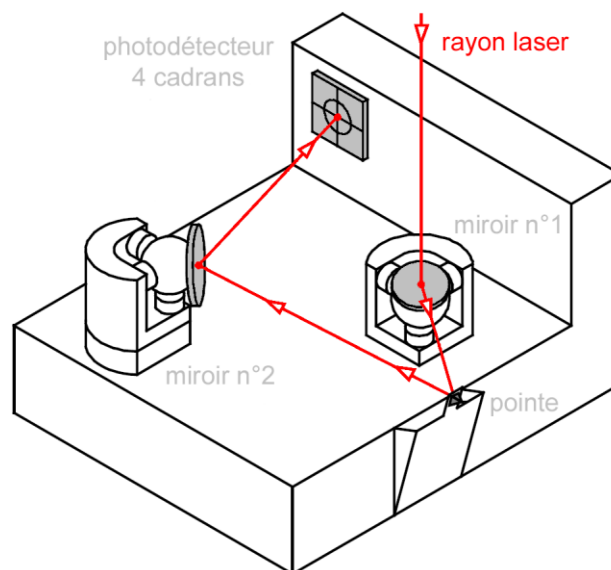


Figure 2.13 : schéma de principe du trajet du faisceau de la LED à travers l'AFM.

Cependant, visuellement, la seule information obtenue est que la bonne réflexion du faisceau de la LED sur le levier. Le faisceau peut se réfléchir sur toute la longueur du levier. Or, afin d'augmenter la sensibilité, il faut que le faisceau de la LED se réfléchisse en bout du levier. Comme le montre la figure 2.14, si la pointe se fléchit, la déflexion du rayon rouge sera plus faible que la déflexion du rayon noir et ainsi, la sensibilité sera moins bonne pour ce réglage.

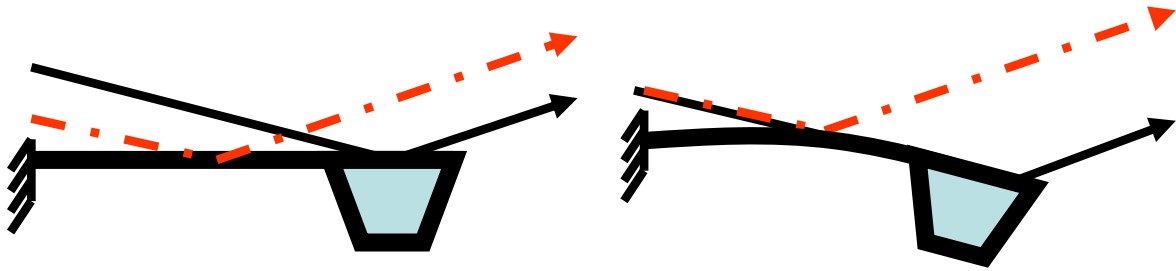


Figure 2.14 : Schéma de principe montrant l'influence du réglage de la LED sur la sensibilité

Afin d'optimiser ce réglage, nous allons maximiser l'amplitude de déflexion détectée lorsque la pointe est excitée à sa fréquence de résonance (en rouge sur la figure 2.15). On déplace grâce à la télécommande le miroir 1 (donc aussi le point d'impact du faisceau sur la pointe) puis on refait une courbe de résonance en fréquence. On réitère jusqu'à trouver un maximum de signal détecté (amplitude en V sur la figure 2.15).

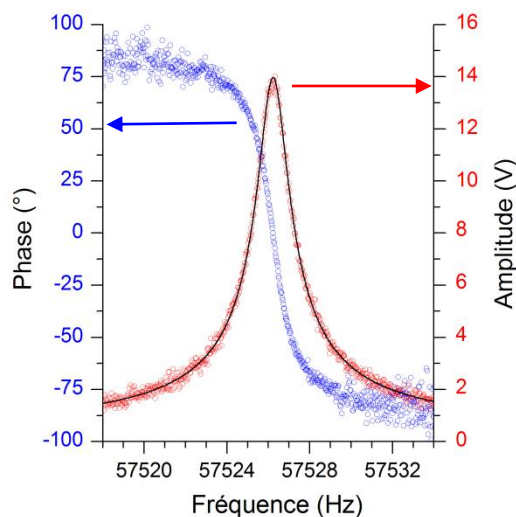


Figure 2.15 : mesures de la phase et de l'amplitude en fonction de la fréquence de vibration appliquée sur le cantilever.

La courbe de résonance en amplitude de déflexion peut être approximée par une fonction lorentzienne. Le maximum d'amplitude de déflexion se situe bien à l'endroit où l'on a un déphasage de $\pi/2$ par rapport au signal d'excitation (figure 2.15, courbe bleue).

Ces mesures de résonance effectuées sous UHV sont très peu sujettes aux frottements de la pointe avec l'air. Le facteur de qualité ainsi obtenu est de l'ordre de 21000 pour une pointe diamant, beaucoup plus élevé que dans le cas de mesures à l'air ($Q=300$).

Comme montré dans le paragraphe 2.2 il est nécessaire d'avoir une force d'appui bien contrôlée et ainsi une surface de contact constante. Il est donc nécessaire de convertir en Newton le signal du détecteur à 4 cadrans qui est une tension en volt et qui dépend de la flexion du levier. Pour ce faire, on réalise des courbes d'approche/retrait lors desquelles on fait entrer la pointe en contact avec la surface. On mesure la déflexion du levier (signal capté par le détecteur quatre cadrans) en fonction de l'élongation en nm de l'élément piézoélectrique utilisé pour le mouvement perpendiculaire à la surface de l'échantillon (axe z).

Une courbe d'approche-retrait typique est présentée sur la figure 2.16. Les parties correspondant à l'approche et au retrait de la pointe AFM ne se superposent pas car la pointe, une fois entrée en contact avec la surface, est soumise à des forces attractives et il faut donc une force plus grande pour la décoller de la surface.

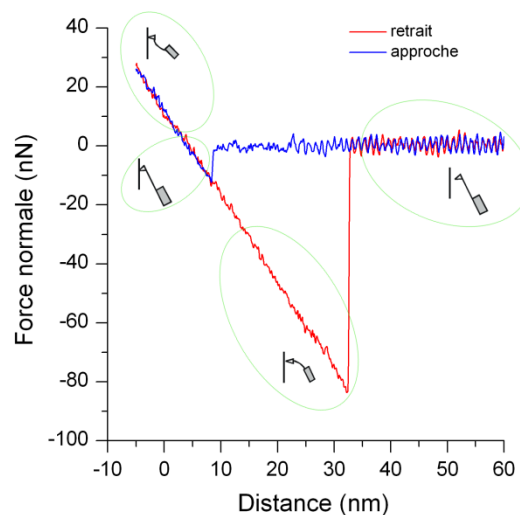


Figure 2.16 : Courbe de force d'une pointe s'approchant puis s'éloignant de la surface.

Le facteur de conversion en nN/V permettant de déterminer la force d'appui à partir du signal du détecteur à 4 cadrans a été déterminé en utilisant la constante de raideur donnée par le fournisseur (3 nN/nm).

Cette calibration doit être effectuée après chaque changement de pointe, mais aussi si la position du faisceau lumineux sur le levier change.

2.4.3. Test des caractéristiques électriques de la pointe

Après l'étape de calibration, la pointe est systématiquement testée sur un échantillon extrêmement conducteur à savoir du graphite pyrolytique ou HOPG (**H**ighly **O**rded **P**yrolytic **G**raphite). Les fabricants de pointes annoncent une résistance de l'ordre d'une dizaine de $k\Omega$ pour les pointes diamant.

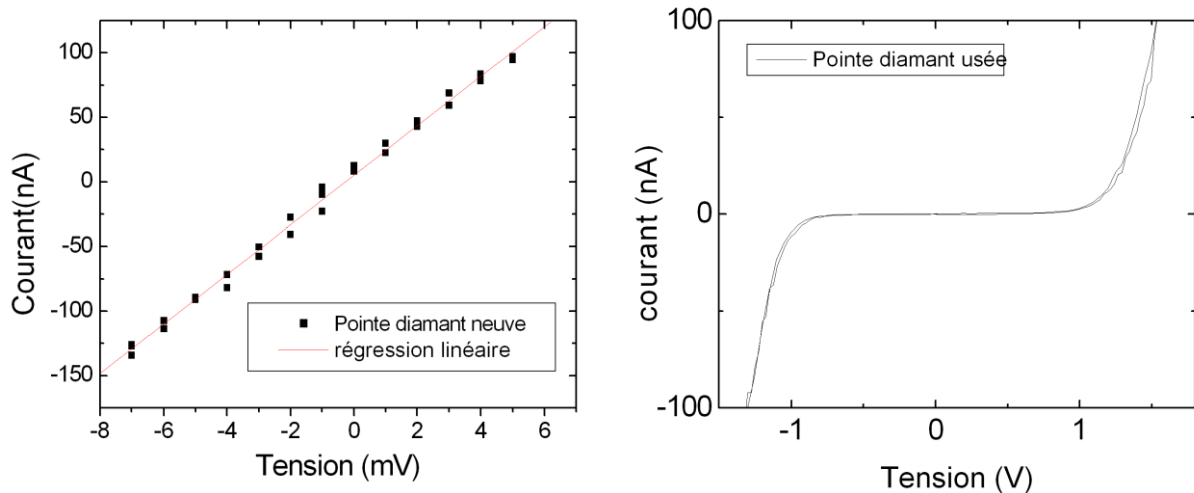


Figure 2.17 : Caractéristique $I(V)$ mesurée sur du HOPG avec la même pointe Diamant neuve (gauche) et usée (droite)

Sur la figure 2.17, les caractéristiques électriques, à l'état neuf et usé d'une même pointe diamant dopée, sont présentées. Avant usage, une loi linéaire relie le courant à la tension appliquée montrant un comportement purement ohmique de la pointe. En revanche, quand la pointe est usée, on observe sur une plage de 1V environ un caractère bloquant. Ceci peut-être dû à une contamination de la pointe ou encore à un retrait du revêtement en diamant lors des scans successifs. Il est très important dans notre cas d'avoir une pointe avec une caractéristique conductrice tout au long de l'expérience. Si celle-ci se dégrade au cours de l'expérience, un décalage en tension dû au caractère bloquant d'une pointe usée, peut apparaître [Polspoel]. Un test $I(V)$ sur HOPG est donc effectué en fin d'expérience pour vérifier que l'état de la pointe ne se soit pas dégradé lors des mesures.

2.4.4. Type de mesures réalisées

Dans cette étude nous avons utilisé l'AFM pour réaliser des tests aussi bien topographiques qu'électriques à l'échelle locale.

2.4.4.1. Mesures électriques

- Mesures I(t) : l'évolution du courant est enregistrée en fonction du temps. Les deux paramètres lors de ces mesures sont le dwell time, temps entre deux mesures et la tension appliquée à l'échantillon.
- Mesure I(V) : on enregistre l'évolution du courant en fonction d'une rampe en tension. Plusieurs paramètres de la rampe peuvent influencer sur l'expérience. Ces paramètres S_d , S_h et V_{max} sont définis sur la figure 1.14 ainsi que par l'équation 1.5.
- Mesure V(I) : ces mesures sont similaires aux mesures I(V). On applique une rampe en courant et la valeur enregistrée est la tension. Peu de caractéristiques V(I) ont été effectuées durant ce travail.

2.4.4.2. Mesures Topographiques

Afin d'étudier l'impact des mesures électriques sur la topographie de l'échantillon, des mesures sur la surface vierge avant test et après test ont été effectuées. Ce relevé topographique a été effectué en mode contact.

Pour des surfaces vierges, chaque surface d'échantillon sera comparée en termes de rugosité. La valeur RMS (Root Mean Square) de la rugosité est une valeur mesurée couramment en industrie à l'aide d'AFM. Par définition :

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (Z_i - Z_{moyen})^2}{n}} \quad [2.4]$$

où Z_{moyen} et Z_i définissent respectivement la hauteur moyenne de la surface caractérisée puis sa hauteur locale, et n correspond au nombre de points mesuré.

La rugosité de surface correspond une variation de l'épaisseur de l'oxyde sous pointe. La rugosité mesurée va aussi être impactée par le rayon de courbure de la pointe. Il faut des pointes avec un faible rayon de courbure pour avoir une mesure plus précise.

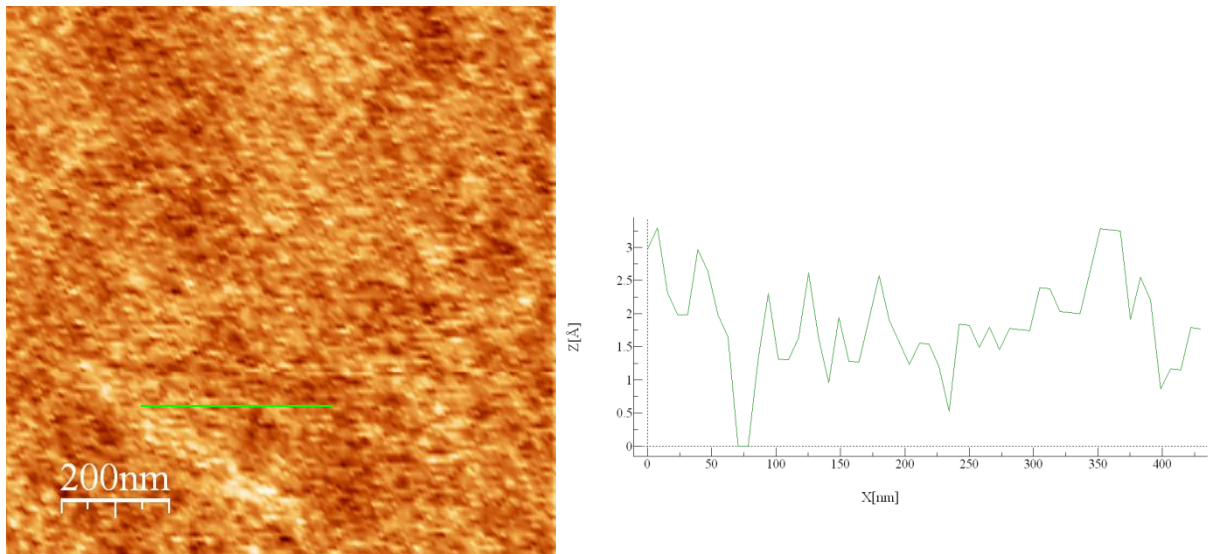


Figure 2.18 : Image topographique d'une couche de SiON (2,6nm).

La figure 2.18 montre la topographie ($1 \times 1 \mu\text{m}$) d'un échantillon avec une couche de SiON de 2.6 nm d'épaisseur, à droite le résultat d'une analyse de la rugosité de surface (réalisé le long du trait vert) montre la très faible variation de l'épaisseur de l'oxyde (quelques Å au maximum) et ainsi, le très bon contrôle du procédé de fabrication de celui-ci.

Il est important de voir que la distance entre un maximum et un minimum de topographie est de l'ordre d'une vingtaine d'Angstrom alors que les surfaces de test en industrie sont plutôt de l'ordre du μm^2 (donc des distances latérales de l'ordre du μm).

Le logiciel utilisé pour le traitement des images (WSxM) permet de reconstruire les images en 3D de la surface étudiée. Il est aussi capable de calculer la valeur RMS de la rugosité.

Pour cette échantillon de SiON cette valeur est de 0,93 Å très proche de celle obtenue par Sire [thèseSire] montrant son caractère extrêmement plat.

Une autre information fournie par WSxM permet de connaître d'une manière plus statistique la distribution des hauteurs relevées sur cette surface. Il est intéressant de voir que cette distribution peut être approximée par une distribution normale.

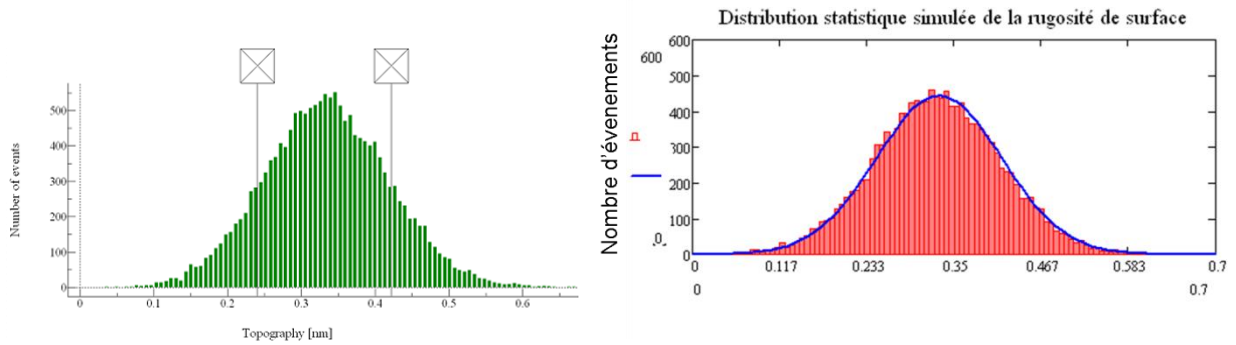


Figure 2.19 : La figure de gauche reporte la distribution des hauteurs mesurées par AFM d'un échantillon de SiON (2,6nm). La figure de droite reporte la modélisation de cette distribution par une loi normale.

La figure 2.19 reporte à gauche la distribution des hauteurs mesurées par l'AFM et la distribution modélisée par une loi normale avec les paramètres extraits de la mesure (valeur moyenne Z_{moyen} de 0,33 Å et écart type de 0,084nm).

La topographie d'un échantillon peut aussi être représentée en 3D. Un exemple pour le cas du SiON (2,6 nm) est montré sur la fig.2.20. Les données correspondent à la zone montrée en 2D sur la figure 2.18

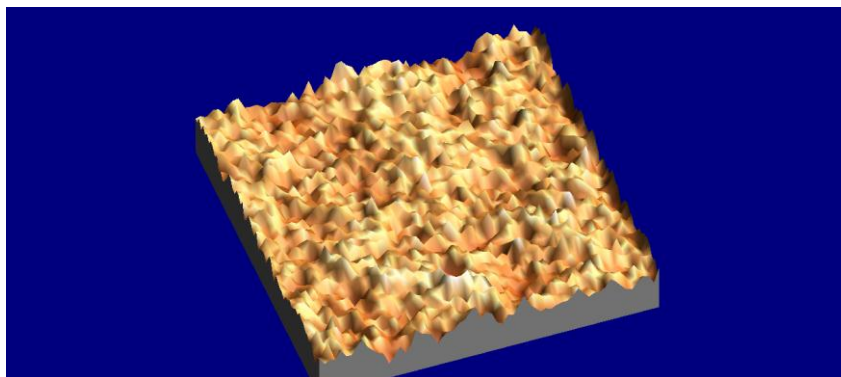


Figure 2.20 : Image 3D obtenue par AFM sur du SiON 2,6nm. La zone correspond à l'image 2D présentée dans la figure 2.19.

2.4.4.3. Cartographie de courant

Cette technique est une combinaison du mode contact et du mode conduction. Elle consiste d'appliquer une tension constante sur le substrat durant le scan de topographie en

mode contact et de mesurer le courant électrique résultant. Il est ainsi possible d'obtenir simultanément la topographie et la cartographie de la conduction de l'échantillon.

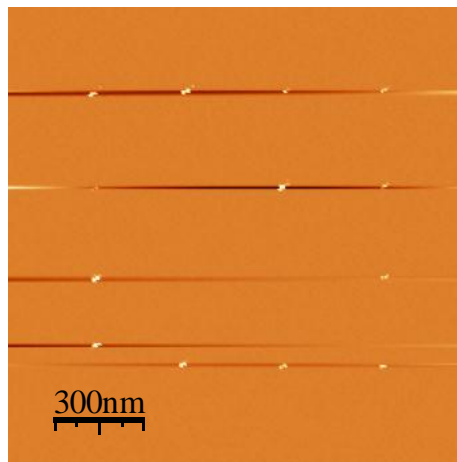


Figure 2.21 : Cartographie du courant relevée sur un échantillon de 2,6nm de SiON lors de l'application d'une tension de 4V sur le substrat après 16 points de claquage.

Un exemple de cette technique est présenté dans la figure 2.21 où 16 tests de ruptures diélectriques $I(V)$ ont été effectués sur la surface de SiON 2,6nm. Après ces tests, une cartographie de courant est réalisée en appliquant 4V sur le substrat et en gardant la pointe à la masse. Les spots blancs correspondent à un courant relevé de 100nA tandis que la couleur marron représente un courant nul et donc un caractère isolant de la surface. Les points de conduction correspondent aux lieux de test de ruptures diélectriques. Les lignes plus foncées reliant les points sont des artéfacts dues aux traitements d'image (moyennage ligne/ligne).

2.5. Utilisation du C-AFM dans la littérature

De nombreux groupes possèdent désormais des AFM pouvant fonctionner en mode conduction du fait de la réduction du coût de ces appareils. La caractérisation des matériaux diélectriques et de leur fiabilité à l'échelle nanoscopique fut un des premiers sujets d'utilisation de cette sonde électrique locale [Richter], [Suñé2000], [Lo2001], [Hourdakis2006] et est encore étudiée par de nombreux groupes [Wu], [Arinero].

Les travaux menés traitent de différents sujets comme l'étude morphologique après claquage [Porti2002-a], [Porti2002-b], [Porti2007], [Hourani] ou bien de l'estimation de la surface sous pointe [Frammelsberger2007], [Lanza].

Des études ont prouvé que l'AFM est un outil puissant pour réaliser des mesures statistiques et répétables [Sire], [Polspoel], [Wu 2010].

Malgré la diversité des travaux, beaucoup de groupes vont dans le même sens concernant le type d'équipement à utiliser. En effet, divers travaux ont abouti sur une nécessité d'utiliser le vide afin d'obtenir des mesures répétables [Polspoel]. Le vide a aussi un côté bénéfique sur la durée de vie de la pointe [Arinero] puisque sans la présence d'humidité, on évite les réactions d'oxydo-réductions qui peuvent se produire lors de l'application d'une tension.

En s'affranchissant du ménisque d'eau qui se forme entre la pointe et l'échantillon, on décroît aussi la surface de contact pointe/surface analysée [Lanza] ce qui permet d'obtenir une meilleure résolution.

2.6. Conclusion

L'AFM est un outil performant qui permet de sonder la surface avec une résolution nanoscopique. Des cartographies de morphologie ou de conductivité peuvent être réalisées tout comme des mesures $I(V)$ ou $I(t)$ à l'échelle locale. L'ajout d'un électromètre de type Keithley 6430 sur notre AFM a permis de gagner plus d'une décade de résolution en courant.

Il faut cependant porter une attention particulière à tous les paramètres pouvant influencer sur la mesure. Le travail sous vide est indispensable pour la réalisation de mesures électriques reproductibles et fiables. Ainsi les expériences présentées par la suite seront réalisées sous ultra vide.

Après avoir vu la partie expérimentale et le type d'expériences réalisables à l'aide du C-AFM, nous allons maintenant étudier expérimentalement la rupture diélectrique. Du fait de la variabilité dans le phénomène de rupture diélectrique, nous réaliserons la même expérience plusieurs dizaines de fois afin d'avoir une description statistique.

Bibliographie du chapitre 2 par ordre alphabétique

- [Alvarez] D. Alvarez, M. Fouchier, J. Kretz, J. Hartwich, S. Schoemann, W. Vandervorst ; “Fabrication and characterization of full diamond tips for scanning spreading-resistance microscopy” ; Microelectronic Engineering, Vol. 73-74 (2004).
- [Arinero] R.Arinero, W.Hourani, A.D.Touboul, B.Gautier, M.Ramonda, D.Albertini,L.Militaru, Y.Gonzalez-Velo, C.Guasch, and F.Saigné « Toward a better understanding of the nanoscale degradation mechanisms of ultra-thin SiO₂/Si films: Investigation of the best experimental conditions with a conductive-atomic force microscope Journal Of Applied Physics 110,014304 (2011)
- [Bhushan] B.Bhushan(Ed.),Springer Handbook of Nanotechnology, SpringerVerlag,Berlin,2004
- [Binnig1982] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel ; “Surface studies by Scanning Tunnelling Microscopy” ; Physical Review Letters, Vol. 49, 57 (1982).
- [Binnig1986] G. Binnig, C. F. Quate, C. Gerber ; “Atomic Force Microscopy” ; Physical Review Letters, Vol. 56, 930 (1986)
- [Deleruyelle] D. Deleruyelle, C.Muller, J.Amouroux, R.Muller « Electrical nanocharacterization of copper tetracyanoquinodimethane layers dedicated to resistive random access memories » Applied Physics Letters 96,pp 263504 (2010)
- [Frammelsberger] W. Frammelsberger, G. Benstetter, J. Kiely, R. Stamp ; “C-AFM-based thickness determination of thin and ultra-thin SiO₂ films by use of different conductive-coated probe tips” ; Applied Surface Science, Vol. 253 (2007).
- [Hantschel] T. Hantschel, P. Niedermann, T. Trenkler, W. Vandervorst ; “Highly conductive diamond probes for scanning spreading resistance microscopy” ; Applied Physics Letters, Vol. 76, N° 12 (2000).
- [Hantschel] T. Hantschel, S. Slesazeck, P. Niedermann, P. Eyben, W. Vandervorst ; “Integrating diamond pyramids into metal cantilevers and using them as electrical AFM probes” ; Microelectronic Engineering, Vol. 57-58 (2001).
- [Hourani] W.Hourani, B. Gautier, L. Militaru,D. Albertini,A .Descamps Mandine, J. Vac. Sci.Technol. B 29 p.01AA06-1–8 (2011)

-
- [Hourdakis2006] E. Hourdakis, G. W. Bryant, N. M. Zimmerman ; “Electrical breakdown in the microscale : Testing the standard theory” ; Journal of Applied Physics, Vol. 100, 123306 (2006).
- [Kazuya] K. Unno, T. Shibata, E. Makino ; “Micromachining of diamond probes for atomic force microscopy applications” ; Sensors and Actuators A, Vol. 88 (2001).
- [Khurshudov] A. Khurshudov, K. Kato, H. Koide, Wear of the AFM diamond tip sliding against silicon, Wear (203–204) (1997) 22–27
- [Lanza] M.Lanza , M. Porti , M. Nafria , X. Aymerich , E. Whittaker , B. Hamilton “UHV C-AFM characterization of high-k dielectrics: Effect of the technique resolution on the pre-and post-breakdown electrical measurements” Microelectronics Reliability 50 (2010) 1312–1315
- [Lo2001] J. C. Lo, W. D. Armitage, C. S. Johnson III ; “Using atomic force microscopy for deep-submicron failure analysis” ; IEEE Design and Test of Computers (2001) Vol 18 issue 1 p10-18.
- [Malavé] A. Malavé, E. Oesterschulze, W. Kulisch, T. Trenkler, T. Hantschel, W. Vandervorst ; “Diamond tips and cantilevers for the characterization of semiconductor devices” ; Diamond and Related Materials, Vol. 8 (1999) p 283-287.
- [McEntee] J.McEntee, Material properties silicon, Online, 2005, from <http://www.design.caltech.edu/Research/MEMS/siliconprop.txt> (Accessed September 9, 2005)
- [Meyer] G. Meyer, N. M. Amer ; “Novel Approach to atomic force microscopy” ; Applied Physics Letters, Vol. 53, N° 12, 1045 (1988).
- [Oesterschulze] E. Oesterschulze, W. Scholz, C. Mihalcea, D. Albert, B. Sobisch, W. Kulisch ; “Fabrication of small diamond tips for scanning probe microscopy application” ; Applied Physics Letters, Vol. 70, N° 4 (1997) p 435-438.
- [Olbrich] A. Olbrich, B. Ebersberger, C. Boit ; “Nanoscale electrical characterization of thin oxides with conducting atomic force microscopy” ; IEEE Reliability Physics Symposium proceedings (1998).
- [Polspoel] W. Polspoel, W. Vandervorst, L. Aguilera, M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich, Micoelectron. Reliab. 48, 1521, (2008)
- [Porti2002-a] M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich, A. Olbrich, B. Ebersberger ; “Electrical characterization of stressed and broken down SiO₂

films at a nanometer scale using a conductive atomic force microscope” ; Journal of Applied Physics, Vol. 91, N° 4 (2002).

- [Porti2002-b] M. Porti, R. Rodriguez, M. Nafria, X. Aymerich, A. Olbrich, B. Ebersberger ; “Feasibility of the electrical characterization of single SiO₂ breakdown spots using C-AFM” ; Journal of Non-Crystalline Solids, Vol. 280 (2001) p 138-142.
- [Porti2007] M. Porti, S. Gerardin, M. Nafria, X. Aymerich, A. Cester, A. Paccagnella, P. Schiavuta, R. Pierobon ; “Systematic characterization of soft- and hard-breakdown spots using techniques with nanometer resolution” ; Microelectronic Engineering, Vol. 84 (2007) p 1956-1959.
- [Richter] S. Richter, M. Geva, J. P. Garno, R. N. Kleiman ; “Metal-insulator-semiconductor tunnelling microscope : Two-dimensional dopant profiling of semiconductors with conducting atomic-force microscopy” ; Applied Physics Letters, Vol. 77, N° 3 (2000) p 456-459.
- [Ruskell] T. G. Ruskell, R. K. Workman, D. Chen, D. Sarid, S. Dahl, S. Gilbert ; “High resolution Fowler-Nordheim field emission maps of thin silicon oxide layers” ; Applied Physics Letters, Vol. 68, N° 1 (1996).
- [Sire] C. Sire, S. Blonkowski, M. Gordon, and T. Baron, “Statistics of electrical breakdown field in HfO₂ and SiO₂ films from millimetre to nanometer length scales” Applied Physics Letter **91**, 242905 (2007)
- [Suñé2000] J. Suñé, G. Mura, E. Miranda ; "Are soft breakdown and hard breakdown of ultrathin gate oxides actually different failure mechanisms ?" ; IEEE Electron Device Letters, Vol. 21, N° 4 (2000).
- [ThèseSire] C. Sire Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2009 « Propriétés électriques à l'échelle nanométrique des diélectriques dans les structures MIM et MOS »
- [Weeks] B. L. Weeks and M. W. Vaughn “direct imaging of meniscus formation in atomic force microscopy using environmental scanning electron Microscopy” Langmuir 2005,21(18), 8096-8098

[Wu]

Y.L.Wu, S.T.Lin and C.P.Lee “Time-to-Breakdown Weibull Distribution of Thin Gate Oxide Subjected to Nanoscaled Constant-Voltage and Constant-Current Stresses” IEEE Trans. Dev.Mat.Rel. ,VOL.8, NO.2, JUNE2008

3. Estimation de la fiabilité par sonde locale et comparaison avec des mesures sur dispositif

3.1. Mesure I (V)

3.1.1. Validation de l'appareillage

Comme mentionné dans le second chapitre de ce manuscrit, un électromètre de type Keithley 6430 avec préamplificateur a été installé afin d'augmenter la sensibilité de la mesure en courant et pour pouvoir appliquer un courant ou une tension sur le dispositif à tester. Ceci a nécessité une modification de la carte électronique d'origine. Pour valider le bon fonctionnement de l'appareil, des mesures simples pour obtenir la résistance de la pointe diamant ont été effectuées.

Une rampe en courant ainsi qu'une rampe en tension ont été appliquées sur un échantillon de HOPG.

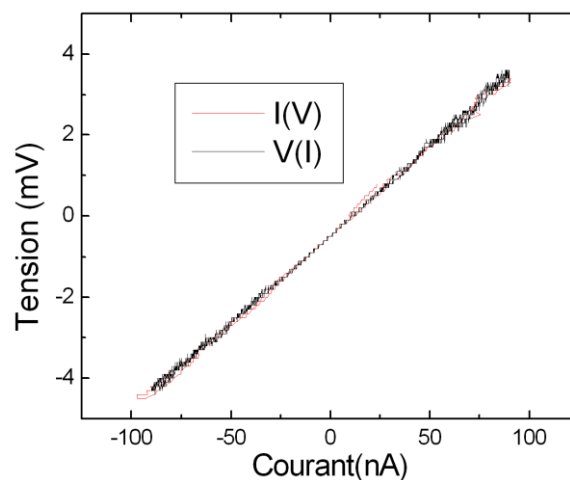


Figure 3.1 : Caractéristiques I-V et V-I sur HOPG obtenues avec une pointe diamant pour une force d'appui de 20nN

Pour les deux mesures, on retrouve bien un comportement linéaire entre la tension appliquée et le courant. A partir de ces mesures, on peut extraire une résistance de l'ensemble pointe + résistance de l'échantillon en HOPG et de l'appareillage de 50 k Ω en accord avec [Frammelsberger]. Ceci montre le premier avantage de l'électromètre par rapport à la carte d'acquisition car le pas de discrétisation de celle-ci ne permet pas de mesurer précisément une aussi faible résistance.

Afin de valider l'installation de l'électromètre sur le C-AFM sous UHV, nous avons comparé l'ancien système de mesure de courant et le nouveau. Des mesures sur un diélectrique après claquage ont été réalisées avec les deux appareils au même endroit. Le Keithley possédant plusieurs calibres de mesure, les mesures ont été effectuées avec un calibre très sensible (calibre 10pA) et un calibre plus grossier mais permettant de mesurer un courant plus élevé.

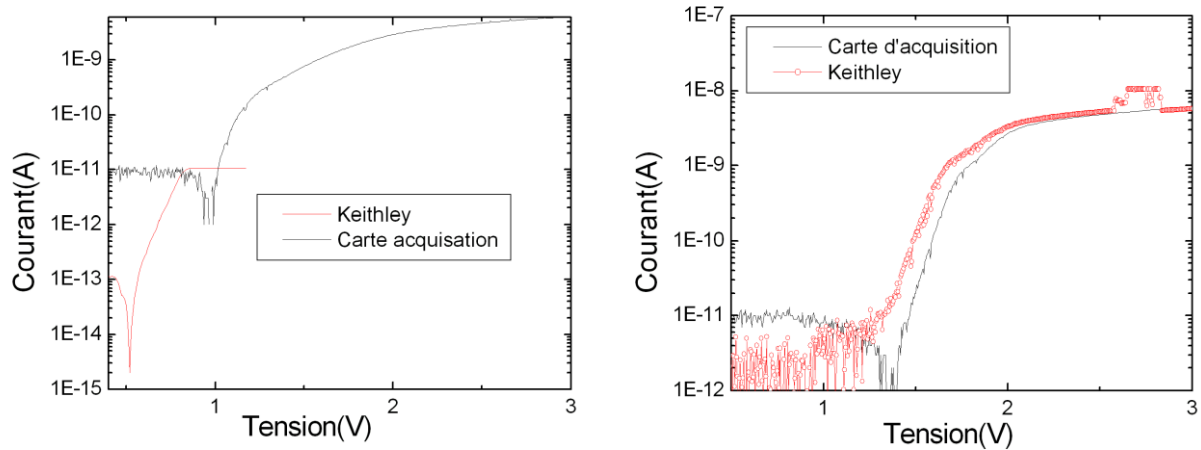


Figure 3.2 : Mesures $I(V)$ réalisées sur du SiON (substrat(P)) 2,6nm après claquage avec la carte d'acquisition et le Keithley pour un calibre précis (10 pA) (à gauche), ou plus grossier (100nA) (à droite).

Comme le montre la partie gauche de la figure 3.2, le niveau de détection minimal de la carte d'acquisition est de 5pA (courbe noire) alors que le Keithley peut, pour ce faible calibre, mesurer des courants de quelques dizaines de Femtoampère (courbe rouge). Pour le calibre 100nA, on voit sur la partie droite de la figure 3.2 que la mesure du Keithley et de la carte d'acquisition sont proches montrant le bon fonctionnement de l'appareil installé.

3.1.2. Echantillons utilisés dans ce chapitre

Dans ce chapitre, les couches d'oxyde testées sont des couches de SiON sur un substrat en silicium dopé P ($5.07 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Ces couches de 1,45nm et 2,6nm d'épaisseur de SiON ont été obtenues par nitruration (Plasma découplé de type RF-pulsé) d'une couche de base de SiO₂. Le SiO₂ a été formé par une oxydation thermique sèche faite à 980°C dans un flux de O₂. Les échantillons ont, en fin de procédé, subi un traitement thermique à 1100°C afin de stabiliser les atomes d'azote.

La croissance de ces couches d'oxydes a été réalisée par Michael Grosjean et Olivier Gourhant à ST Crolles.

3.1.3. Conduction avant claquage

Une fois le système de mesure validé, des expériences visant à déterminer le type de courant de conduction avant claquage ont été réalisées. Pour ce faire, différentes structures de type NMOS avec des épaisseurs différentes de SiON furent testées. La structure est polarisée en inversion, la tension est appliquée sur la pointe, le substrat est à la masse. Toutes les mesures dans la suite de ce chapitre sont effectuées avec l'électromètre.

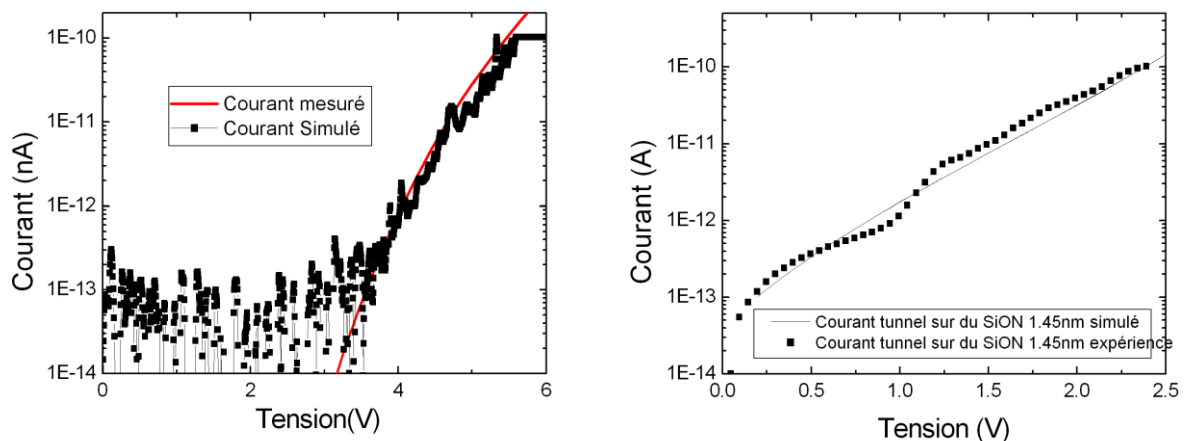


Figure 3.3 : Mesures $I(V)$ réalisées sur du SiON substrat(P) de 2,6nm (gauche) et de 1,45nm (droite).

La figure 3.3 montre le courant obtenu pour une épaisseur d'oxyde de 2,6nm à gauche et de 1,45 nm à droite. Les courbes en trait plein représentent le courant simulé. Dans le cas d'une épaisseur d'oxyde de 2.6nm, le courant est sous le seuil de détection de l'appareil pour des tensions inférieures à 3,5 V. Au-delà de 3,5V, le courant augmente jusqu'à une tension appliquée légèrement inférieure à 6V. Pour des tensions supérieures à 6V, on observe une saturation de la mesure à 100 pA. Cette valeur correspond au maximum détectable pour ce calibre. Le courant enregistré a dans ce cas été reproduit par un courant de type Fowler-Nordheim (équation 1.4), en prenant, pour la valeur de la masse effective d'un électron, $m_{ox}=0.45 \times m_e$ [Ng] et pour la hauteur de barrière à l'interface Si/SiON $\Phi_b=3,2eV$, valeur cohérente avec la littérature [Lucovsky]. Pour le courant tunnel et Fowler-Nordheim, la

tension de bande plate a été prise en compte et estimée à $V_{fb} = -0,48V$ [ThèseSire] pour l'utilisation d'une pointe diamant de même type que celle utilisée dans ce travail.

Le paramètre inconnu dans notre cas reste la surface sous pointe. Celle-ci est évaluée en faisant coïncider l'expérience et la simulation. Dans le cas de la couche de 2,6nm d'épaisseur et pour une force d'appui de 20nN, une surface de contact oxyde/pointe de 10 nm² a été estimée (figure 3.3 gauche).

En conservant les mêmes valeurs de Φ_b et de m_{ox} , la modélisation du courant dans la couche de 1,45 nm de SiON donne également une surface de contact oxyde/pointe de 10 nm².

Donc, en prenant deux couches d'oxyde SiON avec des épaisseurs différentes, le courant mesuré peut être reproduit par une même équation (équation 2.4) en prenant les mêmes paramètres.

De plus, la surface sous pointe extraite, pour une même force d'appui de 20nN, est la même dans les deux mesures. Cette estimation de la surface de contact pointe/oxyde est, de plus, cohérente avec la littérature [Frammelsberger], [Sire], [ThèseSire].

Les mécanismes de conduction pour notre système sont bien ceux attendus par la théorie [Frammelsberger] et ce, même pour des surfaces de test nanométriques.

Dans les deux mesures précédentes, nous sommes restés dans un régime de conduction, sans arriver à la rupture diélectrique. En augmentant la tension maximale de la rampe en tension appliquée, on atteint la rupture diélectrique car le courant présente une pente quasi infinie pour une tension de 6V environ (pour l'échantillon de 2,6nm).

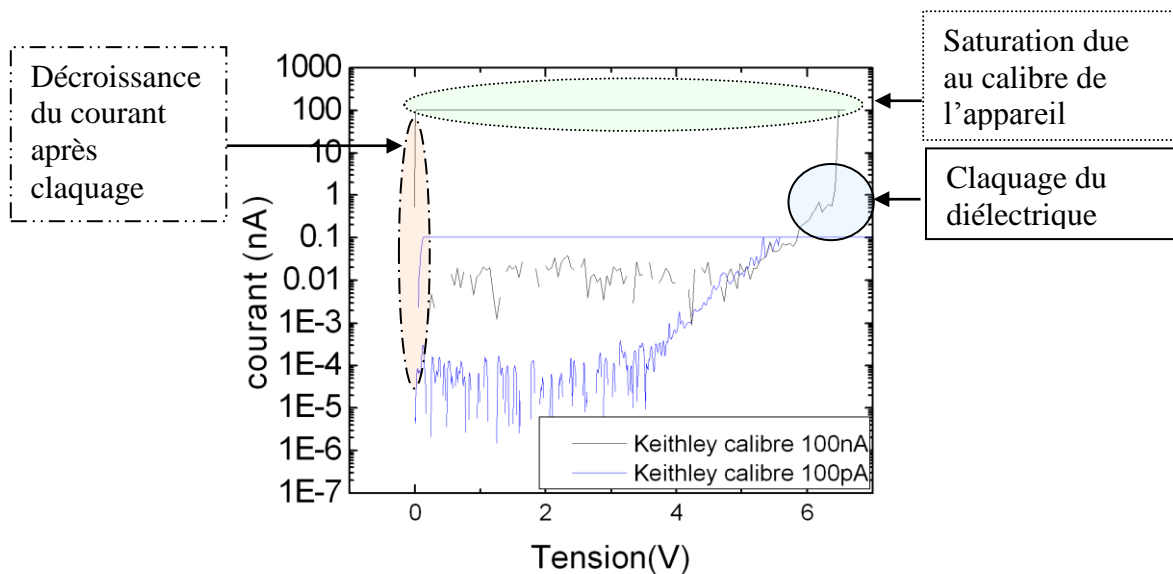


Figure 3.4 : Caractéristiques I-V superposées obtenues à deux points de test différents et pour deux calibres de mesure.

Sur la figure 3.4, une mesure effectuée avec un plus grand calibre de l'ampèremètre est superposée à la mesure I(V) de la figure 3.3. La courbe enregistrée avec le calibre 100nA présente un seuil de détection de courant minimal plus élevé (~1pA) que le calibre 100pA mais il permet d'enregistrer des courants plus forts.

On voit sur la figure 3.4 que les deux courbes se superposent à partir de 4,5V. Un courant de type Fowler-Norheim est détectable sur plus de 4 décades dans cette configuration.

Quand la tension dépasse 6V (courbe noire), la valeur du courant arrive à la saturation du calibre de détection. Après ce saut en courant, la direction de la rampe en tension est inversée mais le courant reste au niveau de saturation de l'appareil de mesure et cela jusqu'à 0,1V, où l'on commence à voir une décroissance abrupte du courant avec la tension caractéristique du Hard-breakdown.

3.2. Mesure topographique après claquage

Lors de la rupture diélectrique, un courant important traverse la couche isolante dans une petite surface de conduction. L'énergie libérée par effet Joule peut être considérable. Des dommages irréversibles peuvent ainsi être créés. La figure 3.5 montre à gauche la topographie mesurée après avoir réalisé une grille de 4×4 claquages obtenus par l'application de rampes en tension sur du SiON avec une épaisseur de 2,6nm. La cartographie en courant du

diélectrique de la même zone, obtenue en appliquant une tension de 4V sur l'échantillon, est représentée sur la partie droite de cette figure.

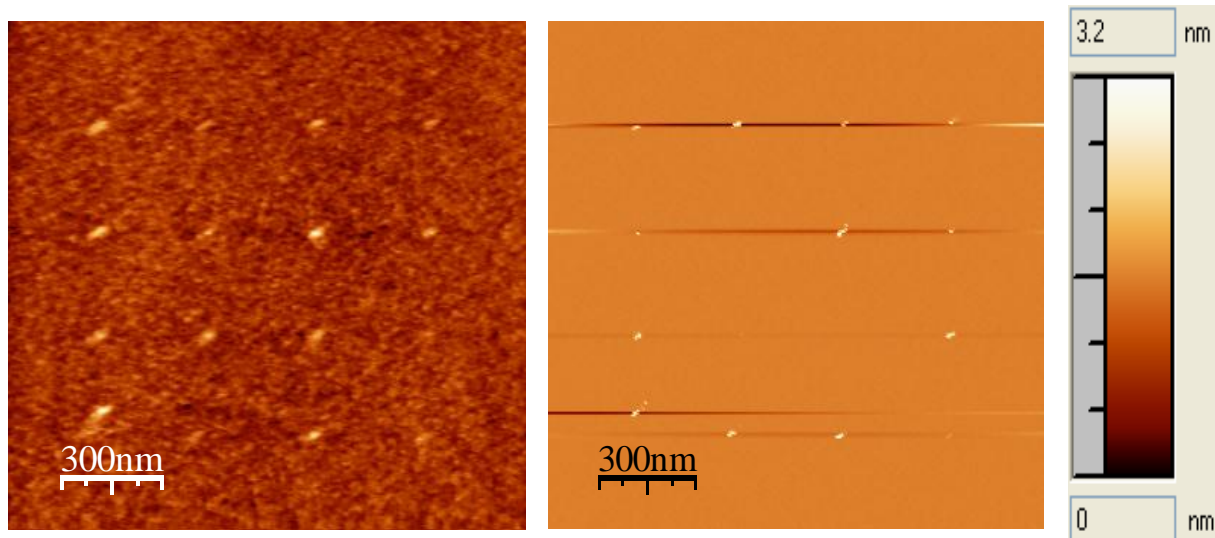


Figure 3.5 : Mesures topographiques (gauche) et cartographie de courant relevée (droite) sur du SiON (2,6nm) substrat (P) après 16 claquages en appliquant un stress RVS avec une tension positive sur la pointe. La cartographie en courant est obtenue en appliquant une tension de 4V sur la pointe. La couleur blanche correspond à un courant supérieur ou égal à 100nA.

La cartographie topographique montre l'apparition de bosses aux endroits où des rampes en tension, menant à la rupture diélectrique, ont été enregistrées. Plusieurs auteurs ont rapporté la formation de ces bosses topographiques après la rupture diélectrique par mesure C-AFM [Hourani], [Sire].

Ces bosses ont été attribuées à une réelle modification de la topographie. En effet, elles pourraient être dues à un chargement de l'oxyde qui induirait une force électrostatique entre la surface et la pointe entraînant une variation fictive de la topographie enregistrée. Cependant, la hauteur de ces bosses ne varie pas lors d'un scan topographique si une tension positive ou négative est appliquée sur l'échantillon [ThèseSire], ce qui permet d'écarter cette hypothèse.

Des études utilisant le Microscopie Electronique à Transmission (TEM) [Tung][Demolliens] [Pey], réalisées sur des transistors NMOS après rupture diélectrique, ont relevé un phénomène appelé « épitaxie induite par claquage diélectrique » ou « Dielectric-Breakdown-Induced-Epitaxy (DBIE) ».

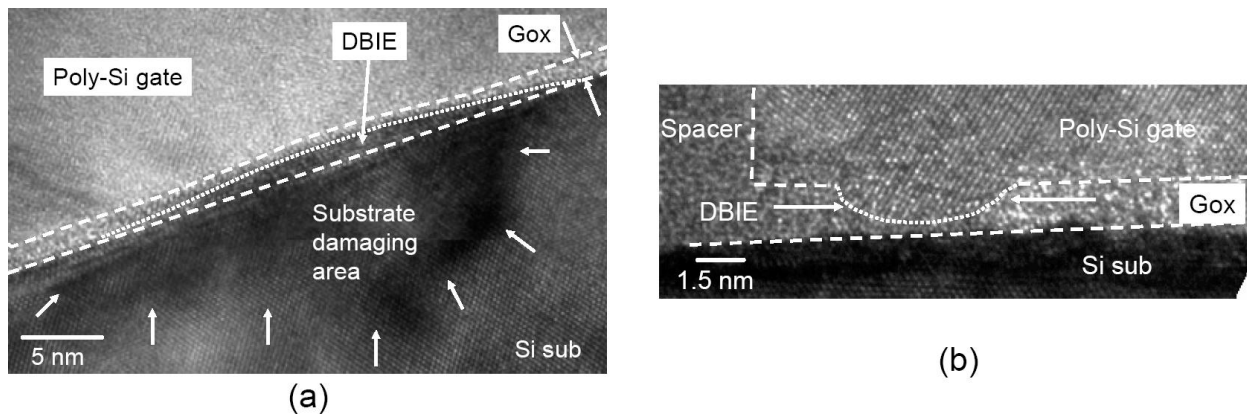


Figure 3.6 : Image TEM présentant le phénomène d'épitaxie induite par claquage diélectrique. Une bosse apparaît à l'interface substrat/oxyde et oxyde/poly-Si pour un substrat de type P et de type N (b) Gox: oxyde de grille Sub: substrat. Poly-Si: silicium poly-cristallin [Pey2007].

Une image TEM illustrant ce phénomène est rapportée sur la figure 3.6 .On peut voir sur cette image un gonflement du substrat en Si, gonflement qui se répercute en déformant la couche d'oxyde de grille. Cela confirme que les bosses détectées par AFM sont un effet topographique. Dans les deux cas, les bosses ont une hauteur du même ordre de grandeur (1nm de haut pour un diamètre d'une dizaine de nanomètres de large).

Les deux cartographies en courant et en topographie de la figure 3.5 présentent des similitudes. On peut voir que les points de conduction (c'est-à-dire où l'oxyde n'est plus isolant) correspondent à l'emplacement des bosses de topographie. Cependant, nous n'avons pas pu clairement observer de corrélation entre la taille du spot de conduction et de la taille de la bosse topographique.



Figure 3.7 : Cartographie des courants relevés sur du SiON de 2,6 nm d'épaisseur substrat (P) après 16 claquages en appliquant une tension positive sur la pointe (gauche). Grossissement de la zone de claquage matérialisée par le carré rouge (droite). La cartographie en courant est obtenue en appliquant une tension de 4V sur la pointe.

Afin d'avoir une idée plus précise de la dimension de la zone de conduction une cartographie avec une échelle plus réduite fut réalisée. La zone grossie est matérialisée par le carré rouge sur la figure 3.7 à gauche. On peut estimer la zone de conduction minimale pour cette expérience à un cercle de quelques dizaines de nanomètres de diamètre.

Cependant, la surface conductrice ainsi obtenue est toujours plus importante que la surface de conduction réelle. La forme de la pointe a un impact important puisque la surface de contact entre l'échantillon et la pointe n'est pas ponctuelle. Ce que l'on observe peut être interprété comme le produit de convolution de la surface de contact entre la pointe et l'échantillon avec la surface conductrice.

3.3. Champ de claquage d'une couche de SiON d'épaisseur 2.6nm

Afin d'obtenir des distributions statistiques pour le champ de claquage, l'expérience présentée sur la figure 3.4 a été répétée une quarantaine de fois. La figure 3.8 montre une vingtaine de claquages I(V) superposés, effectués sur l'échantillon de 2,6nm de SiON avec $S_d=1,6s$ et $S_h=0,1V$.

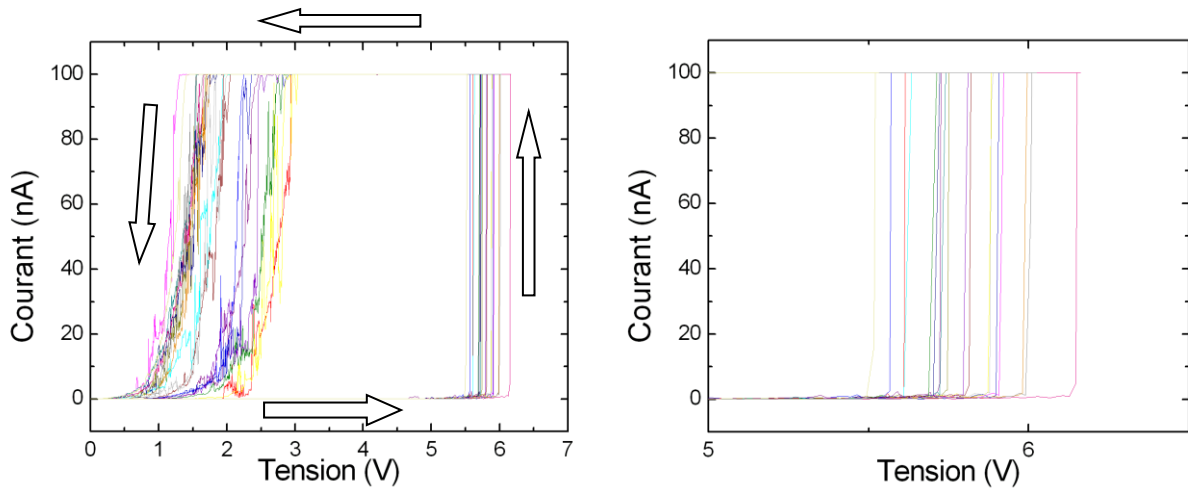


Figure 3.8 : 20 mesures $I(V)$ réalisées sur du SiON de 2,6nm, substrat(P). La figure de gauche montre les courbes $I(V)$ complètes et les flèches représentent la direction de la rampe en tension. La figure de droite est un grossissement entre 5 et 6.5V de la figure de gauche pour montrer la dispersion des tensions de claquage.

On voit sur la courbe de gauche qu'après la rupture diélectrique, la couche isolante est conductrice pour de faibles tensions. Le claquage diélectrique est pour cet échantillon clairement défini puisqu'on voit, pour toutes les caractéristiques $I(V)$, une montée abrupte du courant pour des tensions autour de 6V. Un grossissement autour de cette tension est présenté sur la partie droite de la figure 3.8. On observe bien une distribution des tensions de claquage et non pas une valeur unique. Il est cependant nécessaire de vérifier si l'origine de cette dispersion ne vient pas d'une dégradation de la pointe avant de l'étudier. En effet, l'évolution de la tension de claquage pourrait être due à une modification des propriétés de la pointe. En effet, comme présenté dans [Polspoel], si la pointe se dégrade, un décalage de la tension de claquage V_{BD} peut être rapporté.

Afin de vérifier que la pointe ne se dégrade pas au cours des mesures, nous avons tracé V_{BD} en fonction du nombre de mesures. Les tensions de claquage restent comprises entre 5.5V et 6 V pour les 40 mesures. Ceci indique une bonne intégrité de la pointe tout le long de la série de mesures puisque l'on ne voit pas de décalage des tensions V_{BD} .

Les 40 tensions de claquage ont ainsi été rapportées dans un diagramme de Weibull. Ces résultats sont présentés dans la partie droite de la figure 3.9. On peut approximer la distribution des tensions au claquage par une droite dans cette échelle.

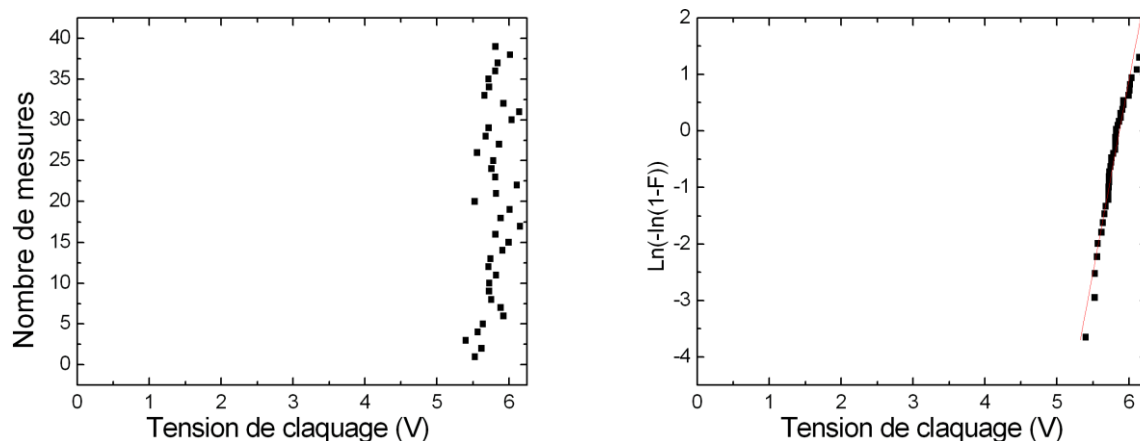


Figure 3.9 : Mesures des tensions de claquage reportées en fonction du numéro de la mesure (gauche) et en échelle de Weibull (droite) réalisée sur du SiON (2,6nm) /Si substrat(P).

3.4. Comparaison de caractéristiques courant-temps et courant-tension obtenues par C-AFM et sur des dispositifs industriels

Dans cette partie, nous allons comparer des mesures de courant enregistrées sur des dispositifs industriels NMOS de type P-Si (substrat) / SiON 2,6nm (oxyde) / Poly Si (grille) de surfaces de tests 0,04 μm^2 , 0,4 μm^2 et 4 μm^2 (dit échantillons micrométriques dans ce travail) avec des mesures sur des empilements P-Si/ SiON (2,6nm) par C-AFM avec une pointe diamant.

Il faut noter que l'oxyde de grille a suivi le même processus de fabrication dans les deux cas. Pour obtenir les distributions des temps au claquage, des mesures $i(t)$ ont été effectuées à l'échelle nanoscopique et à l'échelle micrométrique (figure 3.10).

Les expériences à l'échelle macroscopique ont été réalisées à une température de 125°C qui est la température utilisée industriellement pour faire les tests de durée de vie des composants électronique. Les mesures C-AFM sont réalisées à une température de 23°C qui correspond à la température de la salle blanche.. Il a été montré que le phénomène de rupture diélectrique est activé en température suivant une loi d'Arrhenius. L'évolution des temps au claquage est reliée à la température par une loi d'Arrhénius:

$$TDDB(T) \propto \exp\left(\frac{-E_A}{kT}\right) \quad [3.1]$$

où E_A est l'énergie d'activation et T la température. Dans la suite de ce travail, toutes les distributions des TDDB seront ramenées à 23°C en utilisant la formule 3.1 en prenant $E_A=0,63\text{eV}$ [ThèseRibes]. L'AFM sous UHV n'ayant pas de chuck chauffant il ne nous a pas été possible de valider cette loi à l'échelle nanoscopique.

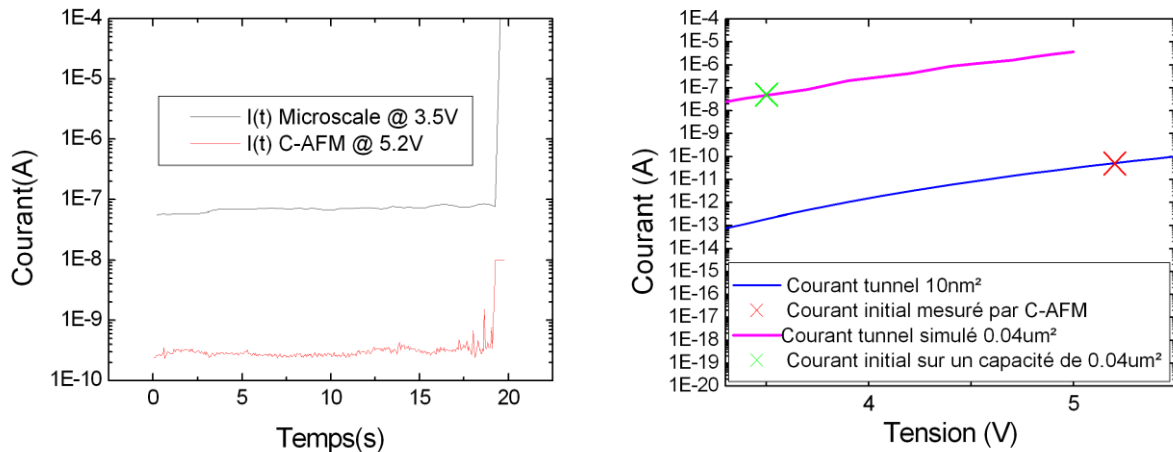


Figure 3.10 : Mesures $I(t)$ réalisées sur du SiON 2.6nm / substrat(P) pour des surfaces de test différentes (gauche) et courant initial rapporté et comparé à un courant FN (droite)

Afin d'obtenir la rupture diélectrique de l'oxyde de grille dans une gamme de temps similaire (de la seconde à quelques minutes) à ces échelles, la polarisation à appliquer est supérieure dans le cas de l'utilisation du C-AFM. Ceci est cohérent avec la théorie de la mise à l'échelle en surface qui prédit à tension constante une plus grande durée de vie pour une surface de test plus petite, comme expliqué dans le chapitre 1.

Il aurait été intéressant, si l'AFM avait été équipé d'un chuck chauffant, d'utiliser une température de test élevée afin d'avoir des conditions de stress électriques plus proche dans les deux expériences.

Le courant initial est supérieur de deux décades environ dans le cas d'une surface de test de $0,04\mu\text{m}^2$ par rapport à celui du C-AFM. Cette différence, comme le montre la figure de droite, peut être expliquée par la théorie. Les courbes rose et bleue (figure 3.10 de droite) correspondent aux simulations d'un courant de type Fowler-Nordheim pour une surface de 10 nm^2 (bleue) et de $0,04\mu\text{m}^2$ (rose). La valeur du courant initial mesurée expérimentalement a été reportée pour chacune des surfaces à l'aide de croix.

La superposition des valeurs expérimentales et théoriques permet d'expliquer cette différence de courant initial. Comme au chapitre 3.1.1, une surface sous pointe d'une dizaine de nm^2 a

été extraite de la reproduction du courant par l'équation 1.4 en utilisant les mêmes paramètres de Φ_b et de m_{ox} .

Cependant, une différence majeure est à soulever entre les deux courbes $i(t)$ enregistrées à différentes échelles. La courbe rouge enregistrée par le C-AFM montre une rupture beaucoup plus progressive. Avant le claquage, de légers pics de courant montrant une dégradation de l'oxyde ont pu être observés. Ces effets ne sont pas enregistrés lors de test sur des surfaces plus grandes car la contribution importante à ces échelles du courant tunnel masque ces phénomènes plus locaux.

Le courant initial enregistré est toujours du même ordre de grandeur mais celui-ci présente quelques petites variations. Il est donc important de vérifier si une corrélation entre le temps de claquage et le courant initial existe.

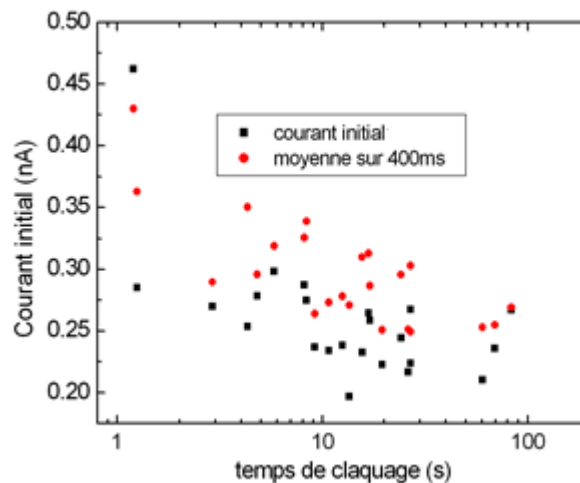


Figure 3.11 : Corrélation du temps de claquage et du courant initial. Les données ont été obtenues par C-AFM sur un échantillon de 2,6nm pour l'application d'une tension de 5,3V.

Le courant initial en fonction du temps au claquage et sa moyenne sur 400ms ont été tracés sur la figure 3.11. La tendance montre que plus le courant initial est faible plus le temps au claquage est grand. La variation du courant initial peut être causée par une variation locale de l'épaisseur d'oxyde (rugosité de surface) ou une légère différence de la surface sous pointe.

3.5. Comparaison des temps au claquage obtenus par C-AFM et sur des dispositifs industriels

3.5.1. Distribution des temps au claquage en fonction de la surface

Comme dans le chapitre 3.4, nous allons systématiquement comparer les temps au claquage obtenus à l'échelle micrométrique et à l'échelle nanoscopique. Pour obtenir la distribution des temps au claquage (TTF : Time To Failure), les mesures $i(t)$ sur le SiON 2,6nm de la partie 3.4 ont été répétées au minimum une quarantaine de fois et cela pour trois surfaces de test différentes ($4\mu\text{m}^2$, $0,04\mu\text{m}^2$ et avec le C-AFM). La courbe 3.12 montre les résultats obtenus pour le C-AFM ainsi que pour une surface de $0,04\mu\text{m}^2$. Les mesures sur dispositifs ont été réalisées par M.Rafik à STMicroelectronics.

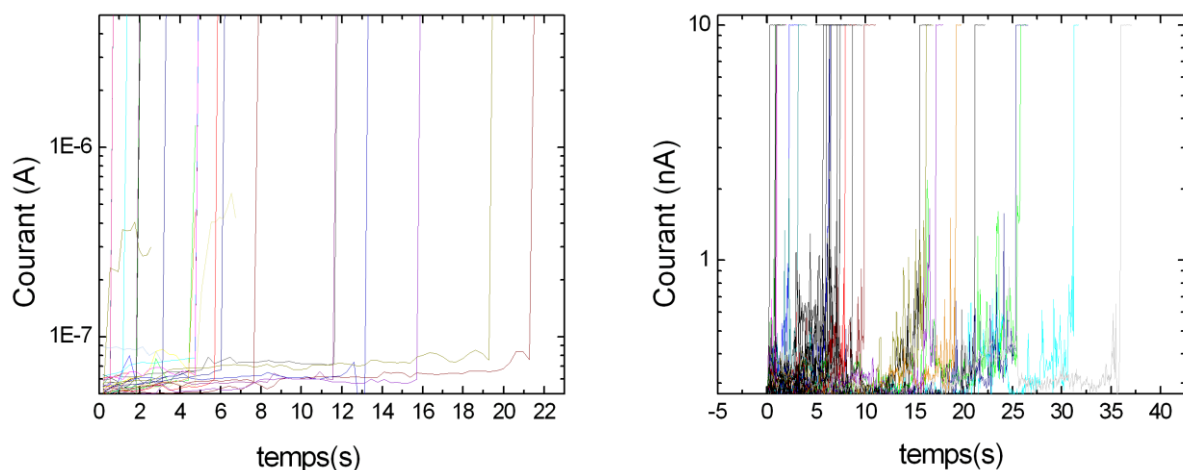


Figure 3.12 : Mesures $I(t)$ réalisées sur du SiON 2,6nm /substrat(P) pour une surface de test de $0,04\mu\text{m}^2$ à 3,5V (gauche) et en utilisant le C-AFM à 5,3V (droite)

On remarque d'une manière plus détaillée que dans le cas des mesures C-AFM, le claquage est plus progressif que dans le cas de mesures macroscopiques. La question du critère de détection se pose sur les mesures utilisant le C-AFM à cause de la progressivité. Dans le cas des dispositifs micrométriques, le Hard Breakdown se détecte par un seuil de courant et par soucis de cohérence, nous utiliserons aussi un seuil de courant pour la détection du claquage dans le cas de mesure C-AFM. Le seuil utilisé pour le C-AFM sera de 10 nA et de 0,1mA pour les tests sur des dispositifs micrométriques. Ce seuil de tension est différent de plusieurs

ordres de grandeur mais ramené en densité de courant, ce seuil est à peu près équivalent ($\sim 4 \times 10^{10}$ A/cm² pour les dispositifs de surface 0,04 μm^2 et 10^9 cm² pour le C-AFM).

Nous allons maintenant nous intéresser à la distribution des temps de claquage aux deux tailles de surface.

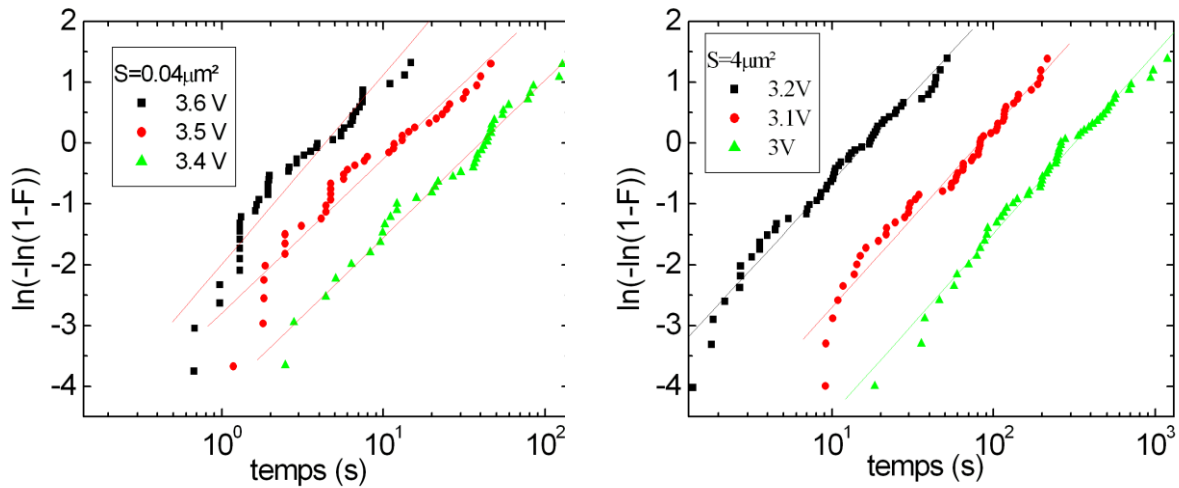


Figure 3.13 : Distribution des TDDB sur du SiON 2,6nm/substrat(P) pour une surface de test de 0,04 μm^2 et de 4 μm^2 à différentes tensions (mesuré à 125°C).

Pour ce faire, les temps de claquage sont tracés dans une échelle de Weibull (figure 3.13). Pour les deux surfaces de taille micrométrique (figure 3.13), on obtient des distributions linéaires en échelle de Weibull. La valeur de β , pente de Weibull est laissé libre dans les extrapolations afin de voir si l'on extrait une même valeur aux différentes échelles et pour les différentes contraintes électriques appliquées. On extrait des pentes β proches de 1,2 pour 0,04 μm^2 et 4 μm^2 (comprise entre 1,3 et 1,12 pour 0,04 μm^2 et entre 1,20 et 1,28 pour 4 μm^2). Dans ces deux cas, on observe bien une réduction de la durée de vie moyenne ou Mean Time To Failure (MTTF) avec l'augmentation de la tension et de la surface conformément à l'équation 1.16.

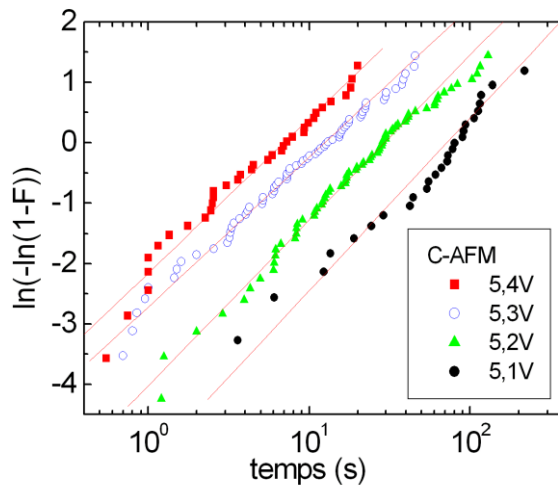


Figure 3.14 : Distribution des TTF à l'échelle nanoscopique pour 4 tensions différentes sur du SiON 2,6nm.

Les tests ont été effectués à quatre tensions différentes sur le SiON 2,6nm en utilisant le C-AFM et les résultats sont présentés sur la courbe 3.14. La distribution des temps au claquage suit bien une distribution Weibullienne avec une pente β proche de 1,2 (comprise entre 1,10 et 1,23). Ainsi, la distribution des TTF est Weibullienne pour les 3 surfaces testées et pour différentes tensions, avec une pente comparable.

3.5.2. Facteur d'accélération en tension aux différentes échelles

Afin de pouvoir comparer les distributions à toutes les échelles de surface (équation 1.19), il est important d'étudier le facteur d'accélération en tension pour les différentes surfaces testées. En effet, pour cette mise à l'échelle toutes les distributions doivent être ramenées à une même tension pour être comparées.

En traçant les MTTF dans une échelle logarithmique en fonction de la tension appliquée, on peut approximer l'évolution des temps moyens au claquage par une droite (figure 3.15 à gauche) ce qui revient à appliquer un modèle en puissance de la tension, qui a été établi pour le SiON [ThèseRibes].

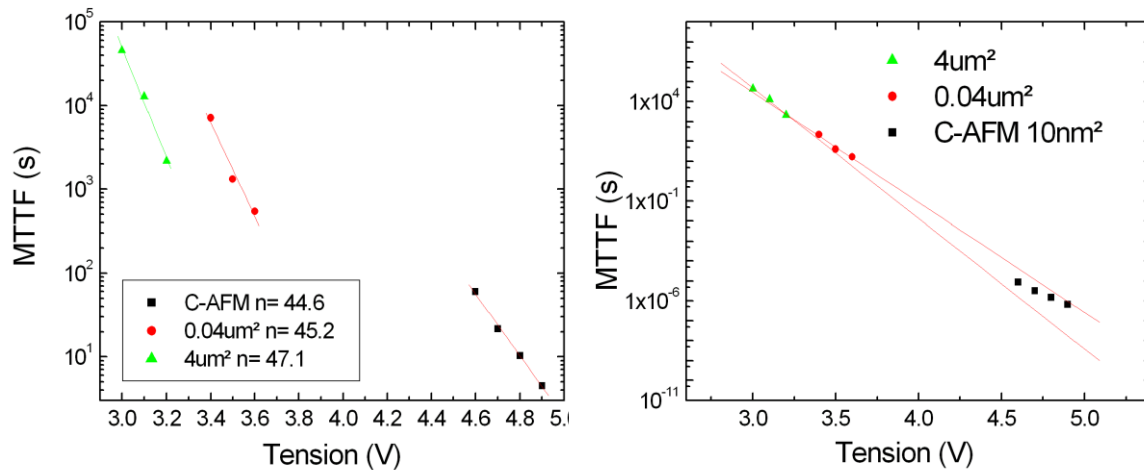


Figure 3.15 : MTTF en fonction de la tension appliquée pour les 3 surfaces de test (gauche) et mise à l'échelle du MTTF (droite). Pour la mise à l'échelle toutes les distributions ont été ramenées à une surface de $4\mu\text{m}^2$

Pour les 3 surfaces testées, on trouve une valeur pour n comprise entre 44.6 et 47.1, où n est le facteur d'accélération, ce qui est cohérent avec la littérature [Pic] ainsi qu'avec les valeurs mesurées sur les dispositifs. Sur les deux figures 3.15, la différence de travaux de sortie entre le poly N^+ et le diamant a été prise en compte, ce qui explique la différence de 0,48V avec la figure 3.14 où les tensions sont celles appliquées sur la pointe.

Connaissant le facteur d'accélération en tension ainsi que les pentes de Weibull des distributions, il a été possible d'en réaliser l'extrapolation en surface (équation 1.16).

Dans le cas de la figure 3.15 à droite, les MTTF, pour les surfaces connues à savoir 4 et $0.04\mu\text{m}^2$, ont été alignés. Du fait de la variation des facteurs d'accélération n aux différentes surfaces, l'extrapolation pour les deux valeurs extrêmes de ces paramètres est présentée sur la partie droite de la courbe 3.15. Ainsi, un intervalle de la surface sous pointe a été retenu [3nm^2 à 30nm^2]. La valeur de 10nm^2 présentée (carrés noirs) correspond au centre de cet intervalle de surface possible.

Il est également possible d'extrapoler en surface et en tension les distributions des temps au claquage tracées dans une échelle de Weibull (fig 3.16). Pour chacune des surfaces testées, une distribution a été choisie (5,4V, 3,6V et 3,2V pour le C-AFM $0,004\mu\text{m}^2$ et $4\mu\text{m}^2$ respectivement). En utilisant la formule d'extrapolation en tension 1.19, les distributions ont toutes été ramenées à 3,2V. La valeur de n utilisée est la moyenne de ces 3 valeurs, soit $n=45,6$. Sur cette figure, les distributions avec des surfaces de test connues ($0,04\mu\text{m}^2$ et $4\mu\text{m}^2$)

sont présentées et ont été mises à l'échelle en tension (ramenées à une tension de 3,2V) ainsi qu'en surface (ramenées à $4\mu\text{m}^2$).

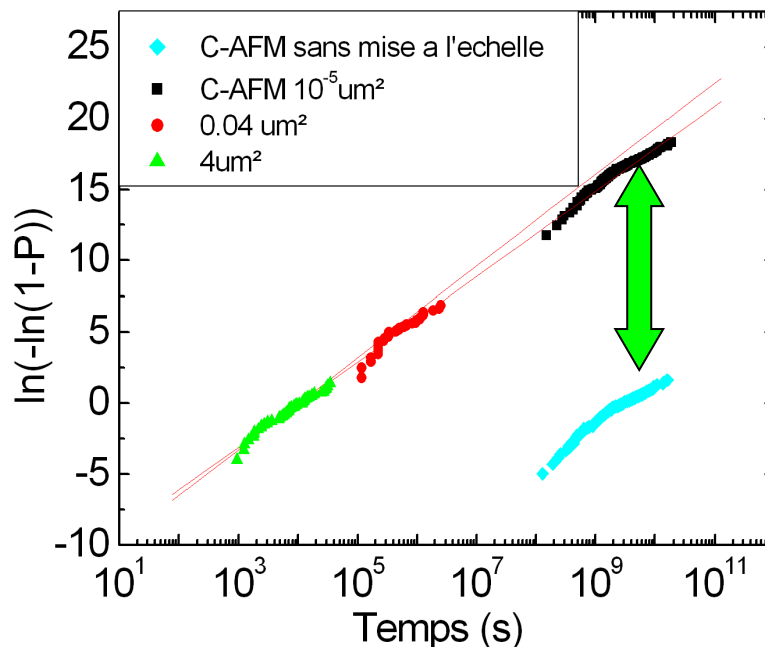


Figure 3.16 : Mise à l'échelle en surface pour 3 distributions des TTF (ramenées à $4\mu\text{m}^2$) et en tension (ramenées à 3,2V). La courbe en losange bleu représente la distribution obtenue par C-AFM, mise à l'échelle en tension mais pas en surface.

Pour le C-AFM, deux distributions sont rapportées sur ce graphique. La bleue correspond à une mise à l'échelle en tension uniquement (ramenée à 3,2V) et la noire à une mise à l'échelle en tension ainsi qu'en surface (ramenée à $4\mu\text{m}^2$). Le décalage en ordonné de ces deux distributions correspond au logarithme népérien du rapport de la surface sous pointe et de la surface d'extrapolation de $4\mu\text{m}^2$.

Les deux barres rouges de la figure 3.16 correspondent à l'incertitude d'extrapolation sur la pente de weibull β (1,1 et 1,3) des distributions.

Pareillement à la figure 3.15, un intervalle de surface extrapolé possible est ainsi calculé et la surface sous pointe est comprise entre [6 nm^2 et 16 nm^2].

3.5.3. Modification topographique après claquage

Comme décrit dans le paragraphe 3.2, le processus de claquage diélectrique s'accompagne d'une libération d'énergie importante du fait du passage d'un courant (~ 10 nA) dans une surface réduite (~ 10 nm²).

Il fut ainsi intéressant de réaliser un scan topographique de la surface après rupture diélectrique. Des bosses topographiques apparaissent bien aux lieux où les tests de TDDB ont été effectués. Ce phénomène est très connu et a déjà été observé à l'échelle locale [Sire], [Hourani], [Blasco]. Le consensus le plus commun sur ce phénomène le relie à une épitaxie induite par champ (figure 3.6).

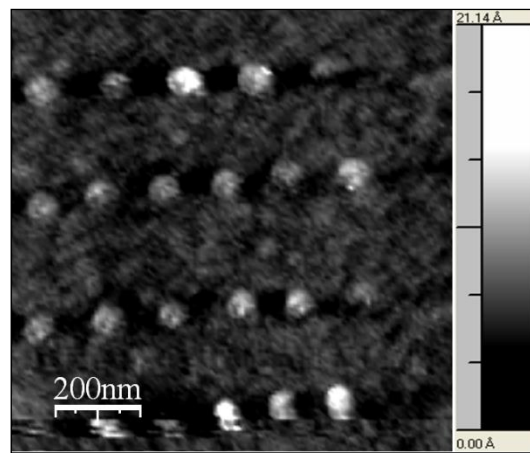


Figure 3.17 : Topographie de l'échantillon de SiON 2.6nm après claquage (claquage de type TDDB à 5.4V)

Dans notre cas, les bosses topographiques mesurées ont une surface de l'ordre de 2000 nm² loin de la surface de contact extrapolée de 10 nm². Cependant, il faut faire une différence entre la surface de ces bosses et la surface de contact électrique précédemment extrapolée. En effet, les bosses sont le résultat d'une dissipation d'énergie après l'augmentation abrupte du courant (correspondant à la partie de la courbe $i(t)$ lors de laquelle le calibre de détection sature), alors que le phénomène détecté lors du TDDB correspond au début du claquage. Ainsi, les bosses liées à l'énergie libérée lors de cette saturation peuvent s'étendre sur une surface plus importante que la surface de contact électrique initiale comme dans le cas du phénomène de DBIE.

3.6. Discussion et conséquences

Comme le montre cette étude sur le SiON, une même pente de Weibull ainsi qu'un facteur d'accélération semblable confirment l'hypothèse d'un mécanisme de claquage commun à l'échelle des composants ainsi qu'à l'échelle nanoscopique.

Une surface sous pointe de 10 nm^2 a été extraite, soit un volume sous la pointe d'une trentaine de nm^3 .

Le modèle le plus communément admis pour expliquer le caractère Weibullien de cette distribution est le modèle de percolation [Suñé][Degraeve] présenté dans le chapitre 1 de cette thèse. La pente β est reliée à la taille des défauts ainsi qu'à l'épaisseur de l'oxyde. Afin de reproduire cette dépendance, les auteurs ont extrait un rayon de défaut de $2,34 \text{ nm}$ ce qui correspond à un volume de 13 nm^3 pour un défaut. Ainsi, on peut placer au maximum 3 défauts dans le volume sous pointe.

Cependant, l'existence même d'une distribution statistique pour des surfaces nanométriques n'est possible que si le nombre de sites de défauts est assez grand.

Le nombre d'atomes sous la pointe, quant à lui, est de l'ordre de grandeur de quelques centaines. Un modèle statistique de défaillance pour les temps de claquage basé sur la création de défauts a besoin d'un nombre conséquent de sites de défaillance possibles. Cela implique que la densité des sites où une défaillance peut avoir lieu, doit être comparable à la densité atomique.

Ainsi, afin d'avoir une distribution statistique, la taille des défauts doit être celle d'un atome, très petite devant la taille déduite des modèles de percolation. Notons que le modèle filamentaire [Blonkowski] est cohérent avec cette taille de défauts puisqu'il donne des sites de nucléation de taille atomique.

3.7. Effet de l'échantillonnage sur les distributions des TTF

Afin d'étudier l'impact du nombre de tests réalisés pour obtenir la distribution des TTF, celui-ci a été augmenté, de façon à obtenir des statistiques plus fiables. Plus de 200 points de mesure ont été réalisés sur l'échantillon de SiON en utilisant le C-AFM à une tension de polarisation de $5,4\text{V}$ appliquée sur la pointe.

La distribution obtenue pour ces 200 points de test ne peut plus être approximée par une distribution de Weibull comme le montre la régression linéaire effectuée sur la partie droite de la figure 3.18.

Cependant, lorsque l'on trace cette distribution dans une échelle de type Log normale (où l'on trace le pourcentage de défaillance en échelle gaussienne en fonction du temps en échelle logarithmique), on obtient une représentation affine des TDDB. Les distributions de type log-normale pour les TDDB ont été rapportées [Roy], [Wu], et discutées [ThèseMonsieur].

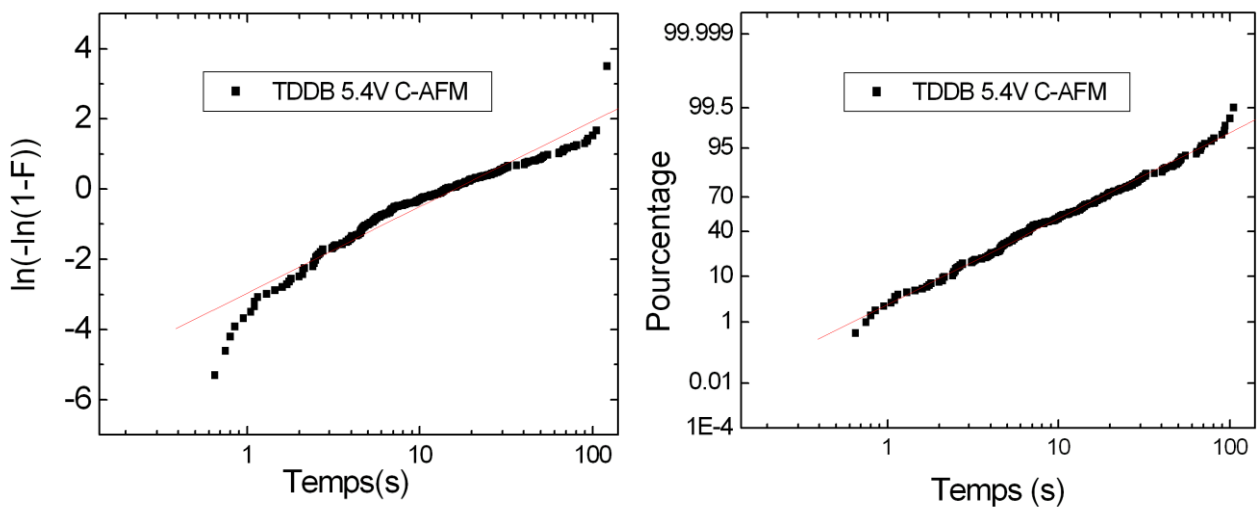


Figure 3.18 : Distribution des TDDB (200 mesures) dans une échelle Weibullienne (gauche) ou Log-Normale (droite)

Afin de comprendre l'impact du nombre de points sur la forme de la distribution, deux hypothèses ont été avancées, basées sur une convolution d'une distribution de Weibull avec un paramètre fluctuant : la surface ou l'épaisseur d'oxyde sous la pointe. En effet, la couche d'oxyde n'est pas uniforme à l'échelle nanoscopique. La mesure de la rugosité de surface rend compte de la différence des épaisseurs rencontrées.

Comme le montre la figure 3.18, la conséquence sur la mesure C-AFM est double. D'un côté la surface de contact Pointe/échantillon peut être variable du fait des effets de relief comme présenté à droite de la figure 3.19. Par contre, la distribution des surfaces de contact nous est inconnue puisqu'elle dépend du rayon de la pointe, de la surface topographique réelle de l'échantillon, de la déformation à l'échelle nanoscopique du matériau et de la force d'appui de la pointe.

Du fait de ces effets de bosses et de creux, la hauteur d'oxyde sous la pointe va elle aussi subir des variations. La distribution de la hauteur de l'oxyde est par contre mieux connue car directement mesurée par le C-AFM (Chapitre 2.3.4.2) et celle-ci suit une loi normale.

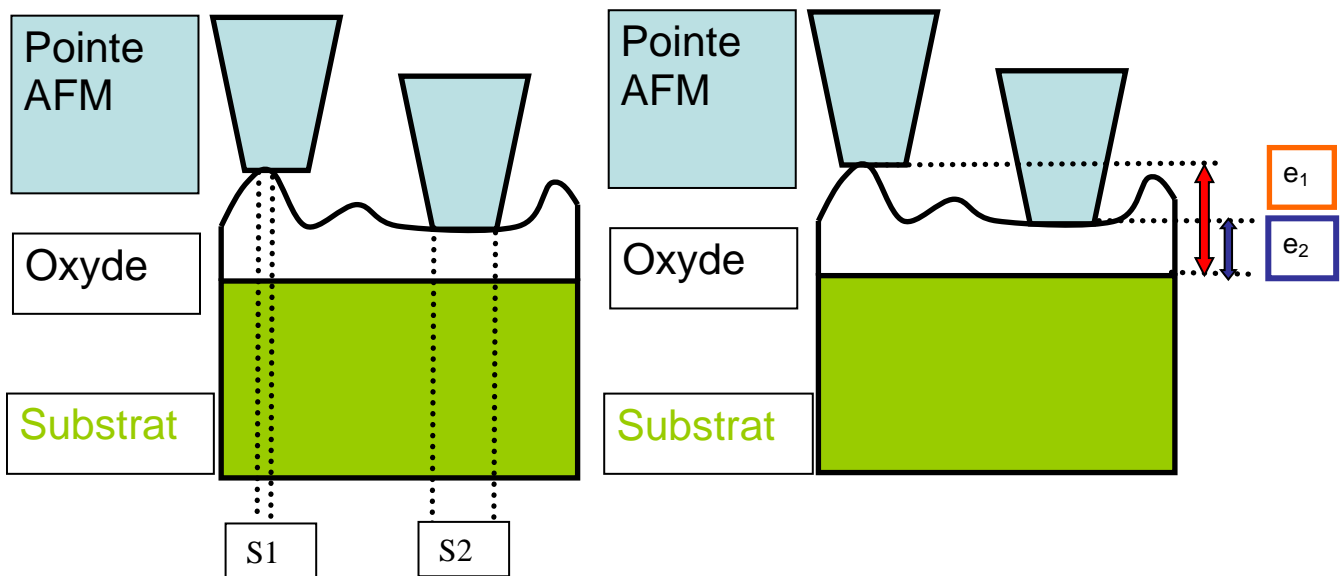


Figure 3.19 : Schéma représentant l'effet de la rugosité sur la variation de la surface sous pointe (gauche) et sur la variation de l'épaisseur d'oxyde sous pointe (droite).

3.7.1. Effet de la variation de la surface de contact

Ne connaissant pas la loi qui régit les distributions de surface de contact, on prendra une loi de type normale et une loi de type linéaire pour voir l'influence de la variation de la surface de contact sur les distributions des TTF.

Une simulation de type Monte Carlo sera alors utilisée afin de convoluer une distribution Weibullienne avec la distribution de la surface de contact. La première étape est la génération d'une distribution de temps de claquage de type Weibullienne, puis on génère les différentes lois de surface. Les temps de claquage sont multipliés aléatoirement avec les distributions de surface de contact générées aléatoirement suivant soit une distribution linéaire, soit une distribution normale.

La distribution linéaire correspond à un tirage uniforme entre 0 et 100 (et entre 0 et 10), la loi normale à une valeur moyenne de 50 et une déviation standard de 16 (et 5 et 1.6 respectivement).

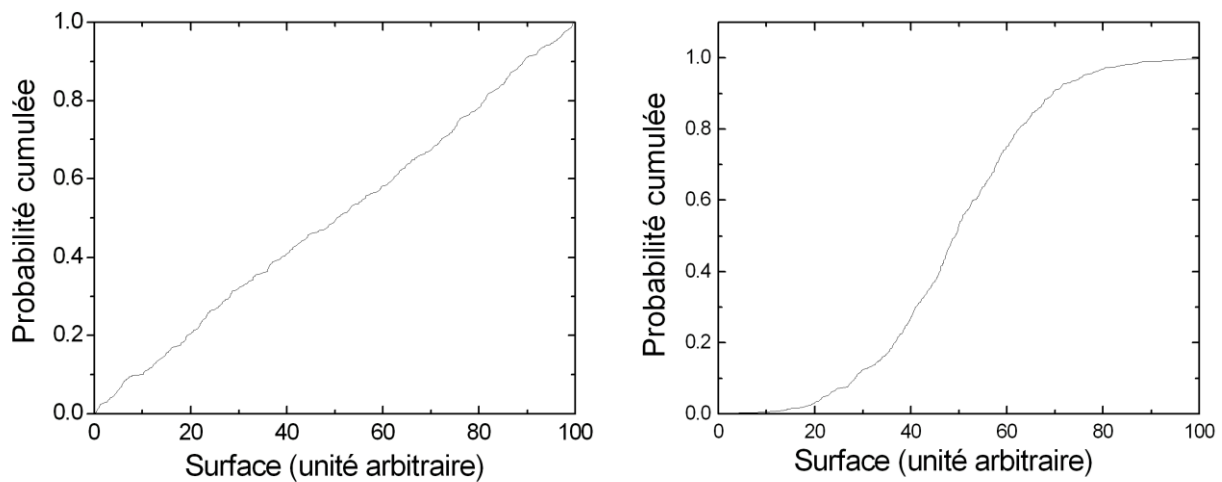


Figure 3.20 : Probabilités cumulées simulée à l'aide de Mathcad® de type linéaire à gauche et normale à droite. Dans les deux cas la valeur moyenne de la surface a été prise à 50. Ces distributions sont obtenues avec 500 tirages.

La distribution linéaire de gauche de la figure 3.20 n'est pas parfaitement droite, ceci vient du fait que l'on utilise des algorithmes effectuant des tirages aléatoires et non pas une loi analytique afin d'effectuer la simulation.

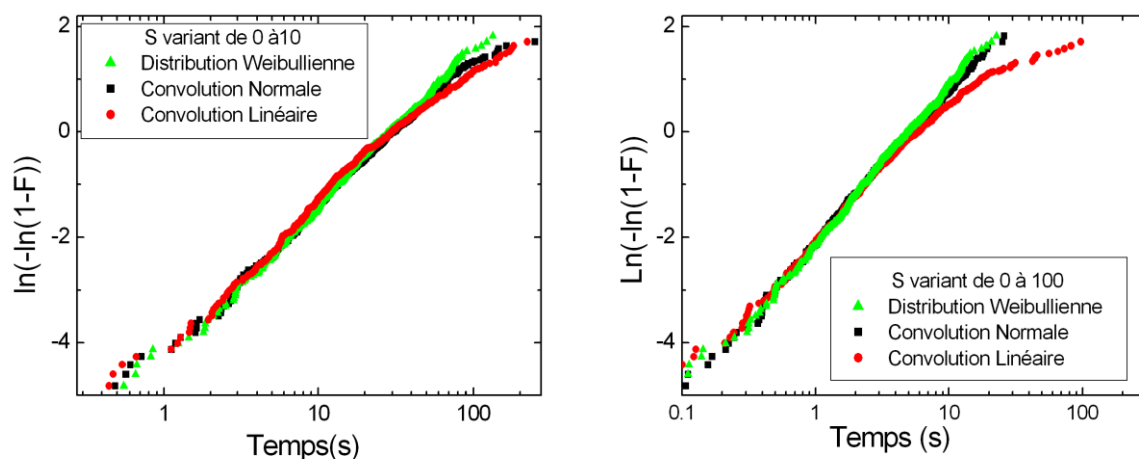


Figure 3.21 : Distribution des temps au claquage convoluée par des distributions de surface linéaire ou normale simulée à l'aide de Mathcad® pour des petites variations de surface (à gauche) et pour des variations plus importantes.

Pour une variation de la surface limitée (de 0 à 10), l'effet sur la convolution reste limité comme le montre la partie gauche de la figure 3.21. Pour une variation de la surface plus

importante (entre 0 et 100), la distribution Weibullienne commence à se déformer lorsqu'on la convolue avec une variation de surface linéaire. Pour les hauts percentiles, la distribution rouge présente un écart par rapport à une distribution de Weibull. Comme dans le cas de l'expérience présentée en 3.18, les hauts percentiles sont décalés par rapport à une distribution Weibullienne. Cependant, les faibles percentiles ne sont pas impactés par cette convolution et ceci est valable même pour une forte variation de la surface contrairement à l'expérience présentée sur la figure 3.18.

3.7.2. Influence de la variation d'épaisseur

La distribution de la variation de l'épaisseur sur notre échantillon de 2,6nm de SiON est connue puisqu'elle nous est fournie par le C-AFM en mode topographie. La distribution des temps de claquage est cette fois-ci simulée en faisant varier, non plus la surface de contact mais l'épaisseur d'oxyde t_{ox} . Des études comparables ont déjà été menées à l'échelle macroscopique [Wu], [Roy]. Dans ces études, la distribution des épaisseurs était mesurée en simulant le courant tunnel qui est dépendant de l'épaisseur (équation 1.4).

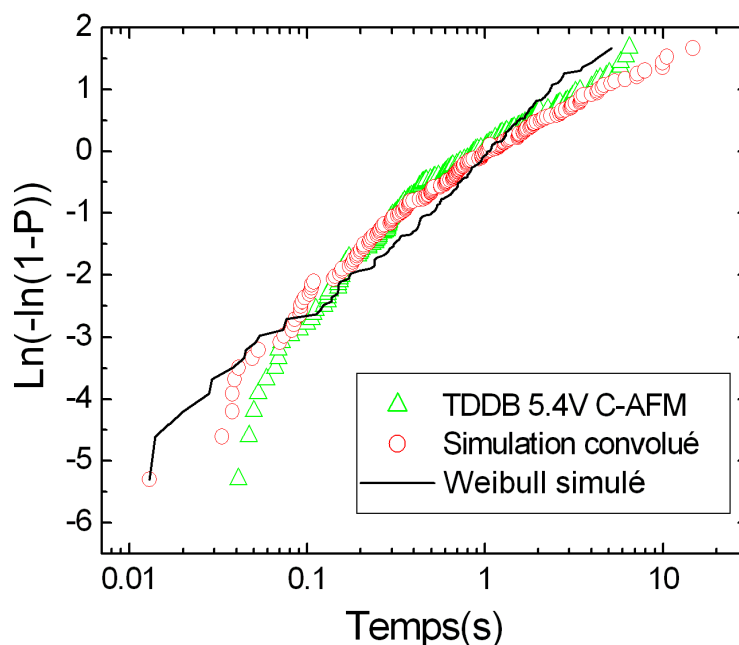


Figure 3.22 : Représentation de Weibull de la distribution obtenue par C-AFM sur du SiON 2,6nm (200 points de mesures) et simulation d'une distribution de Weibull convoluée avec une loi normale.

Dans notre simulation, nous considérons que t_{ox} suit une loi normale centrée autour de 2,6 nm avec un écart type de $\sigma = 0,05 \text{ \AA}$ afin de reproduire nos données.

Cette valeur est à comparer avec celle mesurée par le C-AFM en mode contact lors des mesures de rugosité de surface (figure 2.19). Dans ce cas, la distribution est la même mais avec un écart type de $\sigma = 0,084 \text{ \AA}$. Cependant, l'ordre de grandeur de l'écart type est tout à fait comparable.

Une explication possible pour cette déformation de la distribution de Weibull en fonction du nombre de points de mesure peut donc être l'effet de la rugosité de surface de l'échantillon plutôt que l'effet d'une variation de la surface de contact pointe/échantillon.

Ainsi, la distribution des temps de claquage est bien une distribution de type Weibullienne.

Les distributions log-normales enregistrées sont dues à la convolution de la distribution Weibullienne des temps de claquage par la distribution normale de l'épaisseur de la couche d'oxyde.

3.8. Influence de la force d'appui

La force d'appui est un paramètre contrôlable grâce à l'asservissement opéré sur le positionnement de la pointe C-AFM. La surface théorique de contact en fonction de la force appliquée est présentée sur la figure 2.5 du second chapitre de ce manuscrit.

Nous avons donc proposé de faire varier la force appliquée sur la pointe C-AFM et de mesurer l'impact de ce paramètre sur les distributions des TDDB.

On pourra ainsi, en utilisant la mise à l'échelle en surface entre deux distributions des TDDB obtenues pour deux forces d'appui différentes, avoir le rapport des surfaces.

Pour ces forces d'appui aucune déformation morphologique de la couche n'est constaté après des expériences approche/retrait. Ceci laisse penser que la pointe ne pénètre que légèrement dans la couche d'oxyde et que l'on est encore dans le domaine d'élasticité de la couche étudiée.

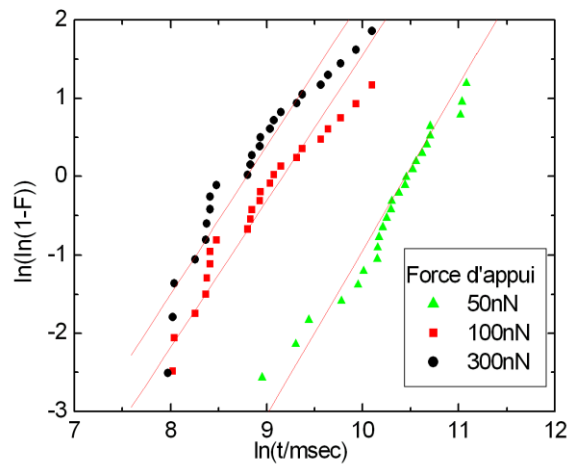


Figure 3.23 : Distribution des TTF mesurée par C-AFM sur du SiON 2.6nm pour différentes forces d'appui.

On peut noter sur la figure 3.23, un décalage des distributions temporelles en fonction de la force appliquée. Plus on exerce une force importante, plus les temps de claquage sont courts et ainsi plus la surface de test est importante.

Les rapports théorique (obtenu en utilisant la formule 2.2) et expérimental des surfaces (obtenu grâce à la mise à l'échelle en surface) sont rapportés dans le tableau 3.1 On remarque que la tendance expérimentale et théorique concordent mais des écarts d'une trentaine de pourcents au maximum existent.

Force	Rapport théorique des surfaces de contact	Rapport expérimental des surfaces de contact
300nN / 50nN	3,3	4,26
300nN / 100 nN	1,33	1,29
100nN / 50nN	2,5	3,29

Tableau 3.1 : rapport théorique et expérimental des surfaces obtenu grâce a la mise a l'échelle en surface

Cela peut être dû à la pénétration de la pointe C-AFM dans l'oxyde qui sera plus élevée lors de l'application d'une force plus importante. Ainsi la rupture diélectrique arrivera plus

rapidement laissant croire que la surface de test expérimentale est plus importante que la surface de contact théorique.

Afin d'obtenir des résultats répétables, il est donc crucial de garantir un contrôle précis de la force appliquée.

Dans le cadre de ce travail, la force d'appui a été choisie pour respecter 2 critères qui étaient :

- d'avoir un bon contact entre la pointe et l'échantillon,
- de ne pas avoir une pénétration trop importante de la pointe dans l'échantillon.

Expérimentalement, nous avons rapporté que la pointe pouvait perdre le contact avec l'échantillon pour des forces d'appui inférieures à 10nN. Pour des forces d'appui de 20nN, nous n'avons jamais rapporté de perte de contact durant les expériences.

Pour une force d'appui de 20nN avec une surface sous pointe de 10nm², on applique une contrainte de 2GPa ($2\text{GPa}=20\text{nN}/10\text{nm}^2$) sur l'échantillon à tester.

Connaissant le module de Young de l'oxyde à étudier, on peut en déduire grossièrement la déformation engendrée par l'application de cette contrainte. En prenant du SiO₂ qui a un module de Young de 68GPa, cela induirait une déformation relative de 3% environ de la couche sous contrainte.

A titre d'exemple, en appliquant une force de 300nN, on devrait théoriquement avoir une déformation relative de 30% de l'oxyde sous contrainte.

Ainsi, le choix d'une force d'appui de 20nN permet d'avoir un bon contact avec l'échantillon et dans le même temps, de ne pas induire une déformation trop importante de la couche d'oxyde à étudier.

3.9. Conclusion

Une comparaison systématique des distributions des temps de claquage a été effectuée à l'échelle nanoscopique et à l'échelle micrométrique. Pour les deux échelles, une distribution Weibullienne a été rapportée avec une même pente.

Les facteurs d'accélération en tension extraits pour les trois surfaces de test peuvent être reproduits par une loi en puissance de la tension appliquée et cela avec un facteur de puissance très proche.

La mise à l'échelle en surface a permis d'extrapoler une surface sous pointe d'environ 10nm^2 montrant un mécanisme commun aux différentes échelles pour la rupture diélectrique.

Une taille atomique des défauts a été déduite, remettant en cause la taille des défauts de l'ordre d'une dizaine de nm^3 déduite du modèle de percolation.

Les facteurs influents propres au C-AFM (la surface effective sous pointe et la force d'appui) ont été discutés et les conditions optimales des forces d'appui ont été déterminées.

L'influence de la rugosité de surface et celle d'une variation de la surface sous la pointe sur les distributions des temps au claquage ont été discutées. Il ressort que l'effet de l'épaisseur est prédominant dans notre étude.

Bibliographie du chapitre 3 par ordre alphabétique

- [Blasco] X. Blasco, M. Nafria, X. Aymerich, J. Petry, W. Vandervorst “Breakdown spots of ultra-thin (EOT<1.5nm) HfO₂/SiO₂ stacks observed with enhanced C-AFM” *Microelectronics Reliability* 45, (2005), 811–814
- [Blonkowski] S. Blonkowski, *J. Appl. Phys* 107, 084109, “Filamentary model of dielectric breakdown » (2010)
- [Degraeve] R. Degraeve, G. Groeseneken, R. Bellens, M. Depas, H.E. Maes, “A consistent model for the thickness dependence of intrinsic breakdown in ultra thin oxides”, *IEEE Inter. Elec. Dev. Meet. Tech. Dig.*, p. 863-868, 1995.
- [Frammelsberger] W. Frammelsberger, G. Benstetter, J. Kiely, R. Stamp, “C-AFM-based thickness determination of thin and ultra-thin SiO₂ films by use of different conductive-coated probe tips” *Applied Surface Science* 253, 3615-3626 (2007)
- [Hourani] W. Hourani, B. Gautier, L. Militaru, D. Albertini, A. Descamps Mandine, “Study of the physical and electrical degradation of thin oxide films by atomic force microscope” *J. Vac. Sci. Technol. B* (2011) 29.p.01AA06-1–8.
- [Lucovsky] G. Lucovsky and al, “Separate and independent reductions in direct tunneling in oxide/nitride stacks with monolayer interface nitridation associated with the (i) interface nitridation and (ii) increased physical thickness” p.1163 *J. Vac. Sci. Technol A* 18.4, (Jul/Aug 2000)
- [Ng] C. Y. Ng, T. P. Chen and C. H. Ang, *Smart Mater. Struct.* 15, S39-S42, (2006)
- [Pey] K. L. Pey, C. H. Tung, M. K. Radhakrishnan, L. J. Tang, and W. H. Lin, “Dielectric breakdown induced epitaxy in ultrathin gate oxide—A reliability concern,” in *Proc. Int. Electron Devices Meeting IEDM*, 2002, pp. 163–166.
- [Pey2007] K. L. Pey and C. H. Tung “Physical characterization of breakdown in MOS transistor” *Nanotechnology* 4, no. 4, pp. 347, 2007.
- [Pic] D. Pic, D. Goguenheim, J.L. Ogier, “Assessment to temperature and voltage accelerating factors for 2.3–3.2nm SiO₂ thin oxides stressed to hard breakdown” *Microelectronics Reliability* 48 (2008) 335–341
- [Polspoel] W. Polspoel, W. Vandervorst, L. Aguilera, M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich, “Nanometer-scale leakage measurements in high vacuum on de-processed high-*k* capacitors » *Micoelectron. Reliab.* 48, 1521, (2008)

-
- [Roy] D.Roy, S.Bruyere, E.Vincent, F.Monsieur, “Series resistance and oxide thickness spread influence on Weibull breakdown distribution: New experimental correction for reliability projection improvement » *Micoelectron. Reliab* 42 1497-1500 (2002)
- [Sire] C. Sire, S. Blonkowski, M. Gordon, and T. Baron, “Statistics of electrical breakdown field in HfO₂ and SiO₂ films from millimetre to nanometer length scales” *Applied Physics Letter* **91**, 242905 (2007)
- [Suñé] J. Suñé, «New Physics-based analytic approach to the thin oxide breakdown statistics”, *IEEE Trans. Electron Devices letters*, vol 22 (6), june 2001 pp :296-298
- [ThèseMonsieur] F. Monsieur, Thèse de doctorat de l’Institut National Polytechnique de Grenoble, France, 2002 « Etude des mécanismes de dégradation lors du claquage des oxydes de grille ultras minces. Application à la fiabilité des technologies CMOS sub - 0.12µm ».
- [ThèseRibes] G.Ribes, Thèse de doctorat de l’Institut National Polytechnique de Grenoble, France, 2005 « Caractérisation et fiabilité des oxydes ultras fins et des diélectriques à fortes permittivité issue des technologies CMOS 45nm et en deçà »
- [ThèseSire] C. Sire, Thèse de doctorat de l’Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2009 « Propriétés électriques à l’échelle nanométrique des diélectriques dans les structures MIM et MOS »
- [Tung] C. Tung et al., “Percolation path and dielectric-breakdown-induced-epitaxy evolution during ultrathin gate dielectric breakdown transient” *Appl. Phys. Lett.* 83 (11) (2003) p:2223.
- [Wu] ErnestY. Wu, Edward J. Nowak, Rolf-PeterVollertsen, and L.-K.Han, “Weibull Breakdown Characteristics and Oxide Thickness Uniformity” *IEEE Trans. Elec. Dev.*, vol.47, N°.12, December (2000) p:2301-2309

4. Effet d'un champ électrique variable dans le temps sur la rupture diélectrique : Mise en évidence et modélisation d'un phénomène de résistance différentielle négative avant claquage

4.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, le C-AFM a été validé comme un outil permettant d'effectuer des mesures de rupture diélectrique à l'échelle nanométrique sans avoir à réaliser complètement le composant [Olbrich], [Porti02]. Un mécanisme commun pour le phénomène de rupture diélectrique à l'échelle nanoscopique et à l'échelle micrométrique des composants a été établi. De plus, les tests CVS à l'échelle nanoscopique ont par ailleurs permis de voir un phénomène de dégradation avant claquage plus progressif que dans le cas de test à l'échelle macroscopique (figure 3.12). Du fait de la faible surface sous pointe lors de test utilisant le C-AFM (10nm^2), la contribution due à un courant de type Fowler-Nordheim est moins importante que lors de tests macroscopiques. Ainsi, les phénomènes de dégradation sont moins masqués par le courant tunnel lors de mesures C-AFM que lors de mesures effectuées à des dimensions micrométriques.

Le but de ce chapitre est d'étudier cette dégradation à l'échelle locale en bénéficiant des avantages du C-AFM. Pour ce faire, des mesures de type RVS, comme définies dans le chapitre 1.2.3.2, seront utilisées avec différentes conditions de rampe.

L'AFM sous UHV a déjà été utilisé intensivement pour effectuer des mesures de type RVS. Des courants non ohmiques après claquage ont été mesurés quelle que soit la nature de l'oxyde sur un substrat métallique [Kim] ou en silicium [Shea], [Porti2b], [Aguilera06], [Wu] et ceci pour des oxydes de type SiO_2 [Shea], [Porti2b], [Aguilera06], [Wu], HfO_2 [Yamamura], [Aguilera09], [Sasaki], [Sire] et une structure $\text{Pt}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}/\text{Ru}$ [Kim]. Ce courant post-claquage est selon la littérature dépendant de la limite de courant imposée par l'appareil de mesure (compliance) lors du claquage [Porti03].

Dans ce chapitre, nous nous attarderons sur l'origine ainsi que sur la dynamique du courant avant claquage en modifiant la durée du pas en tension (S_d) et la tension maximale (V_{max}) de cette rampe en tension.

4.2. Observation expérimentale

La rampe en tension appliquée est du type de celle présentée sur la figure 1.14 du chapitre 1. La tension augmente en escalier jusqu'à une tension maximale puis la rampe décroît d'une manière symétrique à la montée. Dans toute cette étude, la hauteur du pas en tension (S_h) est conservée à 0,1V. La figure 4.1 montre 4 différentes caractéristiques I(V) obtenues lors de l'application de 4 rampes en tension différentes sur du SiON de 2,6nm d'épaisseur et en insert une caractéristique I(V) obtenue sur du SiO₂ de 2nm (oxyde thermique).

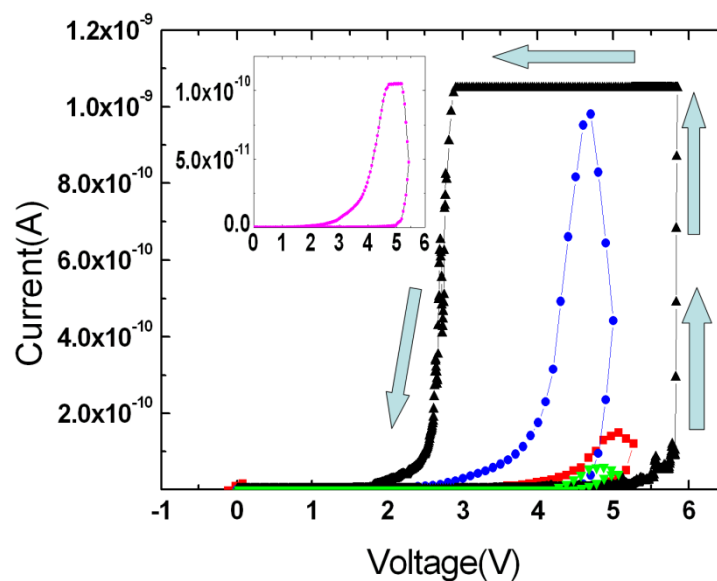


Figure 4.1 : Caractéristique courant-tension obtenue sur du SiON de 2,6nm par C-AFM en appliquant 4 rampes en tension différentes. ▲1: $S_d=50ms$ $V_{max}=6.1V$; ■2: $S_d=50ms$ $V_{max}=5.3V$; ▼3: $S_d=50ms$ $V_{max} = 5V$; ●4: $S_d=1600ms$ $V_{max} = 5V$. Les flèches indiquent le sens de la rampe. Dans l'insert une mesure C-AFM sur du SiO₂ (2nm) avec $S_d=500ms$; $V_{max}=5.3V$

Pour la mesure I (V) n°1 (triangle sur la figure 4.1), une rampe avec une durée de pas ($S_d=50ms$) et une forte tension maximale (6.1V) est appliquée. Un claquage diélectrique franc se produit puis lorsque l'on décroît la rampe en tension, l'appareil de mesure est saturé pendant plusieurs volts. Enfin, on observe une décroissance du courant avec la tension qui est similaire à des mesures utilisant le C-AFM précédemment publiées [Wu].

La caractéristique I (V) n°2 (carré sur la figure 4.1) correspond à une rampe similaire à la mesure précédente, seule la tension maximale appliquée est plus faible ($V_{max} = 5.3V$). Dans ce cas, une tension V_{max} , inférieure que dans le cas du n°1, a été choisie afin d'éviter la

rupture diélectrique. On peut voir, dans ce cas, que lorsque l'on commence la décroissance de la rampe, le courant continue d'augmenter pendant quelques pas de tension. Ceci correspond à l'apparition d'une résistance différentielle négative ou (Negative Differential Resistance NDR).

Une caractéristique obtenue sur du SiO₂ est présentée dans l'insert de la figure 4.1. Le phénomène de NDR est donc général et ne dépend donc pas, par exemple, de l'azote ajouté lors de l'étape de nitruration de l'oxyde.

Les caractéristiques n° 3 et 4 (figure 4.1) correspondent à des rampes de tension où Sd =50ms et Sd=1600ms avec la même tension maximale appliquée V_{max} (5V). En diminuant la vitesse de rampe et ce, pour une même tension maximale appliquée, ce phénomène de NDR est amplifié. Après avoir atteint un maximum en courant pour une tension inférieure à V_{max}, le courant décroît avec la tension. Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéresserons aux modèles existants de résistance différentielle négative. Afin de comprendre ce phénomène de NDR, nous avons dans un premier temps utilisé les modèles existants afin de simuler ce comportement dans nos caractéristiques I(V).

4.3. Modèles existants de résistance différentielle Négative

Des résistances différentielles négatives durant des étapes dites de « formation de chemin conducteur (forming) » sur des oxydes épais, ont déjà été rapportées comme sur du SiO₂, Al₂O₃, ZrO₂, TiO₂ [Hichmott], SiO_x [Ismail] et sur un empilement de Pt/Al₂O₃/TiO₂/Ru [Kim]. Différents modèles, pour décrire cette NDR, existent pour les couches épaisses comme des modèles basés sur des effets électrothermiques [Coelho81], [Goffaux82] ou de déplacement de charges [Ridley] [O'Dwyer] dans des canaux conducteurs. Ces deux modèles sont détaillés ci-dessous.

4.3.1. Modèle électrothermique

Ce modèle présenté initialement par Coelho et Goffaux [Goffaux82], étudie le courant de conduction dans des films isolants non homogènes soumis à un fort champ, ce qui correspond au cadre de notre étude. Selon les auteurs, « Le modèle repose sur les interactions existantes entre les électrons mobiles, les électrons piégés dans les états de surface localisés (interface, zone cristalline) et des ions mobiles résiduels ou créés par électrodissoziation ».

Ces interactions pouvant aboutir à la formation de canaux par lesquels l'énergie accumulée dans l'échantillon pourrait se dissiper.

Les auteurs assimilent le canal à un cylindre de longueur L et de rayon R avec une conductivité dans le canal σ_{cond} supérieure à la conductivité σ_0 de la couche isolante. Dans le canal, la conductivité va évoluer avec la température T en suivant la loi de Wagner. On obtient donc :

$$\sigma_{cond}(T) = \sigma_0 \exp[(T - T_0) / \theta] \quad [4.1]$$

Où T_0 est la température ambiante, $\sigma_{cond}(T_0) = \sigma_0$ et θ est une constante de température. Les auteurs introduisent cette relation de la conductivité en fonction de la température dans l'équation de conservation de la chaleur. Une expression de la conductivité en fonction du rayon considéré est extraite de cette équation de la chaleur.

Enfin, le courant circulant dans un canal peut s'écrire en fonction de la conductivité. En intégrant sur le rayon R du canal de conduction, les auteurs ont extrait une formule liant $v = V/V_c$ à $i = I/I_c$ où v et i sont des variables réduites.

I_c et V_c correspondent au courant et à la tension critique à partir desquels la résistance différentielle de la caractéristique devient négative et

$$v = \frac{2i}{1 + i^2} \quad [4.2]$$

Physiquement, la NDR dans ce cas est due à une augmentation de la température dans le canal qui compense la décroissance en tension. Plus le courant dans le canal est élevé, plus celui-ci s'échauffe. L'échauffement du canal induit une augmentation de la conductivité et ainsi encore plus de courant peut passer dans le canal du fait de la diminution de la résistivité. Quand la rampe en tension est inversée le courant peut ainsi continuer à augmenter.

La théorie fut alors comparée à notre expérience mais l'utilisation de ce modèle n'arrive pas à reproduire nos caractéristiques $I(V)$ comme le montre la figure 4.2

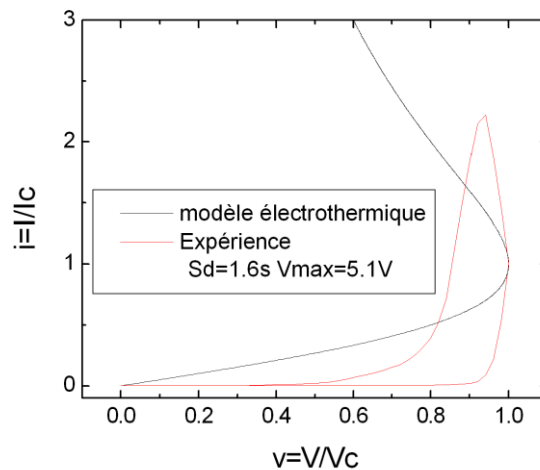


Figure 4.2 : Expérience avec $Sd=1.6s$ et $Vmax=5.1V$ et tentative de simulation en utilisant le modèle électrothermique de Coelho [Coelho].

4.3.2. Modèle de déplacement de charges dans un canal conducteur

[Ridley] décrit deux types de résistance différentielle négative : l'une contrôlée par le courant et l'autre par la tension. Il s'attache à décrire la conséquence de la création d'une résistance différentielle négative. La création de la résistance différentielle négative contrôlée par le courant résulte, selon l'auteur, dans la création d'un filament conducteur constitué de charges.

Lors de la création d'une NDR par l'application d'une tension, des zones de champ fort et de champ plus faible sont créées.

Cependant, les courbes de NDR correspondant à notre expérience sont celles que les auteurs décrivent comme étant contrôlées par l'application d'un courant. Or, dans notre expérience, nous appliquons une tension. De plus, [Ridley], ne donne pas de relation analytique reliant le courant à la tension.

4.3.3. Conclusion

Ne parvenant pas à reproduire nos expériences avec les modèles existants, nous avons dans un premier temps essayé de modéliser le courant décroissant post NDR.

4.4. Modélisation du courant retour : courant TAT et TTAT

Une caractéristique $I(V)$ semblable à la n°1 dans la figure 4.1 a déjà été rapportée dans la littérature. La partie de cette caractéristique pour laquelle le courant décroît avec la tension (post NDR) a été interprétée comme un courant de conduction de type TTAT [Wu] (équation 1.7). Afin d'obtenir une conduction de défaut en défaut sans perte (c'est-à-dire que tous les électrons passent successivement par tous les défauts) comme présentée dans ce modèle, les défauts se doivent d'être alignés.

Nous allons dans la première partie de ce paragraphe simuler le courant retour de la caractéristique n° 4 (i.e. le courant post NDR) par du courant de type TTAT [Wu] (formules 1.7 et 1.8) et TAT [Ricco] (formule 1.6).

Pour les 2 modèles, la masse effective des électrons à l'interface Si/SiON a été prise comme $m_{ox}=0,45 \times m_e$ [Lucovsky] et la barrière de potentiel comme $\Phi_L=\Phi_b=3,2\text{eV}$ en accord avec des données précédemment publiées [Ng]. Les valeurs de $\Phi_{R,T}$ sont dépendantes de l'évolution de la tension à travers l'oxyde (on suppose une décroissance linéaire de la tension dans l'oxyde) et de la localisation des pièges.

Dans le modèle TAT, les défauts ne sont pas alignés mais distribués aléatoirement dans la couche d'oxyde.

Les paramètres extraits de la modélisation de la courbe $I(V)$ n°4 dans le cas d'un modèle TAT donne $n_t=10^{17} \text{ m}^{-2}$, $v = 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\Phi_b = 3,2 \text{ eV}$ et $\sigma_{capt} = 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$. La valeur σ_{capt} qui est la section efficace du défaut est étonnamment élevée, on s'attendrait plutôt à des valeurs typiques de l'ordre de 10^{-15} à 10^{-18} cm^{-2} .

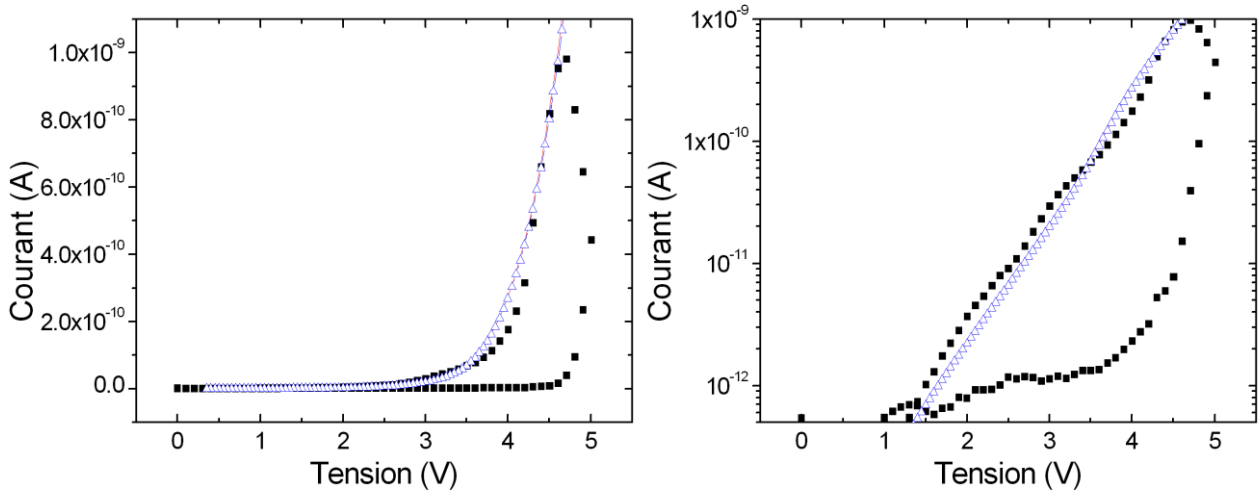


Figure 4.3 : Comparaison de la simulation du courant TTAT et TAT à 6 pièges avec le courant post NDR expérimental obtenu sur du SiON lors d'un RVS avec $S_d=1600ms$, $V_{max}=5V$. Les deux modèles sont indistinguables. ■ Expérience $S_d=1600ms$, $V_{max}=5V$; ▲ TTAT Simulation avec $\Phi_{L,T,R}=3,2 ; 2,8 ; 2,1$ eV et $T_{L,T,R}=6 ; 6 ; 14$ Å — modèle TAT à 6 pièges avec $\Phi_b=3$ eV pour tous les pièges et une distance entre les pièges de 2 Å. A gauche en échelle linéaire et à droite en échelle logarithmique.

Pour le modèle TTAT, les valeurs des paramètres issues des ajustements avec les caractéristiques expérimentales sont les suivantes $\Phi_{L,T,R}=3,2 ; 2,8 ; 2,1$ eV, $T_{L,T,R}=6 ; 6 ; 14$ Å et $N_T=0,3$ ($\sigma_{capt} = 3 \times 10^{-19} m^2$). La comparaison des valeurs de σ_{capt} indique que le modèle TTAT est plus approprié ($\sigma_{capt} = 3 \times 10^{-19} m^2$), pour décrire le courant retour des I(V) expérimentaux, que le TAT ($\sigma_{capt} = 10^{-7} m^2$). En effet, il semble peu probable qu'un piège de taille au maximum nanométrique puisse capter des électrons sur une surface de $10^{-7} m^2$.

Selon nos résultats de modélisation ($T_{L,T,R}=6 ; 6 ; 14$ Å) et les valeurs publiées dans [Wu], les défauts dans le modèle TTAT sont situés très proches les uns des autres et doivent aussi être proches de l'électrode polarisée négativement. Il est alors important de soulever le fait qu'en vertu de la condition d'équilibre, le courant est majoritairement contrôlé par la position du dernier défaut. Ainsi, comme $T_R \gg T_L$ et T_T , P_R a une valeur faible par rapport à P_T et P_L et ainsi en vertu de l'équation (1.7) : $J_{TAT} \sim P_R$.

Afin de montrer le fait que le courant est limité par les derniers défauts, nous avons généralisé le modèle TTAT pour n défauts. Dans ce cas, le courant NTAT s'écrit selon l'équation 1.9.

Comme exemple, nous avons simulé un courant avec 6 défauts répartis à distances égales les uns des autres (2Å) dans la couche d'oxyde et nous l'avons comparé à la simulation précédente à 2 défauts. Il faut noter que dans les deux cas, la place du dernier défaut ne change pas et nous avons aussi pris $\Phi_R=2,1eV$ comme dans du courant TTAT.

Les résultats de simulation dans le cas de 6 défauts alignés (obtenus en utilisant l'équation 1.9) sont indistinguables de la simulation obtenue dans le cas d'un courant TTAT comme le montre la courbe 4.3 où les deux courants simulés sont présentés. Cela confirme bien que le courant est bien contrôlé par la position du dernier défaut.

Nous avons calculé qu'avec 6 défauts espacés d'une distance atomique ou 2 défauts avec $T_{L,T,R}=6; 6; 14 \text{ \AA}$, le courant post NDR est équivalent à un courant de type Fowler Nordheim émis d'un filament avec une surface relative N_T et une longueur $t_{ox}-t_R$ (t_{ox} étant l'épaisseur du diélectrique). Ceci est équivalent à un modèle filamenteux proposé par Halimaoui et al. [Halimaoui] traitant d'une interprétation du courant SILC (Stress Induced Leakage Current).

Pour résumer, le modèle filamenteux et le modèle TTAT avec des défauts alignés sont équivalents pour décrire le courant post NDR contrairement au courant TAT pour lequel les défauts sont générés aléatoirement dans la couche d'oxyde.

Cette conclusion nous incite à considérer l'alignement des défauts comme un filament dans le cas du courant TTAT. Ainsi l'étude de la dynamique de la NDR sera étudiée comme une cinétique de croissance filamenteuse plutôt qu'une génération aléatoire de défauts comme dans le cas du TAT. Ceci est le sujet du paragraphe suivant.

4.5. Modèle de croissance filamenteuse

La nucléation est définie comme la création extrêmement localisée d'une phase thermodynamique distincte dans une autre phase. Un exemple pratique du phénomène de nucléation est la formation de bulles de dioxyde de carbone lors de l'ouverture d'une bouteille d'eau gazeuse. Un autre exemple est la formation d'une phase cristalline dans un matériau amorphe.

Dans notre cas, on considérera que les deux phases thermodynamiques correspondent à un filament conducteur et au diélectrique isolant respectivement. Comme montré dans le chapitre 1.4.3, on se basera sur un modèle de croissance filamenteuse assisté par nucléation pour décrire ce phénomène de NDR.

Une approche de nucléation assistée par champ a déjà été utilisée pour décrire le phénomène de transition de phase dans les mémoires de type PCM (Phase Change Memories) [Karpov08-b], [Karpov08] ou plus récemment dans la description du claquage diélectrique [Blonkowski].

Selon Karpov [Karpov08-b], [Karpov08], on assimilera le filament conducteur comme un cylindre de hauteur h et de rayon R .

L'énergie libre F_{cyl} pour former ce type de cylindre s'écrit :

$$F_{cyl} = 2\pi R h \sigma - \pi R^2 h \mu - \frac{E^2 \varepsilon_0 \pi h^3}{2} \quad [4.3]$$

Dans cette équation, σ est la tension de surface et μ la différence de potentiel chimique entre le filament conducteur et le diélectrique.

On voit qu'en augmentant le champ E dans l'équation 4.3 on réduit l'énergie libre F_{cyl} , ainsi la croissance du filament est facilitée.

En utilisant une approche théorique similaire à [Karpov07], on peut obtenir une expression pour la barrière de nucléation W_{cyl} en minimisant l'énergie libre.

$$W_{cyl} = \frac{1}{E} \sqrt{\frac{W_0}{R_0^3}} \times \frac{1}{3\pi\varepsilon\varepsilon_0} \text{ avec } W_0 = \frac{2\pi R_0^3 \mu}{3}, R_0 = \frac{\sigma}{\mu}, \quad [4.4]$$

on a alors $W_{cyl} = \frac{E_h}{E} W_0$ où $E_h = \sqrt{\frac{2\mu}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{W_0}{3\pi\varepsilon_0 R_0^3}}$

Où R_0 est le rayon de nucléation et W_0 est la barrière de nucléation lorsqu'aucun champ n'est appliqué.

Le concept de changement de phase induit par nucléation donne un temps caractéristique donné par [Karpov07], [Karpov08] :

$$\tau(E(t)) = \tau_0 \frac{S_0}{S_1} \exp\left(\frac{W_{cyl}}{kTE(t)}\right) = \tau_0 \frac{S_0}{S_1} \exp\left(\frac{E_h W_0}{kTE(t)}\right) \quad [4.5]$$

Le facteur pre-exponentiel τ_0 est du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de la vibration du réseau (10^{-13} s). Selon l'équation 4.5, on peut définir un champ caractéristique :

$$A = \frac{E_h W_0}{kT} \quad [4.6]$$

Plus le champ électrique est élevé et plus la barrière de nucléation W_{cyl} est petite. Ainsi, le temps caractéristique de nucléation diminue avec le champ électrique imposé.

La figure 4.4 représente schématiquement le filament conducteur pour deux longueurs $X(t)$ différentes.

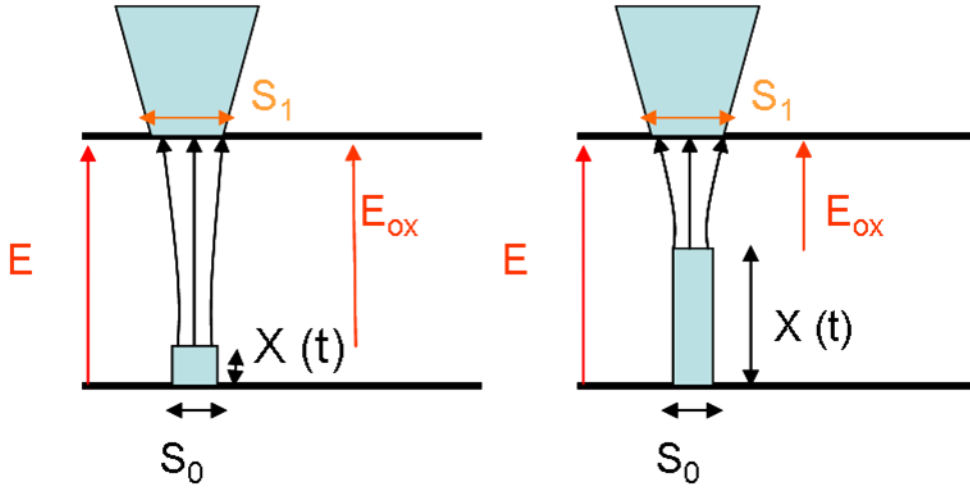


Figure 4.4 : Schéma de principe montrant la croissance filamentaire dans l'oxyde. E_{ox} augmente avec la longueur du filament $X(t)$ donnée dans l'équation 4.7. E est le champ électrique à travers t_{ox} . Lorsque la tension V est appliquée. S_1 est la surface sous la pointe et S_0 la section du filament.

Le filament est décrit par sa hauteur $X(t)$ ainsi que sa surface S_0 . On appelle S_1 la surface sous pointe, E le champ électrique appliqué et E_{ox} le champ électrique entre l'apex du filament et la pointe C-AFM. On suppose que $X(t)$ suit la cinétique de nucléation décrite par une loi unidimensionnelle de Kolmogorov-Avrami-Johnson-Mehl (KAJM) [KAJM].

$$X(t, E) = X_0(1 - \exp(-t/\tau(E))) \quad [4.7]$$

L'équation 4.7 décrit la probabilité que le filament ait atteint une longueur $X(t)$ à l'instant t . Comme la couche d'oxyde est très fine, on suppose que le filament croît verticalement. Le claquage diélectrique survient lorsque le filament traverse la couche diélectrique, c'est à dire lorsque $X(t) \sim X_0$. Dans le cas d'une couche fine X_0 sera l'épaisseur de la couche. Le champ électrique $E(t)$ est par définition relié à la rampe en tension appliquée $V(t)$.

$$E(t) = \frac{V(t)}{t_{ox}} = \frac{s_H}{t_{ox}} \left\{ \sum_{j=0}^{VM_{max}/2s_H} H(t - j \cdot s_D) - \sum_{j=VM_{max}/2s_H}^{VM_{max}/s_H} H(t - j \cdot s_D) \right\} \quad [4.8]$$

Dans l'équation 4.8, $H(t-j \cdot s_D)$ est la fonction de Heaviside. En suivant une approche similaire à celle de Halimaoui et al. [Halimaoui], le courant résultant est décrit comme un courant de tunnel [Frammelsberger] (équation 1.4) avec deux contributions, une sous la surface sous pointe et une de la surface du bout du filament. L'expression de cette somme est donnée par:

$$\begin{aligned}
I(t) = & \frac{q^3(S_1 - S_0)m_e}{16\pi^2\hbar\phi m_{ox}} \times E(t)^2 \times \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_{ox}}}{3q\hbar} \frac{\phi^{\frac{3}{2}}}{E(t)} \left(1 - \left(1 - \frac{qV(t) - qV_{fb}}{\phi}\right)^{\frac{3}{2}}\right)\right) \\
& + \frac{q^3S_0m_e}{16\pi^2\hbar\phi m_{ox}} \times E_{ox}(t)^2 \times \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_{ox}}}{3q\hbar} \frac{\phi^{\frac{3}{2}}}{E_{ox}(t)} \left(1 - \left(1 - \frac{qV(t) - qV_{fb}}{\phi_{filament}}\right)^{\frac{3}{2}}\right)\right)
\end{aligned} \quad [4.9]$$

$E_{ox}(t)$ correspond à la tension appliquée $V(t)$ divisée par l'épaisseur restante d'oxyde entre l'apex du filament et la pointe AFM (figure 4.4) car l'épaisseur de la barrière tunnel diminue quand la longueur du filament augmente. $\Phi_{filament}$ est la hauteur de barrière de l'interface filament/SiON. Le champ électrique E_{ox} est donc augmenté par la croissance du filament par la relation suivante :

$$E_{ox}(t) = \frac{V(t)}{X_0 - X(t)} = \frac{E(t)}{1 - \frac{X(t)}{X_0}} \quad [4.10]$$

Plus le filament est long, plus la distance $X(t) - X_0$ est réduite, entraînant une augmentation du champ E_{ox} et par conséquent du courant tunnel mesuré (équation 4.9).

On voit que l'influence du courant filamentaire est proportionnelle à la section du filament S_0 . Ainsi, pour observer ce courant filamentaire il faudra que la contribution du courant tunnel et du courant filamentaire soient comparables.

4.6. Comparaison avec l'expérience : discussion des paramètres

La courbe expérimentale (figure 4.1) présentant la NDR au début de ce chapitre peut être reproduite en utilisant les équations à 4.3 à 4.10. On obtient ainsi le courant $I(t)$ en fonction de la rampe en tension $V(t)$.

Deux caractéristiques expérimentales ainsi que les deux simulations correspondantes, simulées avec les mêmes paramètres de simulation (S_0 , S_1 and A), sont présentées sur la figure 4.5.

La courbe 1 et 3 de cette figure correspondent respectivement à l'expérience et à la simulation pour une rampe en tension avec les paramètres suivants: $S_d=50ms$ et $V_{max}=5,3V$. Les courbes 2 et 4 correspondent respectivement à l'expérience et à la simulation lorsqu'une rampe est appliquée avec $S_d=1600ms$ et $V_{max}=5,1V$.

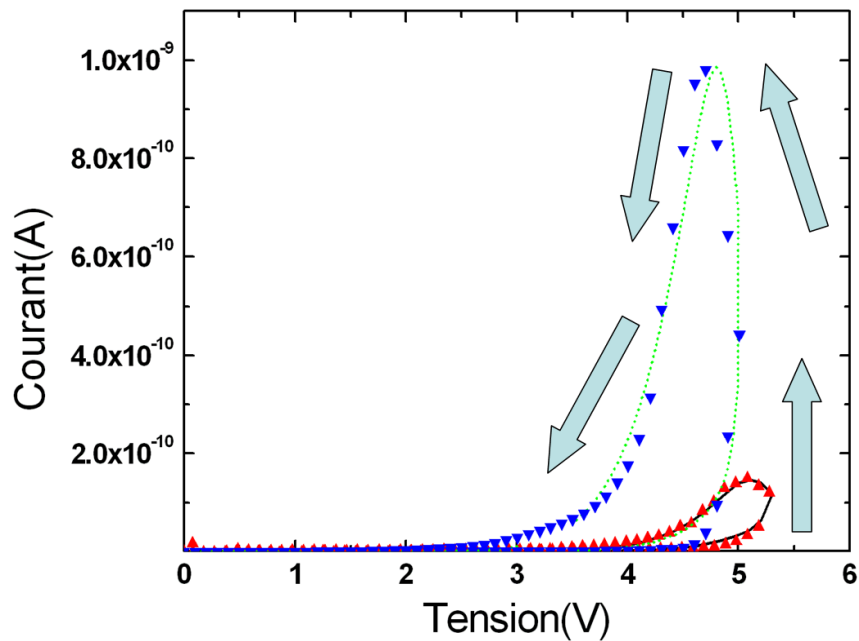


Figure 4.5 : Comparaison de la caractéristique simulée et expérimentale sur du SiON stressé avec des rampes en tension avec les paramètres suivants. ▲ 1: Expérience $S_d=50ms$, $V_{max} = 5,3V$; ▼ 2 Expérience $S_d=1600ms$, $V_{max} = 5V$; — 3: Simulation $S_d=50ms$, $V_{max} = 5,3V$; - - 4: Simulation $S_d=1600ms$, $V_{max} = 5V$. Les flèches indiquent le sens de la rampe.

Les paramètres extraits des ajustements donnent une surface $S_1 \sim 10 \text{ nm}^2$ en accord avec [Sire] ainsi qu'avec les expériences présentées précédemment dans ce manuscrit, $A \sim 73.8 \text{ V/nm}$ ce qui correspond à un rayon de nucléation $R_0 \sim 2,5 \text{ nm}$ et une barrière de nucléation $W_0 = 4 \text{ eV}$ comparable avec la littérature [Karpov08], $S_0 \sim 0,3 \text{ nm}^2$ ce qui correspond à un diamètre du filament de 6 \AA . La valeur de Φ_{filament} est de $3,2 \text{ eV}$, ce qui correspond à la hauteur de barrière à l'interface Si/SiON. Ce qui peut indiquer que le filament serait constitué d'atomes de silicium. Cependant l'AFM ne nous permet pas d'accéder avec certitude à la nature chimique de ce filament.

Dans le prolongement de ce travail il serait intéressant d'introduire dans ce modèle filamentaire une composante électrochimique qui rendrait compte de réaction d'oxydo-réduction locale.

4.7. Discussion physique de la Résistance Différentielle Négative

Le modèle filamentaire présenté permet de reproduire la NDR et la dépendance de ce phénomène avec la rampe appliquée. De l'équation 4.4, on voit que la croissance du filament est très fortement activée avec le champ électrique. La croissance est significative pour des tensions proches de V_{max} .

Une illustration de cette croissance est présentée sur la figure 4.6 où sont tracées des caractéristiques $I(V)$ simulées pour $S_d = 1,1s$ et $1,6s$ avec un même V_{max} (avec les paramètres obtenus sur du SiON de $2,6nm$). Dans l'insert de cette figure, les longueurs des filaments, dans le cas des deux expériences, sont aussi rapportées.

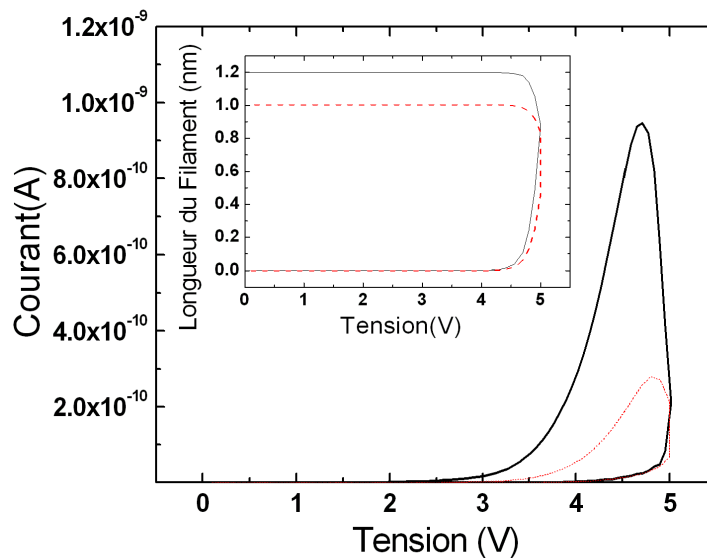


Figure 4.6 : Longueur du filament et courant résultant pour une même tension maximale $V_{max} = 5V$ et avec différents pas en temps $S_d = 1100ms$ (- -) et $1600ms$ (—). En augmentant la durée du pas on reporte une tension plus faible pour laquelle la croissance du filament commence. Le filament obtenu est aussi plus grand pour une rampe plus lente.

On peut voir dans l'insert que le filament continue sa croissance même lorsque la rampe en tension commence sa décroissance. On peut aussi voir que la longueur finale du filament est plus élevée si S_d est plus grand. Cet effet est amplifié lorsque la rampe est plus lente (S_d plus grand) parce que le champ électrique $E(t)$ est maintenu à sa valeur maximale plus longtemps. Du fait d'un plus grand filament formé, le pic de courant est lui aussi plus grand lorsque l'on augmente S_d .

Le champ électrique $E_{ox}(t)$ à l'apex du filament (équation 4.10) augmente avec la longueur du filament.

Le filament continue sa croissance pendant plusieurs pas de tension après le début de la décroissance de la rampe en tension. Ceci est visible sur la figure 4.7 où le champ électrique $E_{ox}(t)$ calculé ainsi que le champ $E(t)$ appliqué sont représentés en fonction du temps.

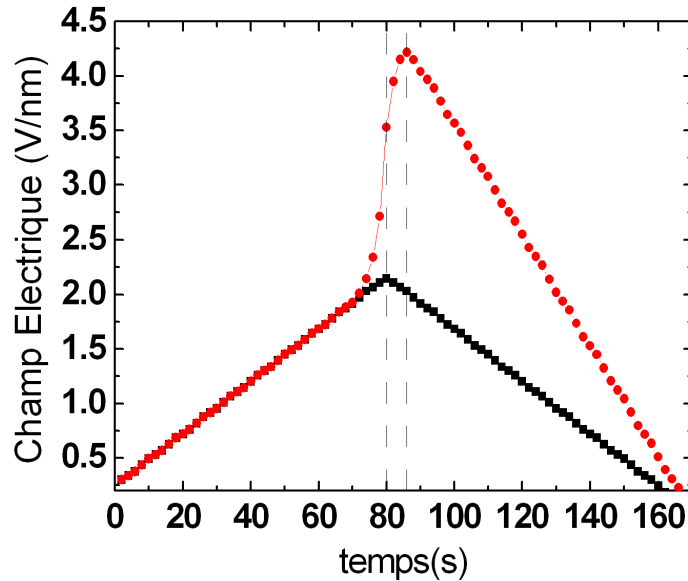


Figure 4.7 : Comparaison entre $E(t)$ —■— et $E_{ox}(t)$ —●— avec $V_{max} = 5V$, $S_d = 1600ms$. Une forte augmentation de E_{ox} arrive proche de V_{max} , E_{ox} continue de croître pendant plusieurs pas en tension après le début de la décroissance de la rampe.

Sur la figure 4.7, pour des temps compris entre 80 s et 86 s, le champ électrique E_{ox} à l'apex du filament continue sa croissance alors que le champ électrique appliqué lui décroît. Ceci est dû à la croissance du filament qui elle continue, tant que le champ est suffisamment élevé.

L'épaisseur d'oxyde résultante, entre la pointe C-AFM et l'électrode opposée, est, elle, réduite du fait de la croissance du filament. Le champ électrique entre la pointe et le filament augmente, augmentant à son tour le courant tunnel émis du filament.

C'est la persistance de cette croissance filamentaire, lorsque la rampe commence sa décroissance, qui explique l'observation de cette NDR.

Il est important de remarquer que dans les deux cas de S_d de la figure 4.6, le filament ne traverse pas entièrement le film puisque sa longueur est inférieure à l'épaisseur d'oxyde, évitant ainsi le claquage total du diélectrique.

En Résumé le filament croit au sein de l'oxyde jusqu'à atteindre une certaine longueur puis la conduction est assurée par effet tunnel entre l'extrémité du filament et l'électrode opposée.

Augmenter la tension maximale appliquée en maintenant S_d constant agit de manière similaire à l'augmentation de S_d à V_{max} constant comme l'illustre la figure 4.8

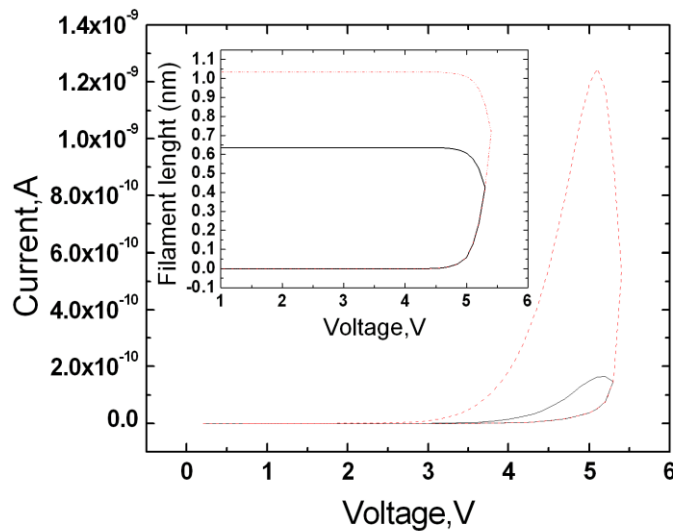


Figure 4.8: Longueur du filament et courant résultant pour le même $S_d = 50$ ms mais avec un V_{max} différent = 5.3V (- -) et 5.4V (—). Une petite différence de tension maximale appliquée implique une large augmentation de la longueur du filament et du courant mesuré.

Ceci est dû à la dépendance du temps caractéristique de la croissance filamentaire avec le champ appliqué (équation 4.5). Un V_{max} plus grand à S_d constant, aboutit à une longueur de filament plus grande (figure 4.8 en insert).

S'il on augmente encore V_{max} à S_d constant le filament relie les deux couches et on arrive à la rupture diélectrique sans voir ce phénomène de NDR (caractéristique 1 de la figure 4.1).

Le temps caractéristiques de croissance du filament est relié aux paramètres de rampe par l'équation 4.5. Celui-ci décroît si le champ électrique appliqué augmente.

Cependant ce temps caractéristique devient assez faible activation que pour des champs de l'ordre de ~ 25 MV/cm. En dessous de cet ordre de grandeur, la croissance n'est pas observable durant la totalité de l'application de la rampe. Quand le champ appliqué est suffisant pour atteindre cet ordre de grandeur il faut alors commencer la décroissance de la rampe avant que le filament traverse le film isolant entièrement si l'on souhaite observer ce phénomène de NDR.

L'activation de ce mécanisme est reliée à la densité d'énergie électrostatique selon [Karpov08-b], et ne dépend pas du signe du champ appliqué.

Il est intéressant de noter que ce mécanisme de NDR décrit ici dans le cas de structure MOS présente de fortes similitudes avec les étapes dites de « forming » dans les structures de type Resistive Random Access Memory (RRAM). Pour référence, on citera la procédure de « forming » observée par C-AFM dans [Deleruyelle] [Lee], [Karpov07]. Ce modèle peut alors être vu comme une base de travail afin de décrire quantitativement l'étape de forming dans les mémoires résistives.

Si l'on suppose que le claquage diélectrique correspond à la traversée du film isolant par le filament, ce modèle devrait être en mesure de prédire l'évolution du temps au claquage en fonction de la tension appliquée. De la même manière, on devrait aussi pouvoir reproduire l'évolution du champ moyen de claquage (E_{bd}) en fonction des paramètres de rampe. Ceci est l'objet des paragraphes suivants.

4.8. Lien entre la Résistance Différentielle Négative et le claquage Diélectrique

4.8.1. Lien entre la DNR et le MTTF

Dans ce paragraphe, on reprend le modèle filamentaire précédemment introduit pour l'appliquer au claquage diélectrique. Lors des expériences de type NDR, la croissance du filament n'est pas suffisante pour court-circuiter la couche d'oxyde. En augmentant la longueur du filament par une tension appliquée plus forte ou un temps de stress plus important, le filament va continuer sa croissance jusqu'à avoir une longueur comparable à celle de l'épaisseur de la couche d'oxyde.



Figure 4.9 : Schéma de principe montrant la croissance filamentaire dans l'oxyde poussée jusqu'à la rupture. E_{ox} augmente avec la longueur du filament $X(t)$ donnée dans l'équation 4.7 et atteint sa valeur maximale qui correspond à t_{ox} (droite).

Comme représenté dans la figure 4.9 (droite), un court-circuit existe entre le substrat et la pointe C-AFM. Le courant peut alors facilement passer à travers la couche d'oxyde, on parle alors de claquage diélectrique (de type hard breakdown).

Dans le cas d'un modèle filamentaire, la distribution des MTTF, et cela pour une proportion Fg de 67% de composants défailants, a été explicitée dans [Blonkowski] et s'écrit:

$$MTTF = \exp \left[\ln(-\ln(1 - Fg)) + \beta \cdot \ln\left(\frac{\tau_0 \cdot S_0}{S_1}\right) + \beta \cdot \frac{A}{E} \right] \text{ pour rappel } A = \frac{E_b W_0}{kT} \quad [4.11]$$

Dans cette formule, β est la pente de Weibull des distributions des TDDB trouvée comme étant proche de 1,2 pour le SiON de 2,6 nm d'épaisseur (chapitre 3).

En utilisant la formule 4.11, nous avons essayé de reproduire la variation des MTTF pour l'échantillon de SiON 2,6nm pour les 3 surfaces de test ($\sim 10 \text{ nm}^2$ (C-AFM), $4\mu\text{m}^2$ et $0,04\mu\text{m}^2$, résultats présentés dans le chapitre précédent).

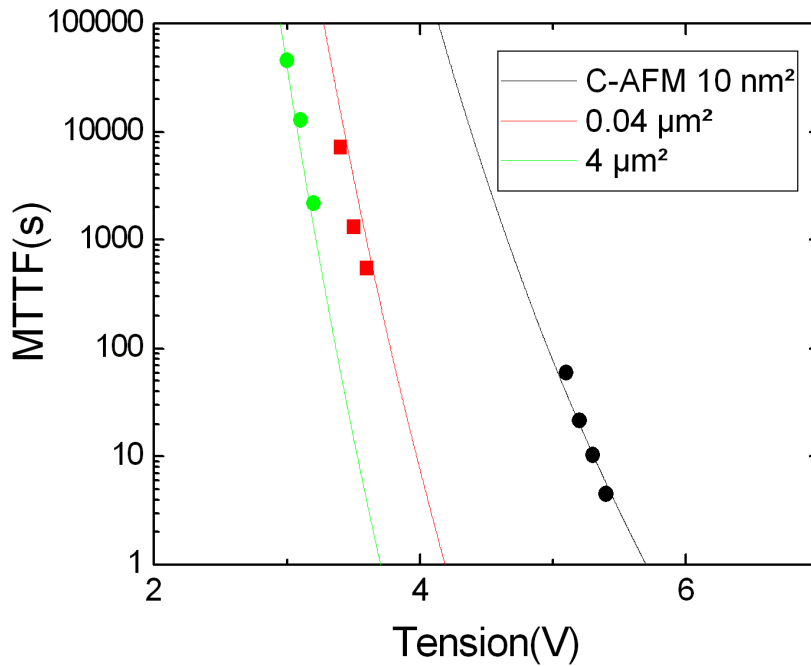


Figure 4.10 : Distributions des MTTF obtenues pour 3 surfaces différentes et différentes tensions sur du SiON 2,6 nm. Les ronds et les carrés sont les données expérimentales pour différentes surfaces et tensions. Les lignes correspondent à la simulation.

Les MTTF des 3 surfaces sont reportés ainsi que les simulations des MTTF obtenues à l'aide de la formule 4.11. Toutes les données ont été ramenées à une même température (23°C).

Les paramètres de simulation E_h et S_1 ont d'abord été trouvés en ajustant la simulation sur les MTTF des échantillons aux surfaces de tests connues ($4\mu\text{m}^2$ et $0,04\mu\text{m}^2$).

Ensuite, en utilisant le même couple de paramètres pour E_h et S_1 , la surface de test sous la pointe C-AFM fut trouvée comme étant de 10nm^2 en accord avec les expériences présentées dans ce manuscrit ainsi qu'avec la littérature [Delcroix], [Sire], [Frammelsberger], $A \sim 72\text{V/nm}$ pour toutes les surfaces testées, ce qui correspond à une barrière de nucléation de $4,1\text{eV}$, ce qui est proche des valeurs publiées [Blonkowski], [Karpov07] et aussi de la valeur extraite de l'expérience de la NDR ($A \sim 73,8\text{V/nm}$). On trouve une section du filament $S_0 \sim 0,3 \text{ nm}^2$ ce qui correspond à un diamètre de filament de 6\AA comme dans le cas de la NDR. Le modèle filamentaire proposé peut reproduire, avec des paramètres de simulation cohérents, l'évolution du MTTF avec la surface et la tension appliquée pour nos trois expériences montrant une origine commune pour le claquage aux différentes surfaces.

Le modèle filamentaire proposé est aussi capable de reproduire le phénomène de NDR et les valeurs extraites de ce modèle sont très proches (A ne diffère que de 3% entre les deux modèles) et cohérents avec la littérature. Le lien entre les deux expériences est le suivant:

Le TDDB est défini comme le temps pour lequel le courant augmente abruptement. Selon l'hypothèse filamentaire [Blonkowski], c'est aussi le moment où un filament conducteur court-circuite la couche du diélectrique. Dans le cas de la NDR, la couche isolante n'est pas court-circuitée. Comme le phénomène physique sous-jacent est le même pour les deux expériences, les paramètres extraits doivent être identiques. La différence de 3% du paramètre A est en accord avec la différence entre une moyenne statistique de ce paramètre (obtenue avec le MTF) et une expérience unique (obtenue avec la NDR).

4.8.2. Lien entre la résistance différentielle négative et le champ de claquage

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, une dépendance du champ de claquage avec la vitesse de rampe a été illustrée par la figure 1.27. On constate expérimentalement que le champ de claquage croît avec la vitesse de rampe.

Sur l'échantillon de 2,6nm de SiON, nous avons mesuré la distribution cumulée du champ de claquage pour trois vitesses de rampe différentes. Le champ de claquage moyen augmente bien avec la vitesse de la rampe en tension comme le montre la partie droite de la figure 4.11.

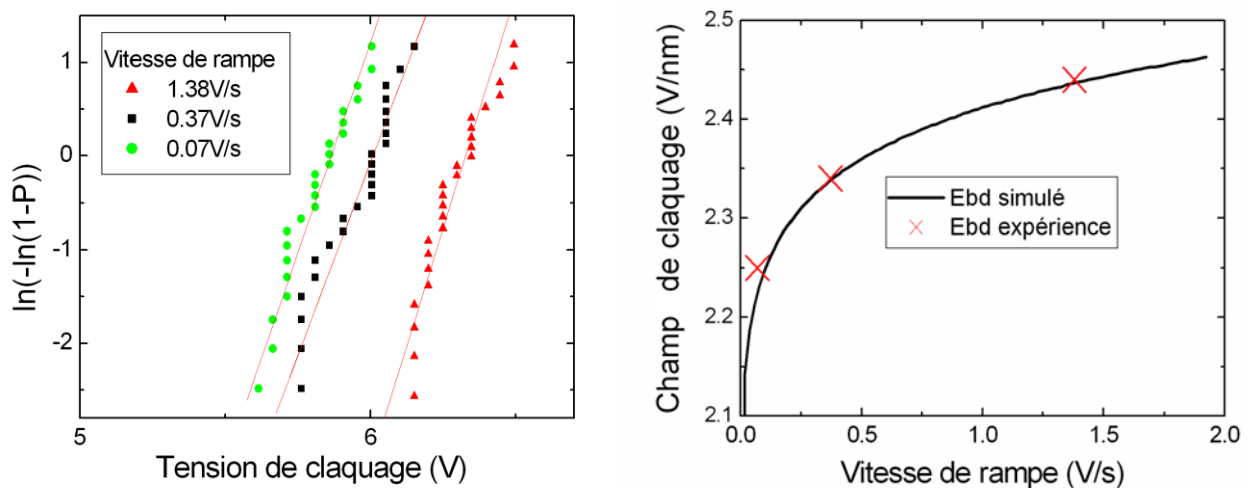


Figure 4.11 : Distribution des champs de claquage obtenus sur du SiON de 2,6nm pour trois différentes vitesses de rampe (gauche). Champ de claquage moyen calculé en résolvant l'équation 4.12 (-) et obtenu expérimentalement (x) (droite)

De la même manière que pour le MTTF, il est possible à partir du modèle filamentaire d'extraire une relation reliant le champ de claquage à la vitesse de rampe. Supposons que la rupture diélectrique se produise pour une longueur de filament X_1 voisine de l'épaisseur de la couche d'oxyde t_{ox} , alors en utilisant l'équation 4.5 et 4.7 on obtient :

$$\ln\left(\frac{t_{ox} - X_1}{t_{ox}}\right) + \frac{E_{bd}}{R_S * \tau_0} * \frac{S_1}{S_0} \exp\left(\frac{-Eh}{E_{bd}}\right) = 0 \quad [4.12]$$

Où R_S est la vitesse de la rampe : $R_S = \frac{S_h}{S_d}$.

On considérera que l'oxyde est claqué quand il reste moins d'un atome isolant, c'est-à-dire quand $X_1 \sim 2.4$ nm. La caractéristique calculée en résolvant l'équation 4.12 $E_{bd}(R_S)$ a été rapportée dans ce cas sur la figure 4.11 (droite). Afin de reproduire l'évolution expérimentale du champ de claquage avec R_S (croix sur la figure 4.11 de droite), une surface sous pointe S_1 de 7nm^2 ainsi qu'une surface conductrice de filament de 0.3nm^2 ont été extraites.

Le champ E_h a été, comme dans le cas de la reproduction du MTTF avec le modèle filamentaire, pris à 72V/nm .

Pour une rampe très lente, le champ de claquage va diminuer comme le montre la figure 4.11. La figure 4.6 montre que pour la NDR une rampe lente permet une plus grande croissance du filament à tension maximale appliquée constante.

Pour une rampe lente le filament pourra ainsi court-circuiter la couche isolante pour une tension maximale appliquée plus faible. Le champ de claquage observé diminuera bien avec S_d et donc diminuera aussi avec la vitesse de rampe R_S .

4.8.3. Effet de la surface du dispositif sur la croissance filamentaire

Afin de mieux illustrer l'influence de la surface de test sur la croissance filamentaire, des simulations avec une surface de test micrométrique S_1 ont été effectuées. Dans ce cas, la surface de test est prise à $4\mu\text{m}^2$ toujours pour une couche de $2,6\text{nm}$ de SiON avec les paramètres de simulation trouvés pour modéliser le claquage diélectrique ou la NDR. Sur la figure 4.12 (gauche), quatre résultats de simulation ont été reportés. Les courbes en symboles représentent le courant dû au filament uniquement (soit la deuxième partie de la somme de la formule 4.9) et cela pour $S_d=1,2\text{s}$ (\circ) et $S_d=1,6\text{s}$ (\square). Les courbes en traits pleins de la fig

4.12 à gauche représentent le courant total (tunnel sous pointe+filament) pour $S_d= 1.2s$ (-) et $1.6s$ (-).

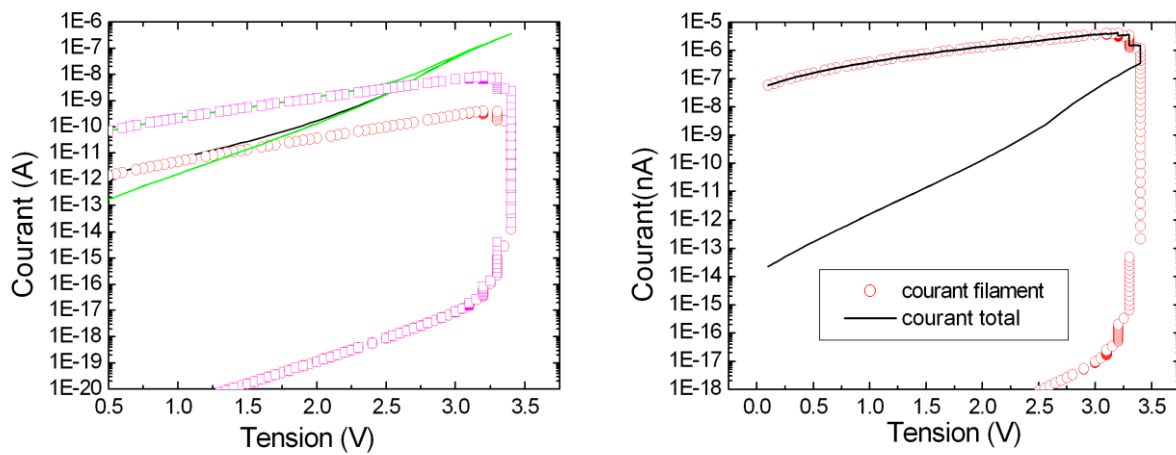


Figure 4.12 : Contributions du courant filamentaire au courant total calculées avec le modèle filamentaire pour du SiON de 2.6nm pour $S_d=1.2s$ (\circ) et $S_d=1.6s$ (\square). Les courbes en traits pleins de la partie gauche représentent la somme du courant total (tunnel sous pointe+filament) pour $S_d= 1.2s$ (-) et $1.6s$ (-)(gauche). Pour la figure de droite $S_d = 2.8s$

Pour les deux vitesses de rampe différentes, il est impossible de voir la NDR dans le courant total. En effet, la NDR a bien lieu pour le courant dû seulement au filament mais la contribution est masquée par un courant tunnel trop fort pour cette surface de test. Plus la rampe est lente (S_d grand), plus l'influence du courant filamentaire sur la partie retour de la courbe $I(V)$ est importante. Si l'on diminue encore la vitesse de rampe, on arrive à un point où l'on peut apercevoir un faible comportement de type NDR pour cette surface de test (figure 4.12 - droite). Cependant, dans ce cas la longueur du filament est de 2,4 nm ainsi il reste théoriquement moins d'un atome « isolant ». De plus, des effets thermiques dus au fort passage du courant doivent s'ajouter rendant le comportement très instable, pour de si faibles épaisseurs de diélectrique restant.

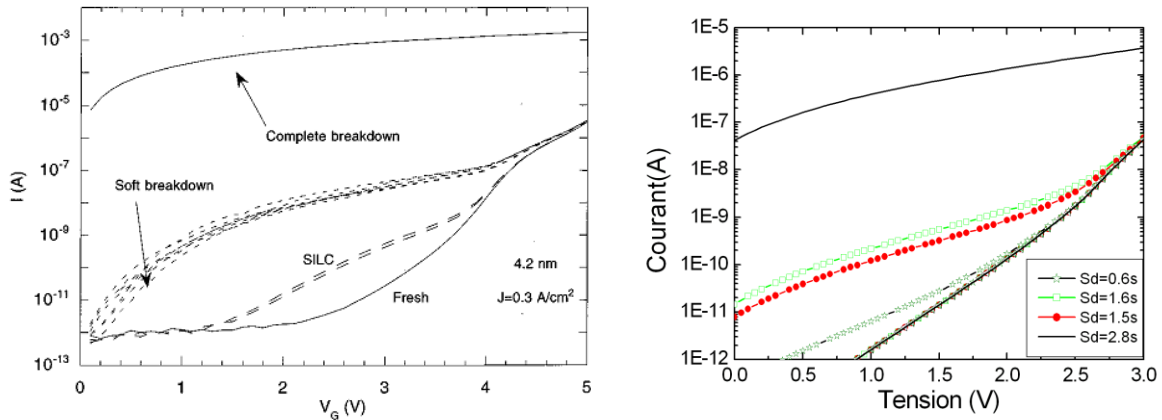


Figure 4.13 : La figure 1.16 est reproduite à droite afin d'avoir un repère visuel pour la comparaison [Houssa]. Résultats de simulation obtenus avec le modèle filamentaire pour du SiON de 2,6nm avec différentes vitesse de rampe pour une surface de test de $4\mu\text{m}^2$. On arrive avec un même modèle à reproduire le SILC, le soft breakdown ainsi que le hard breakdown (gauche)

La simulation est alors répétée, toujours en prenant les mêmes paramètres de simulation ($4\mu\text{m}^2$, $E_h=72\text{V/nm}$, $S_1=10\text{nm}^2$) pour des conditions dans lesquelles la longueur du filament ne dépasse pas 2 nm ($S_d=0,6\text{s}$, $1,5\text{s}$ et $1,6\text{s}$). Les résultats sont présentés sur la figure 4.13 à droite pour ces 3 vitesses de rampe différentes ainsi que pour $S_d=2,8\text{s}$ où le filament atteint 2,4nm. La figure alors tracée, présente de nombreuses similitudes avec les courbes expérimentaux de [Houssa] présentant le courant SILC, le soft breakdown ainsi que le hard breakdown (figure 1.16 reproduite ici: figure 4.13 à gauche). Il faut cependant noter que les échantillons ne sont pas les mêmes et que le stress dans le cas macroscopique est de type CCS puis une rampe en tension est appliquée pour déterminer le courant après dégradation.

Pour ces vitesses de rampe ainsi que ces paramètres de simulation, la longueur du filament est comprise entre 1nm ($S_d=0,6\text{s}$) et 1,9 nm ($S_d=1,6\text{s}$). Avec un unique modèle, on arrive donc à reproduire différents stades du courant après contrainte. Le décalage du courant retour est, dans le cas du modèle filamentaire, expliqué par une longueur du filament plus ou moins importante. Plus la rampe est lente, plus le décalage du courant retour est important. Ceci rejoint l'expérience présentée par [Houssa] (Chapitre 1.2.3.3) où le décalage du courant retour sera plus important si le temps de stress est plus long.

Il serait intéressant de faire une comparaison systématique avec les échantillons macroscopiques en appliquant différentes rampes de tension afin de valider cette interprétation du courant de type « SILC ». Ceci peut s'inscrire dans les perspectives de ce travail.

Juste avant le claquage la longueur du filament, $X(t)$ va tendre vers t_{ox} . Ainsi le champ E_{ox} va augmenter fortement et par conséquent, le courant total $I(t)$ aussi. Nous allons nous intéresser à la caractéristique $I(V)$ simulée à l'aide du modèle filamentaire lorsque l'on arrive à la rupture diélectrique.

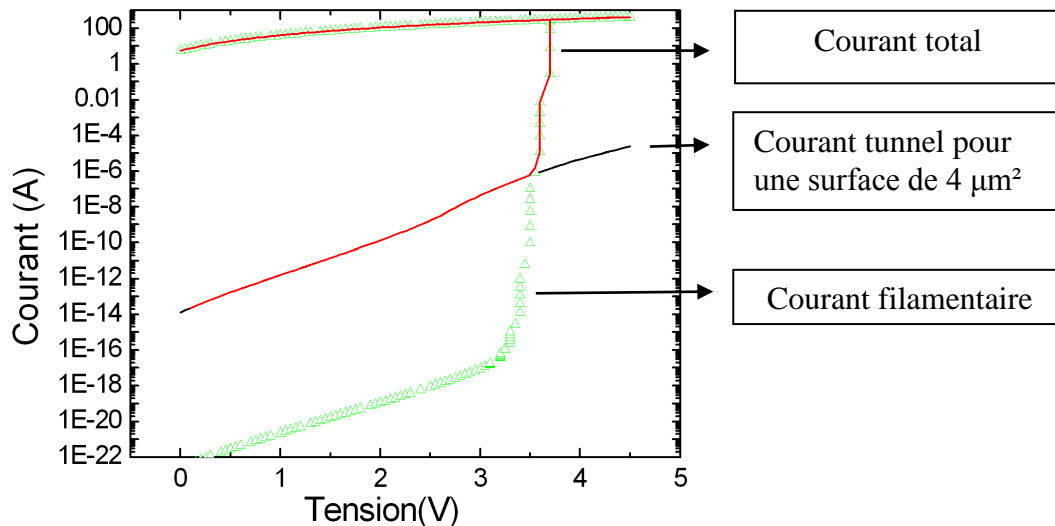


Figure 4.14 : Résultats de simulation obtenus avec le modèle filamentaire pour du SiON de 2.6nm pour une surface de test de $4\mu\text{m}^2$ $S_d=1.6\text{s}$ et $V_{\text{max}}=4.5\text{V}$. (Δ): courant filamentaire, (—) courant tunnel pour une surface de $4\mu\text{m}^2$, courant total (—). On retrouve des courbes similaires au claquage diélectrique pour une surface de $4\mu\text{m}^2$.

L'expérience présentée dans la figure 4.12 de droite est répétée avec $S_d=1,6\text{s}$ et avec la même surface de test de $4\mu\text{m}^2$. La différence est le V_{max} appliqué qui dans ce cas est de 4,5V.

La courant filamentaire a été reproduit (Δ) ainsi que le courant tunnel pour une surface de $4\mu\text{m}^2$ (—) et le courant total (—). Pour une tension de 3,5 V environ, on voit que le courant filamentaire devient plus important que la contribution du courant tunnel. Une augmentation abrupte du courant avec la tension pour le courant total apparait alors. Ceci reproduit bien les caractéristiques $I(V)$ enregistrées à l'échelle macroscopique pour lesquelles on enregistre bien un claquage diélectrique franc.

On remarque dans ce cas que la tension de claquage simulée est plus faible (3,5V environ) alors qu'à l'échelle nanoscopique, on a une tension de claquage mesurée (et simulée) de 5,5V environ. Ceci est dû à la mise à l'échelle en surface. Plus la surface de test est élevée, plus la tension de claquage est faible. L'évolution de la tension de claquage avec la constante diélectrique et la surface de test pour le modèle filamentaire a été vérifiée dans [Blonkowski].

4.9. Conclusion

Grâce à l'utilisation du C-AFM et en appliquant des conditions de rampe en tension adaptées, nous avons pu mettre en évidence un phénomène de NDR qui, à notre connaissance, n'avait jamais été rapporté pour des épaisseurs de diélectrique nanométriques. Nous avons proposé une approche de nucléation /croissance filamentaire assistée par champ pour décrire cet effet.

Il faut cependant rappeler que cette approche n'est sûrement pas la seule possible pour reproduire ce phénomène.

Les paramètres extraits du modèle sont cohérents avec la littérature et les travaux présentés dans les chapitres précédents. Une origine filamentaire plutôt qu'une génération aléatoire de défauts conduisant à la rupture diélectrique est ainsi envisagée.

En augmentant la longueur du filament conducteur, celui-ci finit par court-circuiter complètement la couche isolante. Le modèle fut ensuite utilisé pour décrire la rupture diélectrique.

En prenant des paramètres de simulation proches de ceux de la NDR, le modèle arrive à décrire la dépendance du MTTF avec la tension ou encore avec la surface. De même, l'évolution du champ de claquage avec la vitesse de rampe a été reproduite par le modèle filamentaire en utilisant aussi des paramètres proches de ceux utilisés pour la NDR. Ce modèle permet ainsi de faire un lien entre le vieillissement d'une couche diélectrique et le phénomène de rupture de celle-ci. Ce modèle filamentaire permettrait ainsi d'envisager une quantification du vieillissement d'un diélectrique.

Cependant, le phénomène de nucléation est utilisé pour la création d'une phase thermodynamique distincte dans une autre phase. Cependant cette description thermodynamique décrit l'évolution de phase ayant des dimensions d'ordre micrométriques. Or, dans notre cas le filament a une surface de quelques nanomètres carrée et une hauteur de quelques nm. Il faudra donc dans le futur, envisager des modèles de croissance filamentaire de nature atomique qui prennent aussi en compte les transformations physico-chimiques dans la couche isolante (mécanisme d'oxydo-réduction par exemple).

Bibliographie du chapitre 4 par ordre alphabétique

- [Aguilera06] L. Aguilera, M. Porti, M. Nafria, and X. Aymerich “Charge trapping and degradation of HfO₂/SiO₂ MOS gate stacks observed with enhanced C-AFM” IEEE Electron Device letters, 27, 157, (2006)
- [Aguilera09] L. Aguilera, M. Lanza, A. Bayerl, M. Porti, M. Nafria, and X. Aymerich,” Development of a conductive atomic force microscope with a logarithmic current-to-voltage converter for the study of metal oxide semiconductor gate dielectrics reliability J.Vac.Sci.Technol. B 27(1),p:360 (Jan/Feb 2009)
- [Blech] I. A. Blech, J. Appl. Phys, “ Electromigration in thin aluminum films on titanium nitride” 47,4, 1203 (1976)
- [Blonkowski] S. Blonkowski, « Filamentary model of dielectric breakdown » J. Appl. Phys 107, 084109 (2010)
- [Coelho81] R. Coelho and R. Goffaux „Dissipation et claquage thermique dans les solides non métalliques soumis à un champ électrique intense. Revue Phys Appl. 16, 67-75, (1981)
- [Delcroix] P.Delcroix, S. Blonkowski, M. Kogelschatz, M. Rafik, O. Gourhant, D. JeanJean, R. Beneyton, D. Roy, X. Federspiel, F. Martin, X. Garros, H. Grampeix, R. Gassilloud, „**SiON and SiO₂/HfSiON gate oxides time dependent dielectric breakdown measurements at nanoscale in ultra high vacuum**” Microelectron. Eng, 88,7,1376 (2011)
- [Deleruyelle] D. Deleruyelle, C. Dumas, M. Carmona, C. Muller, S. Spiga, and M. Fanciulli , “Direct Observation at Nanoscale of Resistance Switching in NiO Layers by Conductive-Atomic Force Microscopy” Applied Physics Express, vol. 4(5), p. 51101, 2011
- [Frammelsberger] W. Frammelsberger, G. Benstetter, J. Kiely, R .Stamp, “C-AFM-based thickness determination of thin and ultra-thin SiO₂ films by use of different conductive-coated probe tips” Applied Surface Science 253, 3615-3626 (2007)
- [Goffaux82] R. Goffaux and R. Coelho “ Sur la rupture thermique filamentaire différée dans les isolants électriques Revue Phys Appl. 17, 55-64, (1982)
- [Halimaoui] A. Halimaoui, O. Brière, G. Ghibaudo, Microelectronic Engineering, „Quasi-breakdown in ultrathin gate dielectrics” Vol. 36 (1997)
- [Hickmott] T. W. Hickmott, “Potential Distribution and Negative Resistance in Thin Oxide Films” J. Appl. Phys. Vol 33, Number 9, 2669, (1962)

-
- [Houssa] M.Houssa, T.Nigam, P.W.Mertens, and M.M.Heyns “Soft breakdown in ultra thin gate oxides: Correlation with the percolation theory of non linear conductors” Appl. Phys. Lett. Vol.73, Num. 42, 1998
- [Ismail] S. A. Y. AL-Ismail,” Forming, negative resistance, pressure effect, dielectric breakdown and electrode diffusion in thin SiO_x films with laterally spaced electrodes C.A. Hogarth Journal of materials science 20, 2186-2192, (1985)
- [KAJM] M. Avrami, J. Chem. Phys 8,212 (1939)
- [Karpov07] I. Karpov, S. Savransky and V. Karpov” Mechanism of Threshold Switching in Chalcogenide Phase Change Memory Devices IEEE Non Volatile Semiconductor Workshop 1-4244-0753-2, (2007) p56-57
- [Karpov08] I. V. Karpov, M. Mitra, G. Spadini, Y. A. Kryukov, and V. G. Karpov” Evidence of field induced nucleation in phase change memory” **App. Phys. Lett** **92**, 173501 (2008)
- [Karpov08-b] I. V. Karpov , M. Mitra ,G. Spadini, and V. G. Karpov” Crystal nucleation in glasses of phase change memory J. Appl. Phys. 104,054507 (2008)
- [Kim] K. M. Kim, B. J. Choi, B. W. Koo, S. Choi, D.S. Jeong, and C. S. H Wang Electrochemical and Solid-State Letters, 912 G343-G346(2006)
- [Landauer] R. Landauer,“ Spatial carrier density modulation effects in metallic conductivity” Phys. Rev B, 14,4,1474 (1976)
- [Lee] M. Hwan Lee and C. Seong Hwang,” Resistive switching memory: observations with scanning probe microscopy” Nanoscale, 3, 490-502, (2011)
- [Lucovsky] G. Lucovsky and al, Separate and independent reductions in direct tunneling in oxide/nitride stacks with monolayer interface nitridation associated with the (i) interface nitridation and (ii) increased physical thickness” p.1163 J. Vac. Sci. Technol A 18.4, (Jul/Aug 2000)
- [Ng] C. Y. Ng, T. P. Chen and C. H. Ang “Dependence of barrier height and effective mass on nitrogen concentration at SiO_x N_y /Si interface and gate oxide thickness”Smart Mater. Struct. 15, S39-S42, (2006)
- [O’Dwyer] J. J .O’Dwyer ,” Theory of High Field Conduction in a Dielectric” J. Appl. Phys. ,VOL 40 , Number 10, (1969) p:3887
- [Olbrich] A. Olbrich, B. Ebersberger, and C. Boit,“ Conducting atomic force microscopy for nanoscale electrical characterization of thin SiO₂ **App. Phys. Lett.** 73, 21, 3114 (1998).

-
- [Porti02] M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich, A. Olbrich, B. Ebersberger,” Electrical characterization of stressed and broken down SiO₂ films at a nanometer scale using a conductive atomic force microscope” J. Appl. Phys. 91,4,2071 (2002)
- [Porti02b] M. Porti, M. C. Blum, Montserrat Nafria, and Xavier Aymerich “Imaging breakdown spots in SiO₂ films and MOS devices with a conductive atomic force microscope” IEEE transaction on device and materials reliability, VOL.2, NO.4, (December 2002) p:94-101
- [Porti03] M. Porti, M. Nafria, and X. Aymerich “Current limited stresses of SiO₂ gate oxides with conductive atomic force microscope IEEE Trans. Elec. Dev, VOL.50, NO.4, (2003) p881-888
- [Ricco] B. Ricco, G. Gozzi, and M. Lanzoni “Modeling and simulation of stress induced leakage current in ultrathin SiO₂ films” IEEE Trans. Elec. Dev. VOL.45, NO.7, (JULY 1998) p1554-1558
- [Ridley] B. K. Ridley “Specific Negative Resistance in Solids” Proc. Phys. Soc, VOL. 82, 954 (1963)
- [Sasaki] N. Sasaki, K. Kita, A. Toriumi, and K. Kyuno “Observation of the Creation and Annihilation of Local Current Paths in HfO₂ Thin Films on Pt by Ultrahigh-Vacuum Conductive Atomic Force Microscopy: Evidence of Oxygen Spill Over during the Forming Process” Jap.J.Appl.Phys 48 (2009) 060202
- [Shea] S. J. O’ Shea, R. M. Atta, M. P. Murrell, and M. E. Welland” Conducting atomic force microscopy study of silicon dioxide breakdown” J. Vac. Sci. Technol. B 13 (5), (Sep/Oct 1995) p1945
- [Sire] C. Sire, S. Blonkowski, M. Gordon, and T. Baron,” Statistics of electrical breakdown field in HfO₂ and SiO₂ films from millimeter to nanometer length scales” Appl. Phys. Lett. **91**, 242905 (2007)
- [ThèseSire] C. Sire Thèse de doctorat de l’Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2009 « Propriétés électriques à l’échelle nanométrique des diélectriques dans les structures MIM et MOS »
- [Wu] Y. L. Wu and S. T. Lin, “Two-trap-assisted tunneling model for post-breakdown I-V characteristics in ultrathin silicon dioxide IEEE transaction on device and materials reliability, 6, NO.1, March (2006) p75-80
- [Yamamura] K. Yamamura, K. Kita, A. Toriumi, and K. Kyuno,” Reversible creation and annihilation of a local leakage path in HfO₂/GeO_x stacked gate dielectrics: A direct observation by ultrahigh vacuum conducting atomic force microscopy App. Phys. Lett. 89, 22,2101 (2006).

5. Oxyde bicouche de grille du nœud 28nm : Distribution bi-modale des temps de claquage

5.1. Observation expérimentale et position du problème

Afin de réduire le courant de fuite de grille lorsque l'EOT atteint des valeurs proches du nm le SiO_2 a été remplacé par du SiON. Pour le nœud 32nm/28nm, le SiON ne suffit plus, désormais l'oxyde de grille d'un transistor MOS est constituée d'un empilement de 2 couches. En effet, afin de conserver dans le canal une mobilité et une stabilité thermique suffisante une fine couche de SiO_2 nitruré (SiON) est conservée puis le diélectrique à haute constante diélectrique (HK : High K) est déposé sur cette couche dite interfaciale (IL : Interfacial Layer).

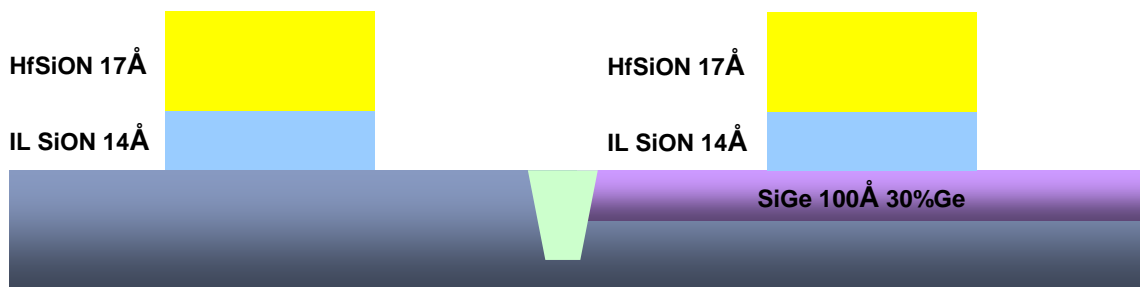


Figure 5.1 : Structure de type NMOS (gauche) et PMOS (droite) pour le nœud 28nm (image de ST-crolles).

Chacune des couches a une épaisseur et une constante diélectrique définie. On appellera dans ce chapitre : t_{IL} , ϵ_{IL} , respectivement l'épaisseur et la permittivité de l'IL et t_{HK} , ϵ_{HK} respectivement l'épaisseur et la permittivité de la couche HK. Afin d'ajuster la tension de seuil des transistors, du lanthane et de l'aluminium sont déposés sur cet empilement de grille. Lors des tests de rupture diélectrique il a été montré que pour ces oxydes de type bi-couches, les distributions de type TDDB ne sont plus Weibullienne [Suñé],[Nigam], [Kauerauf]. Les auteurs de ces publications rapportent des distributions de type bimodales pour le PMOS et le NMOS comme le montre la figure 5.2. On voit que pour les bas percentiles (c'est-à-dire la partie de la distribution correspondant aux ordonnées les plus faibles), la pente qu'on appellera β_{LP} est plus élevée que celle pour les hauts percentiles, qu'on appellera β_{HP} , dans le cas des deux structures MOS. Les auteurs reportent aussi une pente plus faible pour les hauts percentiles β_{HP} dans le cas du transistor PMOS.

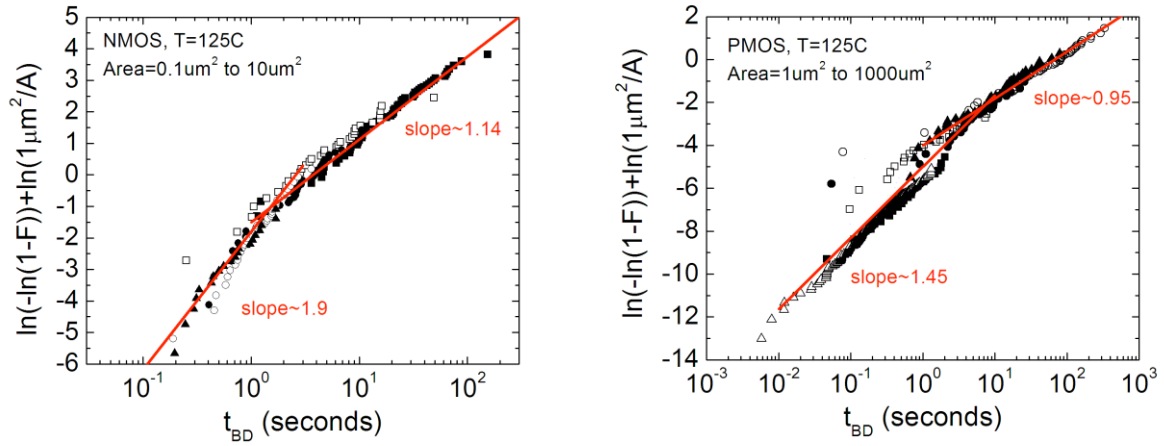


Figure 5.2 : Distributions expérimentales des TDDB pour des structures (gauche) NMOS et (droite) PMOS obtenues à différentes aires ramenées à une même surface de référence $1 \mu\text{m}^2$ [Nigam]

Les distributions n'étant plus Weibulliennes, il est important de développer de nouveaux modèles afin de pouvoir effectuer la projection de la durée de vie et ainsi pouvoir assurer la fiabilité des composants produits.

L'importance d'avoir un modèle fiable est illustrée sur la figure 5.3 dans laquelle est rapportée sur la partie gauche, une distribution des TDDB mesurée sur des NMOS 28nm (mesure ST Crolles). Cette distribution est approximée par une distribution Weibullienne en bleu et une distribution bimodale en rouge.

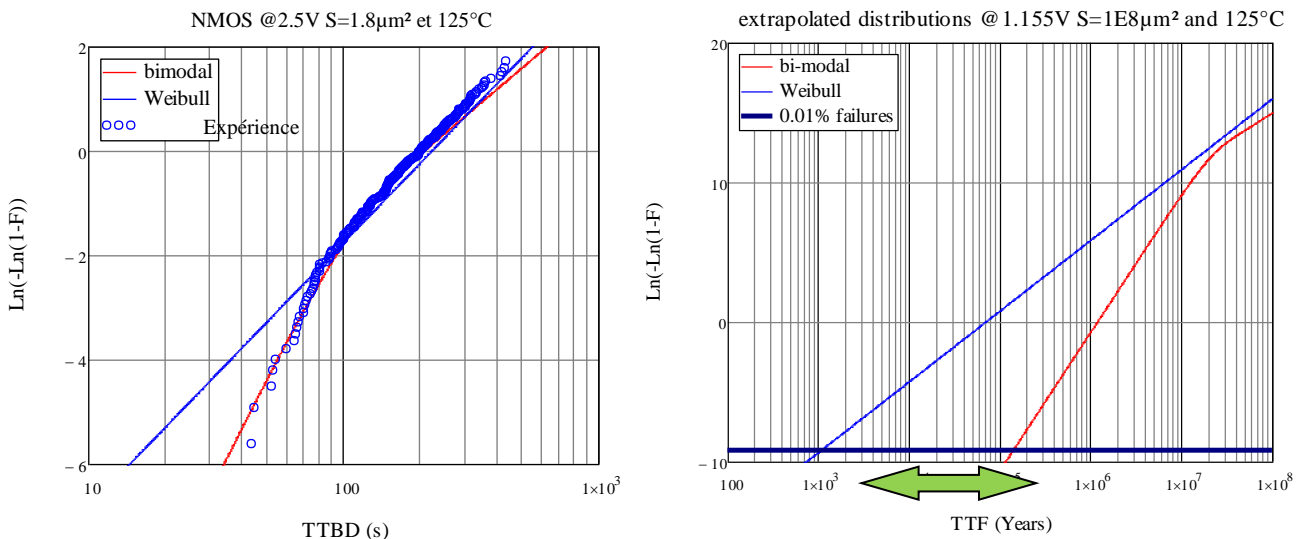


Figure 5.3 : Distribution des TDDB obtenue sur une structure NMOS (300 points de mesures) et modélisée par une distribution bimodale et de Weibull (gauche). L'importance du choix du modèle est illustrée à droite où on voit une extension de durée de vie pour le modèle bimodal (data S. Blonkowski).

Sur la partie droite de la figure 5.3, la projection en durée de vie à l'échelle d'un produit en utilisant ces deux modèles est rapportée. Dans le cas d'un modèle bimodal, on voit que pour un taux de défaillance de 0.01%, on a une extension de durée de vie de deux décades. Cependant, à l'heure actuelle, il n'existe pas de consensus sur le modèle à utiliser afin de reproduire ces distributions bimodales et de faire une extrapolation précise de la durée de vie. Ainsi, les durées de vie sont à l'heure actuelle extrapolées avec un modèle Weibullien qui donne une estimation plus pessimiste de la durée de vie. L'étude des modèles proposés pour expliquer ce comportement bimodal est l'objet de la prochaine partie.

5.2. Revue des modèles existants

Afin d'expliquer le claquage diélectrique de ce bicouche IL/HK, plusieurs scénarii sont envisageables. Cependant, il existe deux classifications dans les modèles présentés à ce jour dans la littérature. On peut considérer des chemins de claquage corrélés, c'est-à-dire que le chemin de claquage dans une des couches induit le claquage dans l'autre couche au même endroit. Le deuxième scénario est un modèle où l'on a une génération aléatoire des défauts et lorsque l'on a une ligne de défauts, on considère l'oxyde claqué. L'étude et les implications de ces modèles sont le sujet de ce paragraphe.

5.2.1. Modèles avec des chemins de claquage corrélés

5.2.1.1. Modèle de Ribes

Comme le reporte la figure 5.4, dans ce type de modèle, l'apex d'un chemin de claquage dans une couche est l'origine du chemin de claquage dans la seconde couche.

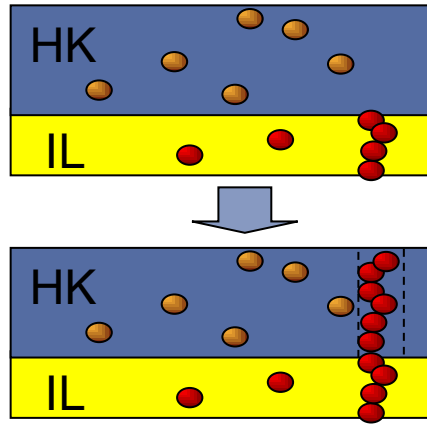


Figure 5.4 : Représentation schématique de chemin de claquage corrélé.

Il existe deux principaux modèles utilisant cette hypothèse de travail. Chronologiquement, le premier fut introduit par Ribes [Ribes09]. L'auteur prend pour hypothèse que le claquage diélectrique est initié dans la couche interfaciale comme le rapportent plusieurs travaux [Bersuker], [Ribes], [Linder]. L'auteur modélise alors la distribution des temps au claquage comme la convolution des distributions des temps pour arriver à la rupture de la couche interfaciale (T_{BDIL}) et de celle des temps nécessaires pour que le chemin de claquage s'étende dans la couche High K (T_{BDHK}). L'auteur soulève le fait que le point de rupture de la couche HK n'est pas le point pour lequel l'oxyde est le plus faible (puisque l'emplacement du point de claquage est déterminé par le chemin de claquage de l'IL). Ainsi la mise à l'échelle en surface ne s'applique pas pour la couche HK. Dans ce cas le temps au claquage de l'empilement bicouche t_{IL+HK} s'écrit :

$$t_{HK+IL} = t_{HK} \oplus t_{IL} \quad [5.1]$$

$$t_{HK+IL} = t_{0IL} \cdot V_G^{-n_{IL}} \cdot S^{\frac{1}{\beta_{IL}}} \cdot (-\ln(1-F))^{\frac{1}{\beta_{IL}}} \oplus t_{0HK} \cdot V_G^{-n_{HK}} \cdot (-\ln(1-F))^{\frac{1}{\beta_{HK}}}$$

où les paramètres de simulation sont t_{0IL} , n_{IL} , n_{HK} et t_{0HK} ainsi que les pentes de weibull des deux couches. En utilisant ce modèle, les auteurs arrivent à reproduire les distributions des TDDB bimodales sur des composants PMOS pour différentes surfaces et différentes tensions.

5.2.1.2. Modèle de Blonkowski

L'autre modèle présenté pour expliquer ce phénomène de claquage à l'aide de chemins de claquage corrélés est basé sur une création filamentaire dans la bicouche. On définit τ_i ($i=HK$ ou IL) un temps caractéristique pour chaque couche prise séparément. De même, on note β_{IL} la pente de Weibull de la distribution des temps de claquage de l'IL en monocouche (ou β_{HK} pour le HK). Ce modèle filamentaire est développé dans [Blonkowski] et donne une distribution :

$$\ln(-\ln(1-F)) = \ln \left(\left(\frac{t}{\tau_{IL}} \right)^{\beta_{IL}} - \frac{\beta_{IL}}{\beta_{HK}} \left(\frac{\tau_{HK}}{\tau_{IL}} \right)^{\beta_{HK}} \left\{ \Gamma \left(\frac{\beta_{IL}}{\beta_{HK}} \right) - \Gamma \left(\frac{\beta_{IL}}{\beta_{HK}}, \left(\frac{t}{\tau_{HK}} \right)^{\beta_{HK}} \right) \right\} \right) + \ln(S)$$

$$\text{avec } \Gamma(a, x) = \int_x^{\infty} e^{-t} t^{a-1} dt$$

qui peut être approximée selon certaines conditions par :

[5.2]

$$\begin{aligned} &\approx \ln \left(\left(\frac{\beta_{IL}}{\beta_{HK}} (\beta_{IL} + \beta_{HK}) \left(\frac{1}{\tau_{IL}} \right) \right)^{\beta_{IL}} \left(\frac{1}{\tau_{HK}} \right)^{\beta_{HK}} t^{(\beta_{IL} + \beta_{HK})} \right) + \ln(S) \text{ pour } t \ll \tau_{HK} \\ &\approx \ln \left(\left(\frac{\tau_{IL}}{t} \right)^{\beta_{IL}} \right) + \ln(S) \text{ pour } t \gg \tau_{HK} \end{aligned}$$

Dans ce modèle dit filamentaire on voit que pour les bas percentiles, on a une distribution de Weibull avec une pente qui est $\beta_{BP} = \beta_{IL} + \beta_{HK}$. Pour ces bas percentiles, la distribution est dictée par l'influence des deux matériaux.

Au haut percentile ($t \gg \tau_{HK}$), on a une distribution de Weibull avec une pente plus faible puisqu'elle vaut β_{IL} signifiant que le comportement est dicté par l'influence de la couche interfaciale.

Cela vient du fait qu'on peut considérer que pour des temps longs, la couche high-k a une probabilité très importante d'être « claquée ». Le temps au claquage du bicouche dépend donc uniquement du temps au claquage de la couche interfaciale.

5.2.2. Modèles avec une génération aléatoire de défauts

5.2.2.1. Modèles de Nigam

Ce modèle initialement présenté par [Nigam] en 2009 repose sur un modèle de percolation. Des défauts sont aléatoirement créés dans le volume d'oxyde et la rupture diélectrique intervient lorsqu'un chemin de défauts traverse les deux couches. Chaque couche va cependant avoir un taux de création de défauts différent. La simulation est répétée un nombre conséquent de fois afin d'obtenir une distribution des temps de claquage simulée. Le caractère bimodal des distributions des temps de claquage arrive à être reproduit par ce modèle comme le montre la figure 5.5 (a).

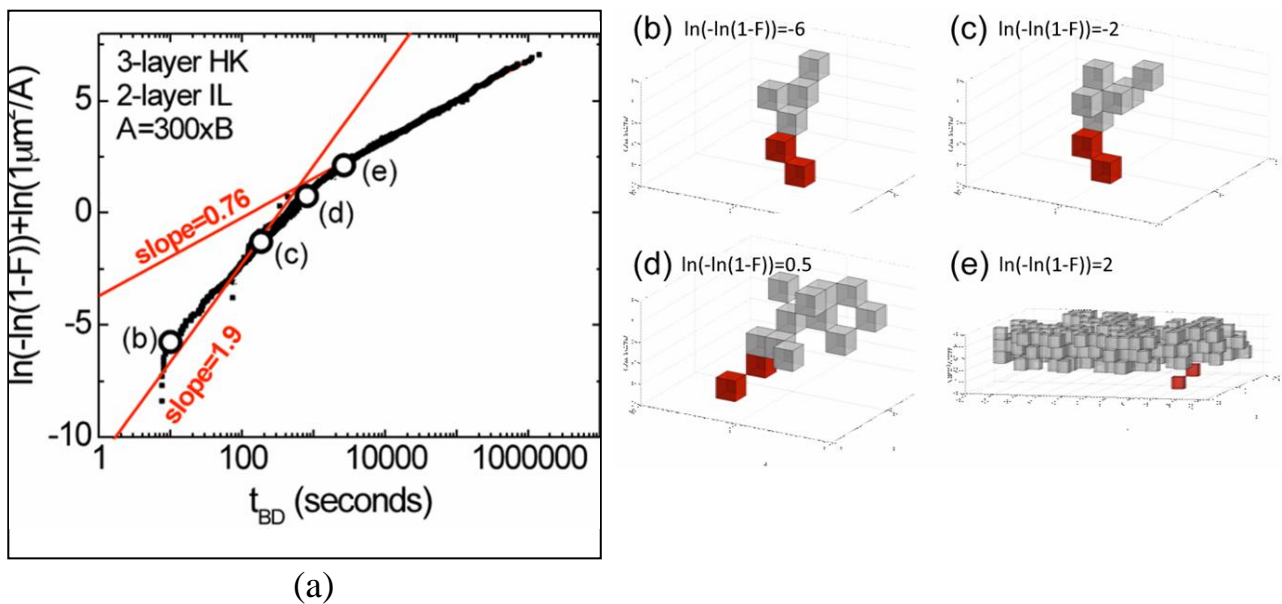


Figure 5.5 : Distribution simulée des TDDB en utilisant le modèle de Nigam pour un empilement de diélectrique constitué de 3 couches de défauts possible dans le High K et de 2 couches de défauts possibles dans l'IL (a). La pente de Weibull pour les hauts percentiles est celle de l'IL alors que celle aux faibles percentiles est celle de l'empilement entier [Nigam].

La partie droite de la figure 5.5 (b,c,d,e) représente la distribution des défauts dans l'empilement bicouche pour une proportion de défaillance donnée. Pour les hauts percentiles (d,e), on voit que la couche à 3 niveaux de défauts possibles (le HK), est presque entièrement remplie de défauts. Dans ce cas, c'est la rupture de l'IL qui gouverne le temps au claquage et ainsi, on doit retrouver la pente de Weibull de l'IL aux hauts percentiles.

Dans le cas des faibles percentiles (b,c), on voit que le nombre de défauts dans chacune des couches est comparable lorsque la rupture diélectrique se produit. Les deux couches jouent donc un rôle et ainsi la pente de Weibull, dans ce cas-là, va dépendre de la pente de l'IL et de la pente du HK.

5.2.2.2. Modèle de Suñé

Dans [Suñé10], un modèle de percolation basé sur un découpage de l'oxyde en cellules similaire à celui introduit au chapitre 1.4.2 est proposé. L'auteur suppose que la taille des cellules (qui correspond à la taille d'un défaut) dans l'IL est différente de celle du HK, de même le taux de défaillance est différent dans chaque couche.

Chaque couche a une distribution cumulative des défauts qui s'écrit comme une distribution Weibullienne.

$$F_{i=HK,IL}(t) \approx \left(1 - \exp \left(- \left(\frac{t}{\tau_i} \right)^{\beta_i} \right) \right) \quad [5.3]$$

Pour qu'il y ait une percolation sur l'empilement complet, il faut qu'il y ait une colonne de défauts qui traverse l'empilement bicouche, ce qui se traduit par $F_{IL+HK} = F_{IL} * F_{HK}$.

La distribution des temps de claquage dans une échelle de Weibull s'écrit alors pour le bicouche [Suñé10]:

$$\text{Ln}(\text{Ln}(1 - F_{IL+HK})) = \text{Ln}(-\text{Ln}(1 - (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{HK}}})^{\beta_{HK}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{IL}}})^{\beta_{IL}})) + \text{Ln}(S) \quad [5.4]$$

On retrouve dans cette approche le fait que pour les hauts percentiles, on ne verra que la contribution de l'une des deux couches. En effet si $\tau_{HK} < \tau_{IL}$ alors F_{HK} va tendre rapidement vers 1 et ainsi $F_{IL+HK} \sim F_{IL}$.

Pour les bas percentiles on aura comme dans le cas du modèle de [Blonkowski] une influence des deux couches sur la distribution.

5.2.3. Discussion

Il existe donc au moins trois modèles analytiques (Ribes, Blonkowski et Suñé) permettant de reproduire le caractère bimodal des distributions des temps de claquage obtenus sur l'oxyde de grille du nœud C28. Ces 3 modèles réussissent à modéliser le caractère bimodal des distributions. Cependant, ils se différencient lorsque l'on compare leurs prévisions lors de la mise en échelle des surfaces. Sur la figure 5.6, nous avons rapporté les simulations Monte-Carlo des trois modèles lorsque la surface du dispositif est multipliée par 100.

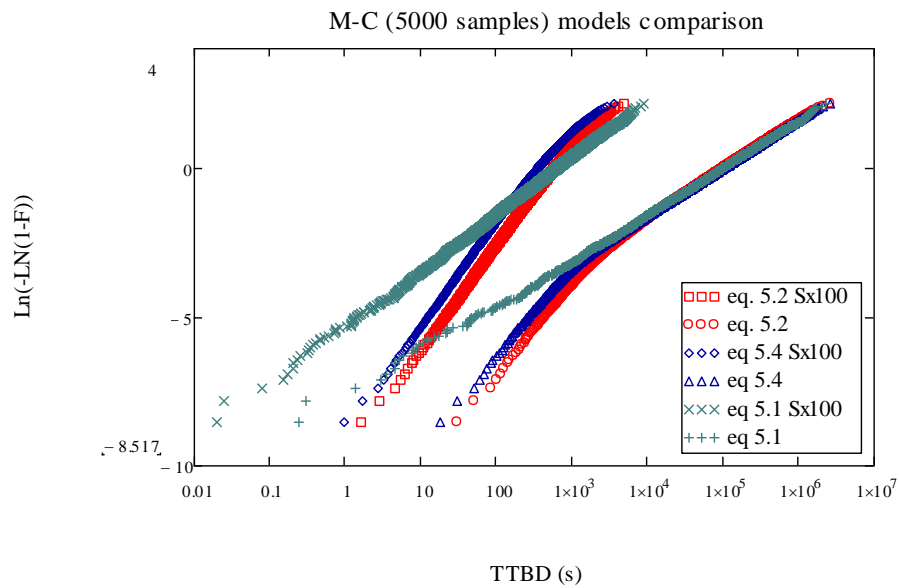


Figure 5.6 : Représentation des distributions des TDDB simulées en utilisant les équations 5.1 à 5.4 pour une surface unitaire et une surface 100 fois plus grande.

Les modèles des équations 5.2 et 5.4 sont quasiment identiques et représentent bien l'expérience, c'est-à-dire qu'une augmentation de la surface entraîne bien une augmentation apparente de la pente moyenne (apparente car la distribution des TDDB est alors plus centré sur la partie de pente β_{IL+HK}). Cependant, cela ne contredit pas l'hypothèse d'homogénéité en surface de la distribution, car cet effet traduit simplement la translation des ordonnées. On constate que le modèle donnant lieu à l'équation 5.1(Ribes) ne traduit pas correctement l'aspect bimodal. La différence entre l'approche 5.1(Ribes) et les deux autres s'expliquent de la manière de combiner les probabilités. Dans les modèles donnant lieux aux équations 5.2 (Blonkowski) et 5.4 (Suné), la probabilité de claquage du bicouche aux faibles percentiles résulte du claquage de la couche 1 et de la couche 2 (figure 5.7 gauche). Il résulte donc du produit des probabilités de claquage des deux couches et la pente s'exprime alors comme la somme des pentes. Par contre, dans le modèle de Ribes, la région des hauts percentiles représente la probabilité de claquage par une des couches tandis que la région des faibles percentiles correspond à l'autre couche (figure 5.7 droite).

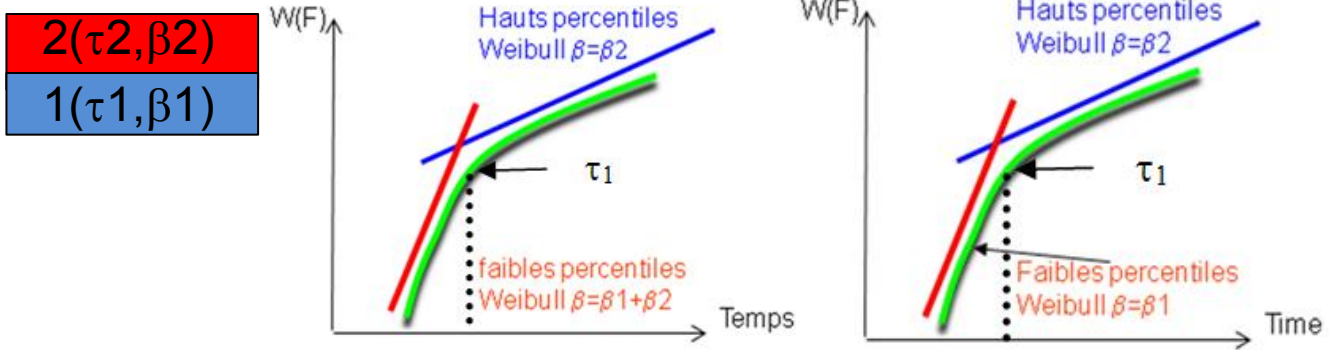


Figure 5.7 : Explication schématique des paramètres des distributions bimodales suivant le modèle utilisé. Dans le modèle de [Ribes] (droite) les bas percentiles représentent la probabilité de claquage par l'une des couches seulement alors que dans les autres modèles ils résultent de la rupture de la couche 1 et 2.

C'est pour cette raison que l'aspect bimodal est bien mieux pris en compte par les équations 5.2 et 5.4. Les simulations de Monte Carlo montrent que les équations 5.2 et 5.4 donnent des résultats similaires et dans la suite, par souci de simplicité, nous utiliserons le modèle donnant lieu à l'équation 5.4 [Suñé10]. Cependant, il faut rappeler que les modèles étant extrêmement récents (2009-2011), aucun consensus n'existe sur le modèle à utiliser.

5.2.4. Facteur d'accélération en tension

Afin de décrire complètement les distributions de Weibull, il faut décrire l'évolution des facteurs d'accélération (notés τ_i ou $i=IL, HK$) avec la tension. On considérera les 3 modèles présentés dans le premier chapitre de ce manuscrit utilisés pour décrire la dépendance en tension des distributions des temps de claquage. Le modèle dit en E donne pour chaque couche $i= IL$ ou HK :

$$\tau_i = \tau_{i0} e^{-A_i E_i} \quad [5.5]$$

Et le modèle en $1/E$ donne :

$$\tau_i = \tau_{i0} e^{\frac{A_i}{E_i}} \quad [5.6]$$

Et le modèle en puissance sera décrit comme :

$$\tau_i = \tau_{i0} V_i^{A_i} \quad [5.7]$$

Pour calculer les champs électriques E_i et les chutes de potentiel V_i dans chaque couche on considère qu'il n'y a pas de charge à l'interface IL/HK, la relation de continuité du champ électrique à l'interface s'écrit :

$$\epsilon_{HK} E_{HK} = \epsilon_{IL} E_{IL} \quad [5.8]$$

Dans l'équation 5.8, $\epsilon_{HK} = 17$ et $\epsilon_{IL} = 6$ correspondent aux permittivités diélectriques relatives de chaque couche. En considérant le fait que la tension appliquée V s'écrit :

$$V = V_{IL} + V_{HK} \quad [5.9]$$

On obtient

$$V_{IL} = \left[\frac{t_{IL} \epsilon_{HK}}{t_{IL} \epsilon_{HK} + t_{HK} \epsilon_{IL}} \right] V \quad [5.10]$$

Et

$$V_{HK} = \left[\frac{t_{HK} \epsilon_{IL}}{t_{IL} \epsilon_{HK} + t_{HK} \epsilon_{IL}} \right] V \quad [5.11]$$

Le champ électrique dans chaque couche est donné à son tour par

$$E_i = \frac{V_i}{t_i} \quad [5.12]$$

Il faut noter que tous les modèles bimodaux reposent in fine sur l'hypothèse que chaque couche a ses propres caractéristiques de rigidité diélectrique. La distribution des temps au claquage résulte, de ce fait, d'une combinaison des propriétés de chaque couche. Cependant, il n'existe pas à notre connaissance de preuve expérimentale de cette hypothèse. Nous allons voir que l'utilisation du C-AFM peut au moins en partie répondre à cette question.

5.3. Utilisation du C-AFM pour l'étude de l'origine des distributions bimodales

5.3.1. Approche expérimentale

Afin de valider le modèle par couche et aussi faire une comparaison des trois modèles utilisés pour décrire le facteur d'accélération, nous allons étudier séparément la couche dite interfaciale et l'empilement complet comme représenté sur la figure 5.5. La couche interfaciale seule aura la même épaisseur et aura suivi le même procédé de dépôt que celle présente dans l'empilement IL/HK utilisée dans le nœud C28 nm à Crolles. Cependant, les différents recuits ainsi que le lanthane et l'aluminium utilisés dans les dispositifs ne sont pas présents dans nos échantillons et il sera donc impossible de comparer nos mesures avec les distributions obtenues sur des dispositifs.

La même démarche serait pratiquement impossible à réaliser avec des dispositifs ne comportant que la couche interfaciale ne serait-ce qu'à cause du courant tunnel important qui compliquerait la détection. L'étude d'un cas d'école (figure 5.8), c'est-à-dire la comparaison des distributions d'une couche IL avec la même couche IL surmontée de la couche HK est par contre tout à fait réalisable grâce au C-AFM.

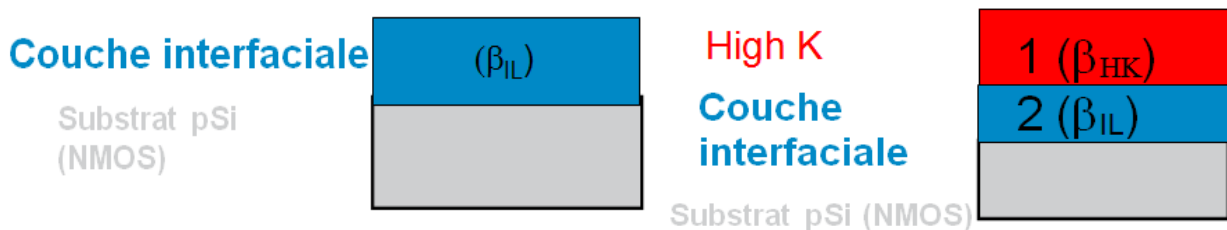


Figure 5.8 : Couche interfaciale composée d'un empilement de type P-Si/1,4 nm SiON (gauche). Empilement complet composé des trois couches suivantes : P-Si/1,4 nm SiON/1,7 nm HfSiON (droite)

Nous utiliserons, pour obtenir les distributions des TDDB, le C-AFM fonctionnant sous UHV avec des pointes ayant un revêtement diamant comme nous l'avons fait aux chapitres 3 et 4. Pour obtenir les pentes et les facteurs d'accélération en tensions, nous effectuerons des ajustements des distributions expérimentales.

Nous ajusterons les distributions expérimentales obtenues en appliquant trois tensions différentes avec l'équation 5.4 compte tenu des différents facteurs d'accélération en tension (équations 5.6 à 5.12). Dans ce cas, nous ajustons donc des distributions $F(t,V)$. Pratiquement, il s'agit d'ajustements non linéaires multivariés des distributions expérimentales que nous réalisons en utilisant le logiciel STATGRAPHICS™. Les paramètres à ajuster sont τ_{0i} , A_i , β_i où $i = \text{HK}$ ou IL , définis dans les équations 5.5 à 5.7. Notons que ces ajustements sont assez courants et réalisables avec de nombreux autres logiciels. Les distributions des couches

interfaciales sont ajustées par des distributions de Weibull et l'empilement complet avec la distribution bimodale (équation 5.4).

5.3.2. NMOS : étude de la couche interfaciale

5.3.2.1. Courant tunnel

Dans un premier temps, le courant tunnel obtenu par C-AFM a été reproduit par un modèle pour déterminer la surface de contact pointe/échantillon.

Comme dans les mesures décrites dans le chapitre 3, la structure de 1,45nm de SiON/substrat P est polarisée en régime d'inversion. Ici, la mesure est effectuée avec un calibre qui permet d'obtenir un courant maximal de 1nA.

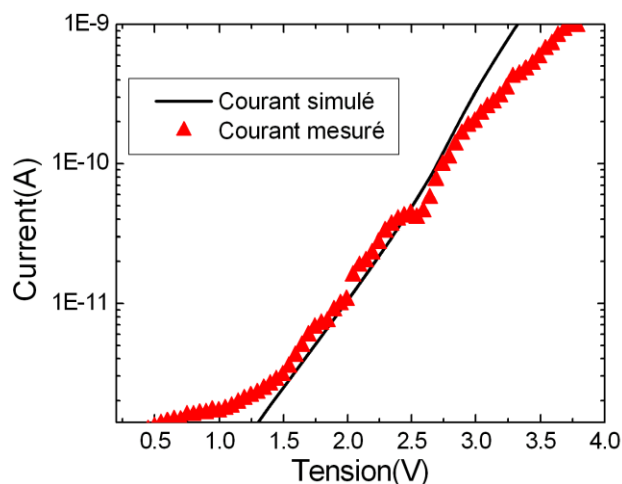


Figure 5.9: Mesure $I(V)$ réalisée sur du SiON (1,45nm) / substrat(P). Le courant est reproduit par un courant de type Fowler- Nordheim.

Dans la figure 5.9, le courant obtenu expérimentalement pour une épaisseur d'oxyde de 1,45 nm est représenté avec des triangles et la courbe, en trait plein, représente le courant simulé par un courant de type Fowler-Nordheim (équation 1.4), en prenant les mêmes paramètres que dans le chapitre 3. La valeur de la masse effective d'un électron fut prise à $m_{ox}=0,45 \times m_e$ et la hauteur de barrière à l'interface Si/SiON à $\Phi_b=3,2eV$. Pour des tensions inférieures à 1,2 V, le courant est en dessous du seuil de détection, mais pour des tensions supérieures à 1,2 V, la simulation reproduit bien le courant mesuré sur plus de deux décades de courant. Cependant, on voit qu'à partir de 3V la simulation ne coïncide plus avec le

courant mesuré. Ceci peut être dû à une dérive de la pointe pendant la mesure, induisant un changement de la surface sous pointe.

Dans ce cas, une valeur de la surface de contact pointe/échantillon de 5nm^2 fut extraite. Cette valeur est dans le même ordre de grandeur que les autres surfaces extraites dans ce travail.

5.3.2.2. Mesure topographique

Afin d'effectuer une comparaison complète de la couche de SiON de 2.6nm avec celle de 1.45nm , nous avons fait une mesure de topographie de la surface qui est présentée sur la figure 5.10.

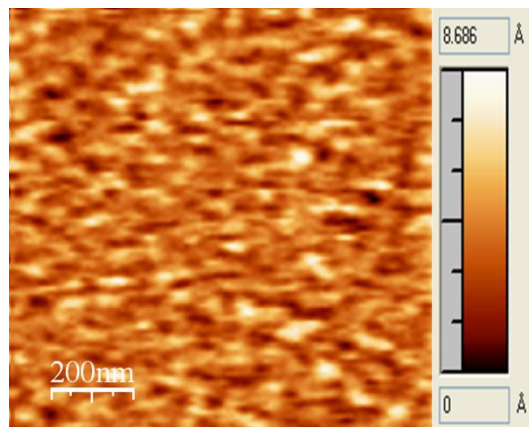


Figure 5.10: Mesure topographique réalisée sur du SiON($1,45\text{nm}$) / substratP.

Un calcul de la rugosité de surface a aussi été effectué sur cet échantillon et donne une valeur RMS de la rugosité de $0,11\text{Å}$. Pour rappel, une valeur RMS de rugosité de $0,93\text{Å}$ avait été obtenue pour la couche de $2,6\text{nm}$. Cette faible différence peut s'expliquer par le fait que les deux couches n'ont pas suivi exactement le même procédé. Elle peut aussi venir d'un rayon de courbure différent de la pointe utilisée qui peut impacter la mesure.

5.3.2.3. Distribution des temps au claquage

Lors des tests accélérés de TDDB, les transistors sont polarisés en forte inversion. Dans le cas du NMOS, la grille est polarisée positivement et le courant est dû aux électrons provenant du substrat. Nous nous placerons donc dans les mêmes conditions.

Les distributions des temps de claquage de la couche interfaciale sont obtenues de manière similaire à celle exposée dans le chapitre 3. Pour cette couche très fine de 1.4nm, la distribution des temps au claquage est de type Weibullienne pour les trois tensions de grille testées (figure 5.11).

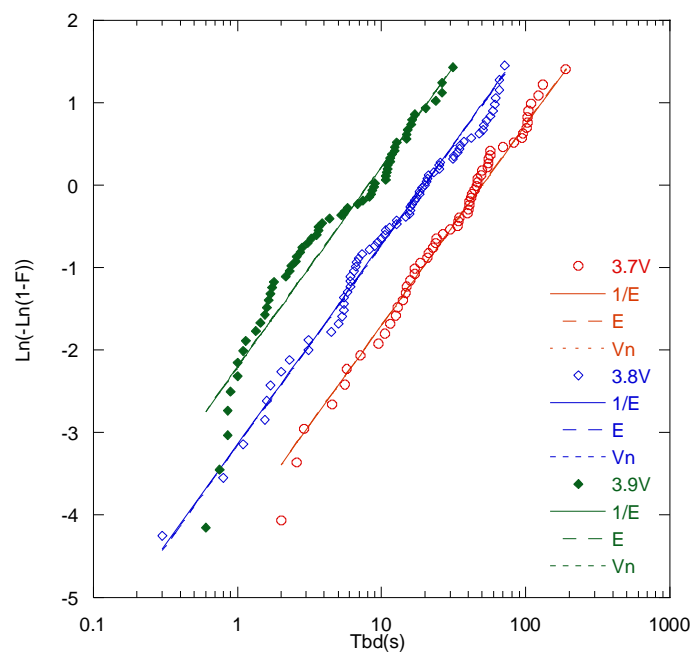


Figure 5.11: Distributions des temps au claquage obtenues par C-AFM sur une couche interfaciale de 1.4 nm pour trois tensions de grille différentes (3,7V, 3,8V, 3,9V). Les distributions ajustées pour les trois modèles sont aussi représentées (60 points de mesures).

Les paramètres extraits des trois caractéristiques de la figure 5.11 par la procédure décrite dans le §5.3.1, sont rapportés dans le tableau 5.1.

Modèle/Paramètres	$Ln(\tau_{IL})$ (s)	A_{IL}	β_{IL}	R
E	38	13	1.06	0,96
1/E	-31.6	94	1.06	0,96
Puissance de V	49	-35	1.06	0,96

Tableau 5.1 : Paramètres extraits de la reproduction des distributions des TDDB de la couche interfaciale sur la structure P-Si/1.4 nm SiON correspondant à la figure 5.11.

Dans chaque ligne du tableau 5.1, nous avons reporté les paramètres issus de l'ajustement des trois modèles de facteur d'accélération (équations 5.5 à 5.7). Dans la dernière colonne, R est le coefficient de régression. A titre de comparaison, nous avons procédé au même ajustement avec les données du chapitre 3 (figure 3.14) sur le SiON de 2,6 nm.

Modèle/Paramètres	$Ln(\tau_{IL})$ (s)	A_{IL}	β_{IL}	R
E	42	19	1,16	0,96
1/E	-36	80	1,16	0,96
Puissance de V	68.2	-39	1,16	0,96

Tableau 5.2 : Paramètres extraits de la reproduction des distributions des TDDB de la couche interfaciale sur la structure P-Si/2.6 nm SiON correspondant à la figure 3.14.

Les données des tableaux 5.1 et 5.2 sont comparables mais non totalement identiques. Les procédés de nitruration et le taux d'azote ont été optimisés de manière différente pour les deux couches qui n'appartiennent pas au même nœud technologique. Notons aussi que l'augmentation de la pente de Weibull avec l'épaisseur est en accord avec les modèles décrits dans le chapitre 1.

On voit que pour le modèle en puissance, dans le chapitre 3, nous avons extrait un facteur d'accélération de -44 inférieur à -39 dans le tableau 5.2. Ceci peut s'expliquer par la procédure d'ajustement. Ici, nous ajustons toutes les distributions dans leur intégralité (c'est-à-dire que nous forçons la pente à être indépendante de la tension). En revanche dans le chapitre 3, conformément à la procédure industrielle, nous avons extrait le facteur n, par une régression en loi de puissance sur des temps moyens au claquage, ce qui signifie que nous avons ajusté séparément les pentes. Une fois les paramètres de la couche IL déterminés par ajustement, nous pouvons procéder de même pour l'ensemble de la structure IL et HK.

5.3.3. NMOS : TDDB de l'empilement complet

Les distributions expérimentales des TDDB obtenues sur l'empilement de grille de type bicouche pour trois tensions différentes sont reportées sur la figure 5.12. Les distributions simulées pour les 3 modèles de facteur d'accélération sont aussi représentées sur cette figure.

Il faut noter que, cette fois, le champ électrique dans chaque couche a été calculé en utilisant les équations 5.10-5.12

La nature bimodale de la distribution cumulée des temps de claquage dans une échelle de Weibull apparaît clairement lorsque l'on réalise une comparaison de la figure 5.11 et 5.12. Ceci montre encore l'intérêt que représente l'utilisation du C-AFM.

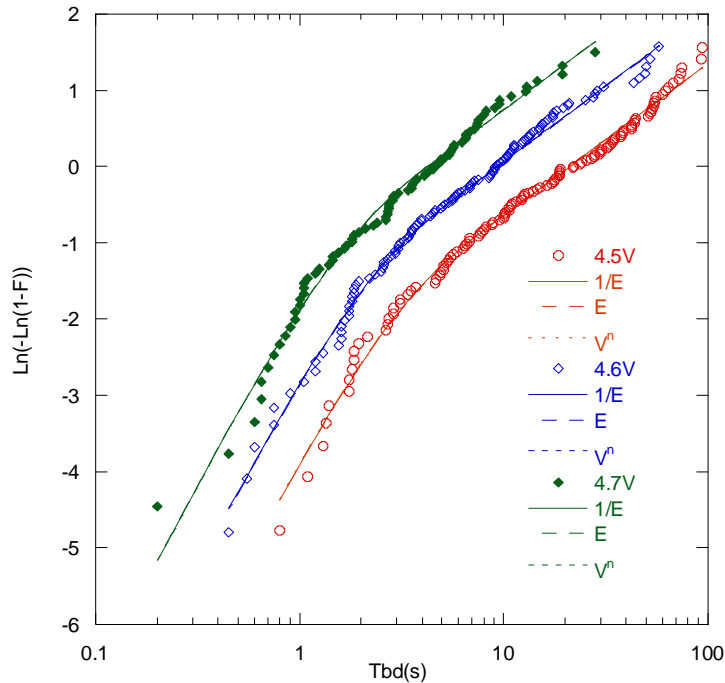


Figure 5.12: Distributions des temps au claquage obtenues par C-AFM sur un empilement de 1,4 nm SiON/1,7nmHfSiON pour trois tensions de grille différentes (4,5V, 4,6V, 4,7V). Les distributions simulées pour les trois modèles sont aussi représentées (160 mesures).

La rupture de pente de cette distribution des TDDB apparaît aux faibles percentiles. Il faut ainsi un nombre conséquent d'expériences de type TTF afin de pouvoir correctement identifier ce caractère bimodal. Comme vu dans le chapitre 3 de ce manuscrit, une distribution Weibullienne des TDDB peut tendre vers une distribution Log-normale lorsque l'on augmente le nombre de mesures. Nous avons tracé sur la figure 5.13 les distributions des TDDB de la figure 5.12 en échelle log-normale afin d'exclure l'éventualité que la bimodalité soit une distribution de type Log-normale.

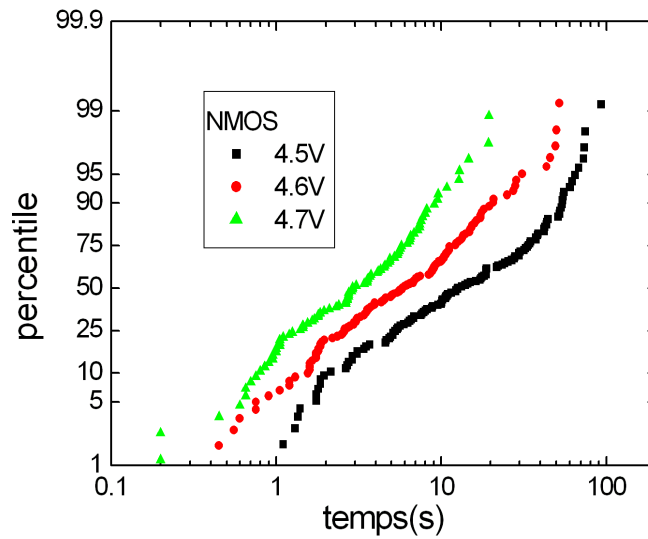


Figure 5.13: Distributions des temps au claquage obtenues par C-AFM sur un empilement de 1,4 nm SiON/1,7nmHfSiON pour trois tensions de grille différentes (4,5V, 4,6V, 4,7V) en échelle log-normale.

Comme le montre la figure 5.13, les distributions des TDDDB obtenues sur l'empilement du nœud C28 / NMOS ne sont pas linéaires en échelle log-normale. Le caractère bimodal de la distribution ne vient donc pas de la rugosité de surface.

Nous avons par la suite modélisé les distributions obtenues et les paramètres extraits de l'ajustement tel que décrit dans la partie précédente sont reportés dans le tableau 5.3.

Modèle/Paramètres	$Ln(\tau_{IL})$ (s)	A_{IL}	β_{IL}	$Ln(\tau_{HK})$ (s)	A_{HK}	β_{HK}	R
E	39	16	0,86	17	14	1,36	0.99
1/E	-35	85	0,86	-13	11	1,36	0.99
Puissance de V	46	-37	0,86	5	-14	1,36	0.99

Tableau 5.3 : Paramètres extraits par l'ajustement des distributions des temps au claquage de la structure P-Si/SiON 1,4 nm / HfSiON 1,7 nm de la figure 5.10

Si nous comparons les paramètres de chaque couche (IL et HK), nous constatons qu'indépendamment du modèle, la pente du mode HK est supérieure à celle du mode IL. Ceci pourrait s'expliquer par l'épaisseur supérieure de la couche HK. Les facteurs d'accélération sont bien plus importants dans l'IL, ce qui confirme que l'IL est un meilleur isolant que le HK. Ceci est bien en accord avec les prédictions des modèles [McPherson] et [Blonkowski] qui montrent bien, pour des raisons toutefois différentes, que la rigidité diélectrique diminue lorsque la permittivité diélectrique augmente. Il est intéressant d'effectuer une comparaison des paramètres et en particulier, des facteurs d'accélération de l'IL obtenus sur l'IL seule

(tableau 5.1) et ceux obtenus sur l'empilement complet (les trois premières colonnes du tableau 5.3).

Nous constatons que toutes les valeurs sont très proches, cependant la pente β_{IL} obtenue dans l'empilement complet est légèrement plus faible (0,86) que celle obtenue dans la couche interfaciale seule (1,06). Pour évaluer son impact, nous l'avons fixé à 1,06 pour un nouvel ajustement des courbes obtenues sur l'empilement complet selon le modèle en E. Les valeurs obtenues à partir de cet ajustement sont reportées dans le tableau 5.4. On constate que les valeurs ajustées pour l'IL sont encore plus proches de celles extraites à partir de mesures sur l'IL seul (tableau 5.1).

Modèle/Paramètres	$Ln(\tau_{IL})$ (s)	A_{IL}	β_{IL}	$Ln(\tau_{HK})$ (s)	A_{HK}	β_{HK}	R
E	39	16	0.86	17	14	1,36	0,99
E($\beta_{IL}=1.06$ fixé)	37	15	1.06	15	16	1,5	0,99

Tableau 5.4 : Comparaison des paramètres extraits par l'ajustement des distributions des temps au claquage de la structure PSi/SiON1,4 nm/HfSiON1,7 nm de la figure 5.12 pour le modèle en E (du tableau 5.3) avec les paramètres obtenus en fixant la pente β_{IL} à 1,06, valeur extraite lors de l'expérience sur l'IL seule.

On peut donc conclure que la distribution du temps de claquage du bicouche est bien une fonction des caractéristiques de tenue en tension propres de chaque couche.

Les modèles présentés par [Blonkowski] et [Suñé10] étaient basés sur cette hypothèse de travail sans en avoir la preuve expérimentale. Le C-AFM, grâce à la faible surface de test électrique, a permis d'effectuer des tests sur la couche interfaciale seule et sur l'empilement NMOS complet et ainsi apporter la première justification expérimentale, à ce jour, de cette hypothèse.

5.4. Conclusion

Du fait de la faible surface de contact pointe/échantillon, des tests de durée de vie sur des couches extrêmement fines ont pu être réalisés. Ainsi, la couche interfaciale seule et l'empilement complet ont pu être testés.

Il a été montré que le comportement des TDDB de la couche interfaciale traitée séparément correspond au haut percentile de la distribution des TDDB de l'empilement NMOS HK/IL du nœud 28nm. On retrouve en effet les mêmes pentes de Weibull ainsi qu'un facteur d'accélération similaire lors de l'extraction des paramètres de modélisation de l'IL et des

hauts percentiles de l'empilement complet pour les 3 modèles étudiés. C'est à ce jour la seule preuve expérimentale que la distribution du temps de claquage de l'empilement bicouche est bien une fonction des caractéristiques de tenue en tension propres à chaque couche. Il a aussi été montré que l'IL est un meilleur isolant en termes de durée de vie que le HK, ce qui est bien en accord avec les prédictions des modèles présentés par [McPherson] et [Blonkowski].

Bibliographie du chapitre 5 par ordre alphabétique

- [Bersuker] G. Bersuker et al., IEDM, « Breakdown in the metal/high-k gate stack” pp. 791-794, 2008.
- [Blonkowski] S. Blonkowski, J. Appl. Phys 107, 084109 “ Filamentary model of dielectric breakdown » (2010)
- [Kauerauf] T. Kauerauf, R. Degraeve, L.Å Ragnarsson, P. Roussel, S.Sahhaf, G.Groeseneken “Methodologies for sub-1nm EOT TDDDB evaluation” IRPS 2011
- [Linder] B. Linder P.; Cartier, E.; Krishnan, S.; Stathis, J.H.; Kerber, A “the effect of interface thickness of High K/Metal gate stack on NFET dielectric reliability IRPS 2009 p.510-513
- [McPherson] J.W .McPherson, J. Kim, A. Shanware, H .Mogul, and J. Rodriguez “Trends in the Ultimate Breakdown Strength of High Dielectric-Constant Materials” IEEE Trans. On Elec. Dev,vol.50,n°.8, August 2003 p.1771-1778
- [Nigam] T. Nigam, A. Kerber, and P. Peumans “Accurate Model for Time-Dependent Dielectric Breakdown of High-K Metal Gate Stacks” IRPS 2009 p:523-530
- [Ribes09] G. Ribes et al ECS « Multi-Vibrational Hydrogen Release: A Dielectric Breakdown Model for Ultra-thin SiO₂/SiON and High-K Stack 2009 p: 195-225.
- [Ribes10] G. Ribes , P. Mora , F. Monsieur , M. Rafik , F. Guarin , G. Yang , D. Roy , W.L. Chang , J. Stathis “High-K gate stack breakdown statistics modelled by correlated interfacial layer and high-k breakdown path” IRPS 2010 p:364-368
- [Suñé10] Jordi Suñé, Ernest Y. Wu and S. Tous “High-K dielectric stack percolation breakdown statistics” IRPS 2010 p:1588-1591
- [Suñé11] E. Wu, J. Suñé, B. Linder, R. Achanta, B. Li, and S. Mittl “Post-Breakdown Statistics and Acceleration Characteristics in High-K Dielectric Stacks” IRPS 2011 p: 2A.1.1 - 2A.1.6

CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce travail de thèse porte sur la caractérisation à l'échelle nanométrique de la fiabilité des oxydes de grille. Afin de réduire les coûts de test, une méthode utilisant le C-AFM a été développée. Celle-ci permet d'évaluer la durée de vie des dispositifs sans avoir à finir complètement le composant mais en testant seulement l'élément limitant la durée de vie: l'oxyde de grille. D'un point de vue plus fondamental nous avons pu tirer profit de l'approche nanométrique afin de mieux comprendre les mécanismes de rupture à l'échelle locale.

Afin d'obtenir des mesures reproductibles et fiables, nous avons utilisé un AFM en mode de conduction (C-AFM) fonctionnant sous ultravide pour réduire la contamination de l'échantillon et éviter la formation d'un ménisque d'eau autour de la pointe. Des pointes conductrices avec un revêtement diamant ont été utilisées dans cette étude et leurs conductivités sont testées avant et après la campagne de mesure afin de garantir la validité des résultats obtenus.

Le courant enregistré à travers la grille à l'échelle macroscopique et nanoscopique est un courant de type Fowler-Nordheim . Pour reproduire le courant obtenu dans le cas de l'utilisation du C-AFM, une surface de contact électrique entre la pointe C-AFM et l'échantillon de l'ordre de 10 nm^2 a été extraite de ces expériences.

Avant de réaliser ces études à l'échelle nanoscopique il était dans un premier temps crucial de montrer que le C-AFM est fiable pour effectuer des mesures statistiques de temps de rupture diélectrique. Cela a pu être fait en comparant de façon systématique les distributions de temps de rupture diélectrique obtenues à l'échelle des composants et celles obtenues par C-AFM à l'échelle nanométrique. Il a ainsi pu être montré que les pentes des distributions des temps de claquage sont identiques dans une échelle de Weibull, ce qui valide la technique.

Les facteurs d'accélération en tension extraits pour les trois surfaces de tests peuvent être reproduits par une loi en puissance de la tension appliquée et cela avec un facteur de puissance très proche. La mise à l'échelle en surface a également permis d'extrapoler une surface sous pointe de 10 nm^2 , cohérente avec les mesures de courant, montrant un mécanisme commun aux différentes échelles pour la rupture diélectrique. Une taille atomique des défauts

a été déduite remettant en cause la taille des défauts de l'ordre du nm³ prédite par le modèle de percolation.

L'utilité du microscope à force atomique réside aussi dans la possibilité d'observer des phénomènes inaccessibles aux échelles macroscopiques. En effet, grâce à la faible surface de contact électrique les mesures réalisées par C-AFM sont moins altérées par le courant de fuite de type tunnel direct et Fowler-Nordheim puisque ce courant est proportionnel à la surface de test. Ainsi, des mécanismes de dégradation ayant lieu de façon très localisée peuvent être masqués à l'échelle du dispositif par le courant tunnel.

En utilisant le C-AFM nous avons ainsi pu constater que lorsque le sens de la rampe en tension est inversé lors des mesures I(V) le courant continue d'augmenter pendant quelques pas en tension et cette augmentation dépend des paramètres de la rampe. Pour comprendre ce phénomène de résistance différentielle négative (NDR) un modèle de type filamentaire a été introduit. Sous l'activation du champ électrique un chemin conducteur se crée et se propage entre les deux électrodes. Lorsque le filament à une longueur suffisante, il peut alors court-circuiter les deux électrodes : on arrive alors à la rupture diélectrique. Le modèle proposé réussit à reproduire le phénomène de NDR ainsi que la rupture diélectrique avec les mêmes paramètres.

Nous avons également observé qu'en augmentant la vitesse de la rampe, le champ de claquage moyen diminue. Ce phénomène a été expliqué par le même modèle filamentaire.

Pour les nœuds technologiques 32nm et au-delà, l'utilisation des oxydes bicouches tend à se répandre. Ces oxydes, constitués d'une couche interfaciale et d'une couche de type high-k, ont remplacé le SiON en production. Pour ce type d'empilement bicouche il n'y pas encore de consensus sur le modèle d'extrapolation le mieux adapté pour extrapoler la durée de vie.

L'utilisation du C-AFM permet d'obtenir les caractéristiques de durée de vie d'oxydes très fins grâce à la faible surface de contact qui limite le courant tunnel et Fowler-Nordheim. Ainsi, la distribution statistique des temps au claquage de la couche interfaciale seule a pu être obtenue. Nous avons pu montrer que cette distribution correspond au haut percentile de la distribution des TDDB de l'empilement complet NMOS HK/IL du nœud 28nm. On retrouve, en effet, les mêmes pentes de Weibull ainsi qu'un facteur d'accélération proche lors de l'extraction des paramètres de modélisation de la couche interfaciale et des hauts percentiles de l'empilement complet pour les 3 modèles étudiés. Ceci constitue la preuve expérimentale

que la distribution du temps de claquage de l'empilement bicouche est bien une fonction des caractéristiques de tenue en tension propres à chaque couche.

L'utilisation du C-AFM a permis de montrer que l'étude de la fiabilité des oxydes monocouche ou bicouche est possible sans avoir recours aux nombreuses étapes technologiques nécessaires pour fabriquer un dispositif complet.

L'ultra vide et la durée de vie des pointes sont malheureusement peu compatibles avec l'utilisation de cet appareil afin de réaliser des tests en production de masse. Cependant, le C-AFM pourrait être un excellent outil servant à l'élaboration et au développement de nouvelles recettes de fabrication d'oxyde. On pourrait optimiser la fiabilité d'un nouveau dépôt d'oxyde dès l'élaboration du procédé de dépôt sans avoir à finir le composant.

Le C-AFM permet aussi d'apporter des éléments pour la compréhension physique et des nouvelles données expérimentales pour les modèles de rupture diélectrique. Ainsi, une preuve expérimentale a été apportée afin de valider les modèles utilisés pour le nœud 28nm.

La suite de ce travail pourrait s'axer en plusieurs points :

- Afin de comprendre la plus faible pente (comparé au NMOS) aux hauts et bas percentiles reportés dans la littérature il faudrait réaliser une étude des distributions de durée de vie de l'empilement PMOS.
- Il est aussi important de comprendre la réversibilité du courant filamentaire nanoscopique. Pour se faire il faudrait réaliser des études de cyclage dans le cadre des expériences de type NDR. Il serait aussi intéressant d'établir un parallèle avec le phénomène dit de « forming » dans les mémoires ReRAM.
- Enfin on pourrait adapter la mesure à des dispositifs en fonctionnement pour étudier les mécanismes de dégradation de type NBTI, PBTI ou HCI.

GLOSSAIRE

Ac	<i>Surface de contact pointe/échantillon</i>
AFM	<i>Atomic Force Microscopy</i>
AHI	<i>Anode Hole Injection</i>
AHR	<i>Anode Hydrogen Release</i>
A₀	<i>Taille des défauts (modèle filamentaire)</i>
C	<i>Capacité</i>
C-AFM	<i>Conductive Atomic Force Microscopy</i>
CCS	<i>Constant Current Stress</i>
C_{ox}	<i>Capacité surfacique de l'oxyde</i>
DBIE	<i>Dielectric Breakdown Induced Epitaxy</i>
DFT	<i>Density Fonctionnal Theory</i>
E	<i>Champ électrique</i>
E'	<i>Site d'un défaut lié à une lacune d'oxygène</i>
E_a	<i>Energie d'activation</i>
E_{ox}	<i>Champ électrique appliqué aux bornes de l'oxyde</i>
E_{bd}	<i>Champ de claquage</i>
E_c	<i>Energie de la bande de conduction</i>
E_F	<i>Energie du niveau de Fermi</i>
EFM	<i>Electrostatic Force Microscopy</i>
E_g	<i>Energie de la bande interdite</i>
EOT	<i>Equivalent Oxide Thickness</i>
E_{ox}	<i>Champ électrique local</i>
ESR	<i>Electron Spin Resonance</i>
E_v	<i>Energie de la bande de valence</i>
E_{vide}	<i>Energie du vide (énergie d'un électron au repos à l'infini)</i>
f	<i>Fréquence</i>
F_c	<i>Force d'appui entre la pointe et l'échantillon</i>
FL	<i>Force Latérale</i>
FN	<i>Force Normale</i>
F₀	<i>Probabilité de claquage d'une cellule dans le modèle de Suné</i>
G_m	<i>Transconductance</i>
GPIB	<i>General Purpose Interface Bus</i>
h	<i>Constante de Planck</i>
H ()	<i>Fonction de Heaviside</i>
HOPG	<i>Highly Ordered Pyrolytic Graphite</i>
I	<i>Courant</i>
IL	<i>Interfacial Layer</i>
ITRS	<i>International Technology Roadmap for Semiconductors</i>
I-V	<i>Caractéristique courant-tension</i>
J	<i>Densité de courant</i>
J_{R,L,T}	<i>Densité de courant passant dans le défaut R,L ou T dans le modèle TTAT</i>
J_{TAT}	<i>Densité de courant pour le modèle TAT</i>
J_{TTAT}	<i>Densité de courant pour le modèle TTAT</i>
k	<i>Constante de Boltzmann</i>
L_D	<i>Longueur de Debye</i>
LETI	<i>Laboratoire d'Electronique et des Technologies de l'Information</i>
m*	<i>Masse effective de l'électron</i>
m_{ox}	<i>Masse effective de l'électron dans l'oxyde</i>
MEB	<i>Microscopie Electronique à Balayage</i>

MFM	<i>Magnetic Force Microscopy</i>
MVHR	<i>Multi Vibrationnel Hydrogen Release</i>
MOS	<i>Metal-Oxide-Semiconductor</i>
MOSFET	<i>Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor</i>
MTTF	<i>Mean Time To Failure</i>
n_0	<i>Densité d'électrons à l'équilibre</i>
n_i	<i>Concentration de porteurs intrinsèques</i>
N_A	<i>Densité d'accepteurs</i>
NBTI	<i>Negative Bias Temperature Instability</i>
N_D	<i>Densité de donneurs</i>
N_T	<i>Rapport entre la section efficace de capture et la surface de test (TAT)</i>
P	<i>Constante de Stefan-Boltzmann</i>
Pb	<i>Site de liaison pendante</i>
PBTI	<i>Positive Bias Temperature Instability</i>
p_0	<i>Densité de trous à l'équilibre</i>
PVD	<i>Physical Vapor Deposition</i>
q	<i>Charge de l'électron</i>
Q	<i>Charge injectée</i>
Q_{bd}	<i>Charge au claquage</i>
Q_{ox}	<i>Charge dans l'oxyde</i>
R	<i>Rampe rate</i>
R_C	<i>Rayon de la surface de contact entre la pointe et l'échantillon</i>
ReRAM	<i>Resistive Random Access Memory</i>
RF	<i>Radio-Fréquence</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
R_0	<i>Rayon de nucléation</i>
RTO	<i>Rapid Thermal Oxidation</i>
RVS	<i>Ramped Voltage stress</i>
S	<i>Surface de la capacité</i>
S_h	<i>Durée de la marche en tension dans le cas de mesure RVS</i>
S_h	<i>Hauteur de la marche en tension dans le cas de mesure RVS</i>
SBD	<i>Soft BreakDown</i>
SILC	<i>Stress Induced Leakage Current</i>
STM	<i>Scanning Tunneling Microscopy</i>
T	<i>Température</i>
t	<i>Temps</i>
TAT	<i>Trap assisted Tunneling</i>
TTAT	<i>Two Traps assisted Tunneling</i>
TDDB	<i>Time Dependent Dielectric Breakdown</i>
TEM	<i>Transmission Electron Microscopy</i>
T_{ox}	<i>Epaisseur d'oxyde</i>
T_{HK}	<i>Epaisseur de la couche à haute permittivité</i>
T_{IL}	<i>Epaisseur de la couche inter faciale</i>
TR	<i>Coefficient de transmission dans le modèle TAT</i>
$T_{R,L,T}$	<i>Position des défauts dans le modèle TTAT</i>
TTF	<i>Time To Failure</i>
UHV	<i>Ultra High Vacuum</i>
U_{LN}	<i>Potentiel de Lennard-Jones</i>
V	<i>Tension</i>
V_{bd}	<i>Tension de claquage</i>
V_C	<i>Potentiel de contact</i>

V_{fb}	<i>Tension de bande plate</i>
V_g	<i>Tension de grille</i>
V_{gap}	<i>Tension de substrat</i>
V_{HK}	<i>Tension aux bornes de la couche à forte permittivité</i>
V_{IL}	<i>Tension aux bornes de la couche interfaciale</i>
V_{max}	<i>Tension maximal appliquée dans le cas de mesure RVS</i>
V_{ox}	<i>Tension aux bornes de l'isolant</i>
V_{th}	<i>Tension de seuil</i>
W_{cyl}	<i>Barrière de nucléation (modèle filamentaire)</i>
W_0	<i>Barrière de nucléation (modèle filamentaire) sans champ électrique appliqué</i>
$X(t)$	<i>Longueur du filament en fonction du temps</i>
β	<i>Pente de Weibull</i>
β_{IL}	<i>Pente de Weibull de la couche interfaciale</i>
β_{HK}	<i>Pente de Weibull de la couche à haute permittivité</i>
λ	<i>Probabilité de génération de défaut dans le modèle de Suné et de Blonkowski</i>
σ	<i>Tension de surface</i>
σ_{capt}	<i>Section efficace de capture des défauts (modèle TAT)</i>
σ_{cond}	<i>Conductivité</i>
σ_R	<i>Rayon de cœur répulsif</i>
μ	<i>Différence de potentiel chimique</i>
χ	<i>Affinité électronique de l'oxyde</i>
ε	<i>Constante diélectrique</i>
ν	<i>Fréquence de piégeage/dépiégeage (modèle TAT)</i>
ε_{HK}	<i>Constante diélectrique de la couche à haute permittivité</i>
ε_{IL}	<i>Constante diélectrique de la couche interfaciale</i>
ε_0	<i>Permittivité du vide</i>
ϕ_b	<i>Hauteur de barrière</i>
ϕ_m	<i>Travail de sortie du métal</i>
ϕ_{sc}	<i>Différence d'énergie entre E_F et le niveau du vide</i>
$\phi_{R,L,T}$	<i>Hauteur de barrière des pièges R,L et T (modèle TTAT)</i>
ρ	<i>Résistivité</i>
ρ_{eff}	<i>Résistance effective</i>
ψ_s	<i>Chute de potentiel dans le semiconducteur</i>

Etude à l'échelle nanométrique par sonde locale de la fiabilité de diélectriques minces pour l'intégration dans les composants microélectroniques du futur

Afin de pouvoir continuer la miniaturisation de la brique de base des circuits électroniques, le transistor MOS, l'introduction d'oxyde de grille à haute permittivité était inévitable. Un empilement de type high-k/grille métal en remplacement du couple SiO₂ /Poly-Si est introduit afin de limiter le courant de fuite tout en conservant un bon contrôle électrostatique du canal de conduction. L'introduction de ces matériaux pose naturellement des questions de fiabilité des dispositifs obtenus et ce travail s'inscrit dans ce contexte. Afin de réaliser des mesures de durée de vie sans avoir à finir les dispositifs, une méthode utilisant le C-AFM sous ultravide est proposée. Le protocole expérimental repose sur une comparaison systématique des distributions des temps de claquage obtenues à l'échelle du composant et à l'échelle nanométrique. La comparaison systématique des mesures s'avère fiable si l'on considère une surface de contact entre la pointe et le diélectrique de l'ordre du nm². Des distributions de Weibull présentant une même pente et un même facteur d'accélération en tension sont rapportées montrant une origine commune pour le mécanisme de rupture aux deux échelles. Une résistance différentielle négative, précédant la rupture diélectrique, est rapportée lors de mesures courant-tension pour certaines conditions de rampe. Ce phénomène de dégradation de l'oxyde, visible grâce au C-AFM, est expliqué et modélisé dans ce manuscrit par la croissance d'un filament conducteur dans l'oxyde. Ce même modèle permet aussi de décrire la rupture diélectrique. Finalement, l'empilement de grille bicouche du nœud 28nm est étudié. Une preuve expérimentale montrant que la distribution du temps de claquage du bicouche est bien une fonction des caractéristiques de tenue en tension propres de chaque couche est présentée.

Mots-clés : *Fiabilité, Microscopie à Force Atomique en mode Conduction, TDDB, Métal-Oxyde-Semi-conducteur, Oxyde bicouche, Filament, Résistance Différentielle Négative, Caractérisation électrique, Microélectronique, nanoélectronique, ultravide*

In order to continue the scaling of the MOS transistor the replacement of the gate oxide layer by a high K/Metal gate was mandatory. From a reliability point of view, the introduction of these new materials could cause a lifetime reduction. To test the lifetime of the device a new technique using the C-AFM under Ultra High Vacuum is proposed. The experimental approach is based on a systematic comparison between the time to failure distribution obtained at device scale and at nanoscale. The comparison is reliable if we assume a contact surface of several nm² under the tip. Weibull distributions with a same slope and a same voltage acceleration factor have been found exhibiting a common origin of breakdown at both scales.

We have reported a negative differential resistance phenomenon during Current-Voltage measurements. This degradation phenomenon has been modelled and explained by the growth of a conductive filament in the oxide layer. This model is also able to describe the breakdown of the oxide layer.

Finally the bi layer gate stack of the 28nm node was studied. The first experimental proof confirming that the lifetime distribution of the bi-layer gate stack is a function of the lifetime of each layer taken separately is presented.

Keywords : *Reliability, Atomic Force Microscopy, TDDB, Metal-Oxide-Semiconductor, Bi-layer Oxide, Filament, negative differential resistance, Electrical characterization, Microelectronics, nanoelectronics, ultra high vacuum*
