

# Université de Reims Champagne-Ardenne

## THESE

Présentée pour l'obtention du grade de

**Docteur de l'Université de Reims Champagne-Ardenne**

**Spécialité : Electronique**

par

**Christian PETIT**

**Contribution à l'étude de la dégradation de films minces et ultra-minces de SiO<sub>2</sub> de structures MOS soumises à des contraintes électriques et à la caractérisation par spectroscopie tunnel inélastique de jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si**

Soutenue le 6 juillet 2004 devant la commission d'examen

<b>Dominique VUILLAUME</b>	Directeur de Recherche, IEMN, Lille	Rapporteur
<b>Gérard GHIBAUDO</b>	Directeur de Recherche, ENSERG, Grenoble	Rapporteur
<b>Gilles REIMBOLD</b>	Chercheur, CEA-LETI, Grenoble	Examinateur
<b>Rachid BOUCHAKOUR</b>	Professeur, L2MP, Marseille	Président
<b>Didier GOGUENHEIM</b>	Maître de Conférences, L2MP, Toulon-Marseille	Examinateur
<b>Anne MEINERTZHAGEN</b>	Professeur, LAM, Reims	Directeur de Thèse
<b>Guy SALACE</b>	Maître de Conférences, DTI, Reims	Directeur de Thèse



Université de Reims  
Champagne Ardenne

**LAM** Laboratoire d'Automatique et de Microélectronique

**DTI** Dynamique de Transfert aux Interfaces



# REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé à l'Université de Reims Champagne-Ardennes pour partie au sein du Laboratoire d'Automatique et de Microélectronique (LAM) et pour partie au sein de l'UMR CNRS Dynamique des Transferts aux Interfaces.

Je tiens à remercier Anne MEINERTZHAGEN et Guy SALACE, non seulement d'avoir été mes directeurs de thèse, mais surtout de m'avoir encouragé dans la réalisation de cette thèse. Leur disponibilité, leurs conseils pour m'aider dans ce travail m'ont été d'une aide très précieuse. Anne et Guy, c'est avec énormément de plaisir que j'ai travaillé avec vous pendant de nombreuses années. Je me souviendrai toujours de l'enthousiasme que vous m'avez témoigné lorsque je vous ai proposé à tous les deux, l'idée de passer une thèse, alors que ce travail allait perturber quelque peu le fonctionnement de l'équipe microélectronique du LAM pendant quelque temps. Je les remercie également pour la confiance dont ils m'ont fait preuve.

Mes remerciements vont aussi à Dominique VUILLAUME, Directeur de Recherche à l'IEMN-CNRS à Lille, pour avoir accepté d'être rapporteur, mais aussi, pour les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble sur la discussion et l'exploitation des résultats IETS. Je le remercie également pour le temps qu'il a consacré (avec l'équipe de l'IEMN) à la réalisation des échantillons nécessaires à la manipulation IETS.

J'ai été très honoré que Gérard GHIBAUDO, Directeur de Recherche à l'IMEP-CNRS à Grenoble, ait accepté d'être également rapporteur de cette thèse et je lui exprime ma profonde gratitude. Je lui suis reconnaissant pour l'intérêt qu'il a apporté à ce travail.

Merci également à Didier GOGUENHEIM, Maître de Conférence au L2MP-CNRS à l'ISEN de Toulon pour sa participation au jury de cette thèse. Je tiens à le remercier également d'avoir accepté de consacrer son temps pour juger ce mémoire et pour les très nombreux conseils qu'il m'a donnés.

Je remercie également M. Gilles REIMBOLD, chercheur au CEA-LETI à Grenoble, non seulement pour sa participation au jury de cette thèse, malgré ses nombreuses

occupations, mais aussi pour l'ensemble des échantillons qu'il nous a fournis, dans le cadre de contrats avec le CEA-LETI ainsi que dans le cadre du contrat ULTIMOX.

Je suis très reconnaissant, mais aussi très honoré que Rachid BOUCHAKOUR, Professeur au L2MP-CNRS à Marseille, avec qui j'ai travaillé avec plaisir, pendant plusieurs années, ait accepté de présider ce jury.

Je tiens à associer à ces remerciements tous les membres de l'équipe microélectronique du LAM, Thierry, Damien, Oliver pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

A mes collègues, mais néanmoins amis du DTI, Jean-Marc et Christophe, merci pour l'aide que vous m'avez apportée, mais aussi pour tous les bons moments que nous avons passés ensemble, et que j'espère, nous passerons encore quelque temps et qui permettent d'aborder nos différentes activités dans des conditions favorables.

Enfin, Martine, merci pour ton aide, tes encouragements et ta compréhension.

# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	1
<b>PREMIERE PARTIE</b>	
<b>ETUDE DE CARACTERISATION ELECTRIQUE D'OXYDE MINCE ET ULTRA MINCE DE COMPOSANTS METAL-OXYDE-SEMICONDUCTEUR (MOS)</b>	5
<b>INTRODUCTION</b>	7
<b>CHAPITRE 1 :</b>	9
<b>MECANISMES D'INJECTION ET EFFET DES CONTRAINTES ELECTRIQUES DANS LES STRUCTURES MOS Si-SiO<sub>2</sub>-POLY Si</b>	
<b>1.1 Introduction</b>	9
<b>1.2 Mécanismes d'injection de porteurs dans l'oxyde</b>	9
1.2.1. Injection par effet tunnel Fowler-Nordheim	10
1. 2. 1. 1. Influence de la température sur le courant Fowler-Nordheim	12
1.2.2. Injection par effet tunnel direct ou via des pièges d'oxyde	13
1.2.3. Injection par effet Schottky	14
1. 2. 3. 1. Injections de porteurs chauds	15
1. 2. 3. 2. Injections d'électrons à travers l'oxyde dans le cas des NMOS	15
1. 2. 3. 3. Injections de trous à travers l'oxyde dans le cas des NMOS	16
A. Ionisation primaire.	16
B. Ionisation secondaire	17
1.2.4. Courant EDT. Injection grille-drain ou grille-source	18
<b>1.3. Effet des contraintes dans les capacités et transistors d'épaisseur d'oxyde ultra-mince</b>	19
1.3.1. Courant de fuite en excès à travers l'oxyde de grille dû aux pièges neutres : Stress Induced Leakage Current (SILC et LVSILC)	20
1.3.2. Origine du SILC	21
1.3.2.1. SILC quand le substrat est en inversion et accumulation (SILC)	21
1.3.2.2. SILC quand le substrat est déplétion ou en faible inversion (LVSILC)	22
1.3.2.3. Mesure du SILC et des pièges neutres	23
1.3.2.4. Mesure des pièges neutres ou des états d'interface par la mesure du SILC	24
1.3.3. Etats d'interface – Méthode de caractérisation électrique des états d'interface	24
<b>1.4 Procédure de dégradation – Recuit en température ou en tension</b>	25
1.4.1. Mécanismes de création des pièges	26
1.4.2. Recuit en température et en tension	27

<b>1.5. Instrumentation</b>	27
1.5.1. Banc de mesure pour la caractérisation électrique de composants MOS	27
1.5.2. Mesure du courant	30
1.5.3. Descriptifs des lots et échantillons utilisés	30
<b>CHAPITRE 2 :</b>	33
<b>RESULTATS EXPERIMENTAUX</b>	
<b>2.1. Introduction</b>	33
<b>2.2. Résultats expérimentaux sur les échantillons d'épaisseur d'oxyde de 7nm</b>	35
2.2.1. Création de charges dans l'oxyde	35
2.2.2. Effet d'un cycle de tension sur un échantillon contraint: trous piégés et états lents	36
2.2.3. Etude du SILC	38
2.2.3.1. Influence de la polarité de mesure sur le courant grille après contrainte : états lents et pièges d'oxyde	40
2.2.4. Recuit en tension des pièges neutres à l'origine du SILC	42
2.2.5. Pièges neutres et polarité de la contrainte	45
2.2.6. Conclusions	46
<b>2.3. Résultats expérimentaux sur les échantillons d'épaisseur d'oxyde de 4.5nm.</b>	48
2.3.1. Charges d'oxyde créées lors d'une contrainte	48
2.3.2 Etude du SILC induit par une contrainte	49
2.3.3. Effet d'un recuit en tension sur le SILC	54
2.3.3.1. Contrainte positive	54
2.3.3.2. Contrainte négative	54
2.3.3.3. Recuit en température	56
2.3.4. Conclusions	57
<b>2.4. Résultats expérimentaux sur les échantillons d'épaisseur d'oxyde de 3.5nm et 3.8nm du lot 3497.</b>	59
2.4.1. Recuit après une contrainte positive	61
2.4.1.1. Recuit en tension	61
2.4.1.2. Recuit en température	61
2.4.2. Recuit après une contrainte positive	62
2.4.2.1. Recuit en tension	62
2.4.2.2. Recuit en température	63
2.4.4. Effets d'une basse tension et de la température sur les états d'interface.	65
2.4.5. Conclusions	66
<b>2.5. Résultats expérimentaux sur les échantillons NMOS d'épaisseur d'oxyde de 2.3nm des lots 3329 et 3460 et de 1.2nm à 2.3nm du lot 6074.</b>	68
2.5.1. Contrainte en tension sur des NMOSFETs d'épaisseur d'oxyde de 2.3nm des lots 3329 et 3460	70

2.5.1.1. Effet d'une contrainte électrique sur le SILC à l'ambiante	71
2.5.1.2. Effet des contraintes en température	72
Contraintes négatives	72
Contraintes positives	76
2.5.1.3. Effet d'un recuit en température	77
2.5.1.4. Effet d'un recuit en tension après une contrainte négative à température ambiante	79
2.5.2. Etude du SILC sur des NMOSFETs d'épaisseur d'oxyde allant de 2.1 à 1.2nm du lot 6074	81
2.5.2.1. Effets de la tension de contrainte $V_s$	82
2.5.2.2. Effets des contraintes en température	85
2.5.2.3. LVSILC et pièges d'oxyde	86
2.5.3. Conclusions	88
<b>2.6. Courant de fuite drain source (Edge Direct Tunnel – EDT)</b>	<b>90</b>
2.6.1. Méthode de mesure du courant grille-drain	91
2.6.2. Comparaison des courants grille-substrat et grille-drain après une contrainte CV	92
2.6.3. Comparaison des courants grille-substrat et grille-drain après une contrainte par porteurs chauds	92
2.6.4. Conclusions	95
<b>2.7. Comparaison de la dégradation entre des échantillons N et PMOSFETs d'épaisseur d'oxyde de 2nm des lots 5090 et 6112.</b>	<b>96</b>
2.7.1. SILC dans les NMOSFET du lot 5090	96
2.7.2. SILC dans les PMOSFET du lot 6112	99
2.7.3. Conclusions	103
<b>CHAPITRE 3 :</b>	<b>104</b>
<b>SYNTHESE ET CONCLUSION</b>	
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>114</b>
<b>SECONDE PARTIE</b>	<b>121</b>
<b>CARACTERISATION PHYSIQUE DE CAPACITES METAL-OXYDE-SEMICONDUCTEUR (MOS) PAR SPECTROSCOPIE TUNNEL INELASTIQUE DES ELECTRONS (IETS).</b>	
<b>INTRODUCTION</b>	<b>123</b>
<b>CHAPITRE 1 :</b>	
<b>PRESENTATION DE SPECTROSCOPIE TUNNEL INELASTIQUE</b>	<b>124</b>
<b>1.1. Introduction</b>	<b>124</b>
<b>1.2. Principes de base de l'IETS</b>	<b>124</b>
<b>1.3. Méthode expérimentale</b>	<b>127</b>

<b>1.4. Traitement des spectres IET et intensité des pics</b>	128
<b>1.5. Limites de la résolution</b>	131
<b>1.6. Instrumentation</b>	135
1.6.1. Rampe de tension et oscillateur	135
1.6.2. Système de mesure	136
1.6.3. Amplificateur à détection synchrone et rapport signal/bruit	137
1.6.4. Cryogénie	143
<b>1.7. Préparation des échantillons</b>	143
1.7.1. Échantillons fabriqués par l'IEMN	144
1.7.2. Échantillons fabriqués par le CEA-LETI	145
<b>CHAPITRE 2:</b>	
<b>RESULTATS EXPERIMENTAUX</b>	146
<b>2.1. Introduction</b>	147
<b>2.2. Procédure de mesure et reproductibilité des résultats. Présentation générale des spectres</b>	153
<b>2.3. Phonons des électrodes</b>	153
2.3.1. Phonons du substrat	153
2.3.1.1. Substrat Silicium (100)	154
Substrat silicium dopé au phosphore (Echantillon IEMN)	154
Substrat silicium dopé à l'arsenic (Echantillon LETI)	157
2.3.1.2. Substrat Silicium (111)	158
2.3.2. Grille aluminium	161
<b>2.4. Phonons du dioxyde de silicium</b>	163
<b>2.5. Vibrations moléculaires</b>	171
2.5.1. Vibrations moléculaires dans les échantillons préparés à l'IEMN	173
2.5.2. Vibrations moléculaires dans les échantillons préparés au CEA-LETI	175
<b>2.6. Quantification des intensités relatives des différentes excitations moléculaires</b>	176
<b>2.7. Effet des contraintes électriques</b>	178
<b>2.8. Limites de l'IETS</b>	181
<b>2.9. Conclusions</b>	184
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	187

# INTRODUCTION GENERALE

L'évolution de l'industrie de la microélectronique doit une grande partie de son succès à l'existence de l'oxyde thermique de silicium, en particulier au dioxyde de silicium, SiO<sub>2</sub>. Cela a rendu possible le développement de la technologie CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) qui, du fait de sa faible consommation en régime statique et de sa forte densité d'intégration, est à la base de nombreux circuits intégrés. La miniaturisation de plus en plus poussée a permis la réalisation de circuits complexes utilisés dans le traitement du signal, mais aussi l'accroissement considérable de la capacité des mémoires ainsi que l'augmentation de la fréquence d'horloge des microprocesseurs.

Plus les circuits sont devenus denses, plus les dimensions des transistors se sont réduites, pour arriver de nos jours à une épaisseur d'oxyde de l'ordre de 2nm, voire moins. Cette épaisseur d'oxyde a diminué au cours du temps de manière quasi exponentielle, mais cette tendance devrait saturer en un point du fait des limites physiques et pratiques de la réalisation de l'oxyde. Toutefois, il est difficile de dire où se trouve ce point, quelles sont les limites ultimes de l'épaisseur de l'oxyde et quand les atteindra-t-on ?

Le courant de fuite de grille peut affecter le fonctionnement des circuits et entraîne un accroissement de la consommation électrique [Stathis2002]. Ce courant de fuite impose une limitation de l'épaisseur d'oxyde [Ghibaudo2000]. Toutefois, si l'on regarde sur les trente dernières années, dès 1972, certains déclaraient que la limite se situait au tour de 5nm, limite qui pouvait apparaître raisonnable, puisque les circuits à cette époque avaient une épaisseur d'oxyde 100 fois plus grande [Hoeneisen1972]. Néanmoins, beaucoup de chercheurs ont projeté que cette limite serait atteinte vers le milieu des années 1980. Mais en 1988, des chercheurs japonais ont réalisé un MOSFET ayant un épaisseur de l'oxyde de grille de 2.3 nm, dont les caractéristiques n'étaient pas, de manière significative, perturbées [Nagai1988]. Les mêmes constatations se sont répétées, quelque temps plus tard, lorsque l'on a utilisé un oxyde de grille d'épaisseur de 1.5nm. Par conséquent, il est très difficile de faire des prédictions très précises sur les limitations de la technologie, les scientifiques et les ingénieurs considérant ces limitations comme un challenge. Par ailleurs, des études sur des solutions alternatives au SiO<sub>2</sub> sont menées, en particulier, l'utilisation de diélectriques à forte permittivité K (high K) qui pourrait permettre, à épaisseur équivalente  $t_{ox,eq}$ , de réduire considérablement le courant de fuite [Lee1999, Ghibaudo2000].

Le courant qui traverse l'oxyde de grille ultra-mince est un véritable problème du fait que sa valeur augmente avec la réduction de l'épaisseur de l'oxyde, mais aussi, et surtout, il

est à l'origine des problèmes de fiabilité, en jouant un rôle de premier ordre dans la dérive à long terme des paramètres des composants et éventuellement en étant responsable des claquages de l'oxyde.

Il est donc très important d'étudier l'évolution de ce courant de fuite, appelé SILC en particulier le LVSILC (Low Voltage Stress Induced Leakage Current) suivant le domaine de tension étudié, dans des conditions de contraintes accélérées. La constitution de bases de données expérimentales sur l'évolution du SILC peut permettre une prédiction de cette dégradation, afin de déterminer la durée de vie des composants, même s'il est difficile d'extrapoler ces données, vers des conditions normales d'utilisation. Le vieillissement de l'oxyde ainsi que les mécanismes de claquage changent en fonction de la tension et de l'épaisseur de l'oxyde. Par ailleurs, des controverses existent sur les extrapolations de 2V vers 1V, et leurs projections en terme de fiabilité. D'autre part, dans le cas des oxydes ultra-minces utilisés à des tensions très basses, il a été observé fréquemment un claquage non destructif appelé "soft breakdown" dont on ne connaît encore pas très bien les implications sur la fiabilité des circuits intégrés.

Le travail que nous allons présenter, a été réalisé dans le cadre de contrats de recherche passés entre le CEA-LETI d'une part et l'IEMN de Lille et l'Université de Reims d'autre part et d'un projet labellisé du Réseau Micro Nano Technologies (RMNT). Ce projet ULTIMes OXYdes (ULTIMOX) avait pour thème la caractérisation, modélisation et fiabilité des oxydes de grille ultra-minces des technologies CMOS 50nm. En effet, les mécanismes de conduction et de fiabilité des isolants minces sont profondément modifiés à faible épaisseur, ce qui pose des problèmes en terme de courant de fuite et de consommation pour les futures technologies CMOS. Ces projets de recherche concernent donc la caractérisation physique et électrique, la modélisation et la fiabilité des diélectriques de grille ultra-minces qui seront employés dans les technologies du futur (CMOS ultime 30-50nm) et qui passeront en production industrie d'ici quelques années.

La première partie de ce travail concernera la caractérisation électrique des oxydes de grille ultra-minces. A partir du travail expérimental que nous avons réalisé par le passé sur des oxydes d'épaisseur supérieure à 3nm, nous avons essayé de déterminer s'il était toujours possible de suivre et d'étudier la dégradation de structures MOS d'épaisseur d'oxyde ultra-mince (de 1.2nm à 2.3nm) par des mesures électriques de courant grille. A partir de mesures réalisées sur des capacités et transistors MOS qui ont été contraints électriquement sous différentes températures, nous avons cherché à comprendre les différents mécanismes physiques mis en jeu lors de la dégradation de ces structures.

La seconde partie de ce travail concernera la caractérisation physique par spectroscopie tunnel inélastique de jonction tunnel. Nous sommes partis du travail réalisé en IETS (Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy), avec succès, dans le passé sur les MIM (Métal-Isolant-Métal) et de celui réalisé par quelques pionniers sur les structures MOS. La spectroscopie tunnel devrait permettre d'identifier les phonons des électrodes (substrat, grille), les phonons de l'oxyde  $\text{SiO}_2$  (ou  $\text{SiO}_x$ ). Il a également été montré que l'on pouvait identifier les modes vibratoires de certains défauts ou certaines impuretés présentes dans l'oxyde de grille et nous avons essayé d'adapter cette méthode pour l'étude de structures MOS.

Nous commencerons par un exposé de la méthode utilisée, qui est basée sur la mesure de la dérivée première et seconde du courant traversant l'échantillon, situé dans un cryostat à la température de l'hélium liquide, en fonction de la polarisation. Ensuite nous présenterons les conditions de mesures employées pour l'obtention de spectres tunnel inélastique (IET) ainsi que les méthodes de calculs utilisées pour l'exploitation de ces spectres. Nous présenterons les résultats obtenus, lors de nos manipulations, pour différents types de substrats. Enfin, à partir du spectre dérivée seconde et de la variation de la conductance pour une énergie donnée, nous essayerons de faire une mesure quantitative de ces défauts.



# **Première partie**

**Etude de caractérisation électrique d'oxyde mince et  
ultra mince de composants  
Métal-Oxyde-Semiconducteur (MOS)**



## Introduction

Les circuits à base de composants MOS (Métal-Oxyde-Semiconducteur) sont présents dans presque tous les domaines qui nous entourent quotidiennement (électroménager, radio-HiFi, télécommunication, informatique, automobile, domotique, etc...). Afin de répondre à une demande de plus en plus croissante, (en terme de capacités de stockage, rapidité du traitement de l'information, etc...) les circuits sont de plus en plus complexes. Cette complexité a été rendue possible grâce à une miniaturisation des circuits et par conséquent par une intégration de nombre de transistors par unité de surface de plus en plus importante. Ceci entraîne une diminution des dimensions des composants, en particulier la longueur du canal des transistors et donc de l'épaisseur de l'oxyde de grille.

Parallèlement aux problèmes posés par la diminution des dimensions des transistors, les problèmes de fiabilité sont devenus de plus en plus cruciaux en raison de l'environnement de plus en plus sévère et varié dans lequel fonctionnent ces circuits (températures élevées dans l'automobile, milieux radiatifs dans l'électronique embarquée, médecine, etc...). Afin d'aborder et d'essayer de résoudre ces problèmes de fiabilité, il est nécessaire de faire des études de vieillissement de manière accélérée. La méthode classique de vieillissement accéléré consiste à appliquer à des capacités et transistors MOS, des polarisations nettement supérieures à celles dites de fonctionnement nominal, en y ajoutant le paramètre température. Dans ce dernier cas, on effectue des contraintes, éventuellement à des tensions plus faibles (proches des tensions de fonctionnement des composants), mais à des températures plus élevées que les températures normales de fonctionnement. La température est en outre un paramètre extrêmement important, qu'elle soit température de contrainte (donc de fonctionnement), ou de recuit (effet de la température lorsque le composant revient au repos) puisque les composants doivent pouvoir fonctionner à des températures élevées (automobile, milieu industriel, ...). Les mesures en température auront donc un double intérêt : études de la fiabilité à des températures élevées, accélération du vieillissement.

La première partie de ce travail est consacrée à la caractérisation électrique de composants MOS (capacités et transistors) soumis à des contraintes électriques. Nous allons exposer dans ce travail, essentiellement expérimental, les résultats que nous avons obtenus sur des structures MOS (capacités et transistors) ayant une épaisseur d'oxyde de grille allant de 7 à 1.2nm et ainsi examiner l'évolution du courant de fuite de grille pour cette gamme d'épaisseurs.

Dans le premier chapitre, nous allons aborder succinctement les différents mécanismes d'injection ainsi que les effets des contraintes électriques dans les structures MOS. Nous ferons ensuite, un exposé rapide des différentes méthodes de caractérisation couramment utilisées et nous terminerons par une présentation de l'instrumentation.

Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation des résultats que nous avons obtenus sur les différents échantillons que nous avons étudiés dans la gamme d'épaisseur présentée ci-dessus. Au cours de ce travail, nous allons suivre l'évolution de la dégradation du courant de fuite de grille en fonction de la charge injectée pour diverses tensions et températures de contrainte. Nous verrons ensuite que certains défauts peuvent être recuit en tension sous l'effet de champs non contraignants. Enfin, nous verrons également qu'il est possible d'accélérer le vieillissement des composants en effectuant des contraintes électriques à des températures élevées et s'il est possible, à partir de nos résultats, d'extrapoler une durée de vie de ses composants dans des conditions normales d'utilisation.

## **CHAPITRE 1:**

### **Mécanismes d'injection et effet des contraintes électriques dans les structures MOS Si-SiO<sub>2</sub>-poly Si**

#### **1. 1. Introduction**

L'injection de porteurs dans l'oxyde d'une structure MOS provoque la génération de défauts dans cette structure, ce qui entraînera sa dégradation, voir sa destruction. Dans la première partie de ce chapitre, nous rappellerons les principaux mécanismes d'injection dans les oxydes minces et plus précisément ceux qui concernent les oxydes ultra-minces ( $t_{ox} < 3\text{nm}$ ). En effet, la diminution de l'épaisseur d'oxyde fait apparaître un courant tunnel direct, via ou non des pièges d'oxyde, qui augmente le courant de fuite de grille. De même, la réduction des dimensions des transistors ne permet plus de négliger le courant à travers la zone de chevauchement grille-drain.

Dans la seconde partie, nous aborderons les effets des contraintes électriques sur les structures MOS, en particulier sur les courants de fuite de grille.

Nous rappellerons brièvement les différentes techniques de caractérisation des défauts à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> et dans la masse de l'oxyde (méthode de conductance, méthode quasi-statique "QSM", méthode de pompage de charges, et suivi du SILC "Stress Induced Leakage Current").

Nous ferons ensuite un rapide rappel des méthodes de dégradation que nous avons utilisées au cours de notre étude de vieillissement des structures MOS.

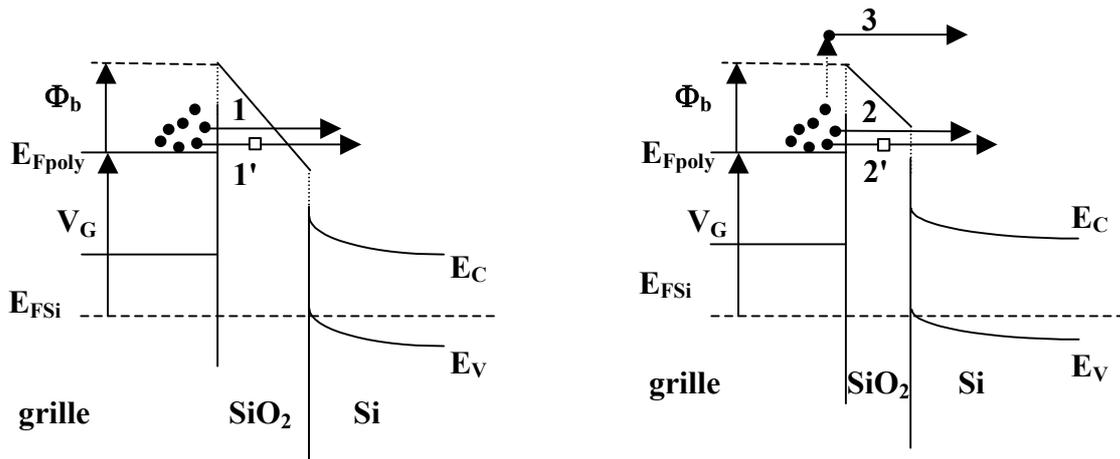
Nous concluons ce chapitre en présentant le banc de mesures ainsi que les conditions d'obtention des mesures.

#### **1. 2. Mécanismes d'injection de porteurs dans l'oxyde**

Le dioxyde de silicium (SiO<sub>2</sub>) qui constitue l'oxyde de grille des transistors MOSFET a des qualités isolantes excellentes, en raison de sa large bande interdite (9eV). Le champ de claquage ( $E_{BD}$ ) d'un oxyde thermique est supérieur à 10MV/cm. Toutefois, le SiO<sub>2</sub> perd ses propriétés isolantes bien avant d'atteindre cette valeur. Sous certaines conditions de

polarisation, des porteurs peuvent traverser l'oxyde.

Il existe trois mécanismes d'injection d'électrons : l'injection tunnel Fowler-Nordheim direct ou assisté, l'injection tunnel directe, assistée ou non assistée et l'injection par effet Schottky. La figure 1 nous donne ces trois cas d'injections d'électrons pour un substrat silicium de type P (nMOSFET).



**Figure 1** : Différents mécanismes d'injection de porteurs à partir de la grille, dans l'oxyde d'une capacité MOS. Emission par 1) effet tunnel Fowler-Nordheim. 1') effet tunnel F.N. assisté. 2) effet tunnel direct. 2') effet tunnel direct assisté. 3) effet Schottky.

### 1. 2. 1. Injection par effet tunnel Fowler-Nordheim

Lorsque les bandes de conduction et de valence du SiO<sub>2</sub> sont suffisamment inclinées par l'action d'une polarisation appliquée à la structure, la largeur de la barrière est diminuée et une émission tunnel peut avoir lieu. Cette émission est appelée émission de champ ou émission tunnel Fowler-Nordheim. Dans la figure 1, la flèche 1 nous montre le mécanisme de conduction par effet tunnel Fowler-Nordheim. Pour une structure SiO<sub>2</sub>, le potentiel appliqué aux bornes de l'oxyde doit être supérieur à 3V.

L'expression simplifiée du courant traversant l'oxyde SiO<sub>2</sub> peut être représentée par l'expression FN suivante [O'dwyer1973, Maserjian1974] :

$$J_{FN} = A F_{ox}^2 \exp\left(\frac{-B}{F_{ox}}\right) \quad (1)$$

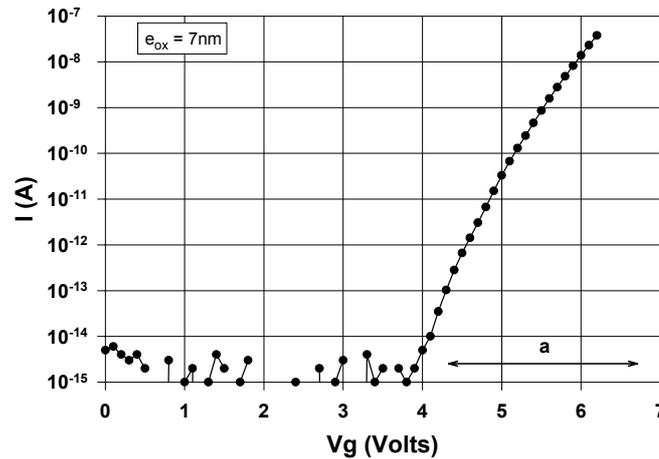
où  $F_{ox}$  est le champ appliqué à l'oxyde, A et B des constantes appelées aussi coefficients pré-exponentiel et exponentiel données par :

$$A = \frac{q^3 m_{Si}}{8 \pi \hbar m_{ox} \phi_b},$$

$$B = \frac{4\sqrt{2} m_{ox} \phi_b^3}{3 q \hbar}$$

où  $q$  est la charge élémentaire de l'électron,  $m_{Si}$  et  $m_{ox}$  sont la masse effective de l'électron respectivement dans le silicium et dans le SiO<sub>2</sub>,  $\hbar$  est la constante de Planck,  $\hbar$  la constante de Planck réduite et  $\phi_b$  la hauteur de la barrière grille/oxyde.

La figure 2 représente la caractéristique I-V d'une capacité MOS vierge, d'épaisseur d'oxyde 7nm et de surface de 10<sup>-4</sup>cm<sup>2</sup>. La conduction par effet Fowler-Nordheim se situe dans la partie (a) de la courbe, au delà de 4V.



**Figure 2 :** Caractéristique I-V d'une capacité MOS, d'épaisseur d'oxyde 7nm.

L'expression du courant peut s'écrire aussi de la manière suivante :

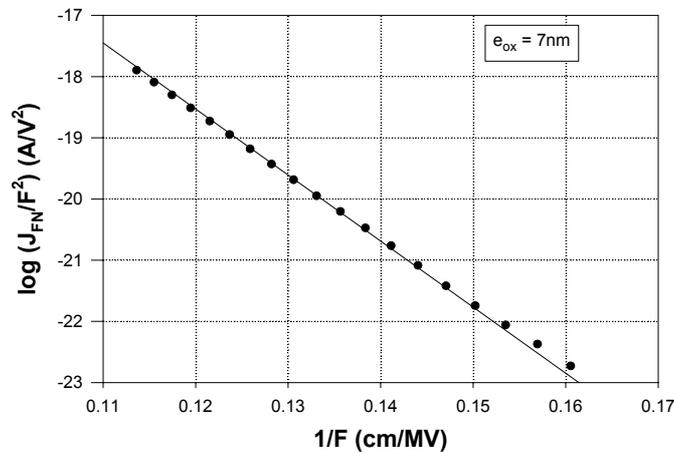
$$\ln\left(\frac{J}{F_{ox}^2}\right) = \ln(A) - \ln\frac{B}{F_{ox}}$$

avec  $F_{ox} = \frac{V_G - V_{FB} - \psi_s}{t_{ox}},$

où  $V_{FB}$  est la tension de bande plate,  $\psi_s$  le potentiel de surface et  $t_{ox}$  l'épaisseur de l'oxyde.

En traçant la courbe  $\ln(J/F^2)$  en fonction de  $1/F$ , connue sous le nom de plan Fowler-Nordheim, la densité de courant est représentée par une droite, qui caractérise le régime tunnel FN. A partir de cette caractéristique, il est possible d'extraire les paramètres A et B et d'en déduire la hauteur de la barrière de potentiel de l'interface injectante. La figure 3

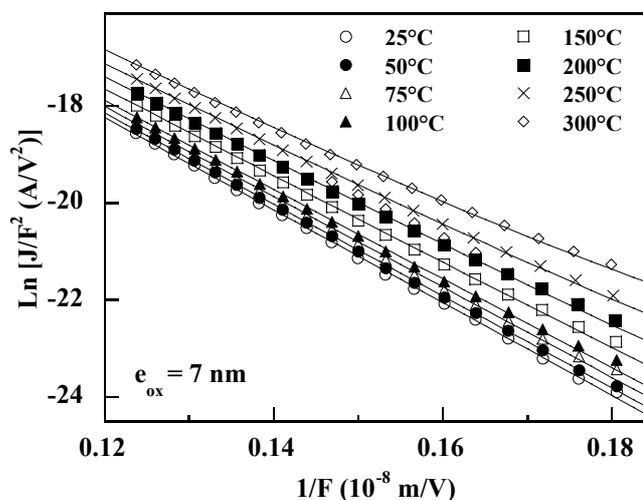
représente la caractéristique I-V dans le plan Fowler-Nordheim. Dans cet exemple, le calcul de la hauteur de barrière Si-SiO<sub>2</sub> nous donne une valeur de  $\phi_b = 3\text{eV}$  [Salace1999].



**Figure 3 :** Représentation dans le plan Fowler-Nordheim de la caractéristique  $\text{Log}(J/F^2)$  en fonction de  $1/F$  d'une capacité MOS d'épaisseur d'oxyde 7nm.

### 1. 2. 1. 1. Influence de la température sur le courant Fowler-Nordheim

La figure 3a montre les courbes expérimentales obtenues pour différentes températures comprises entre 25°C et 300°C pour un échantillon d'épaisseur d'oxyde de 7nm [Salace1999]. On peut remarquer que le courant FN dépend de la température et que ces courbes restent linéaires jusqu'à 250°C. L'expression analytique FN établie à basse température, est vérifiée jusqu'à une température de 300°C, avec des coefficient A et B dépendant de la température [Salace1999, Hadjadj2001, Pananakakis1995].



**Figure 3a :** Tracé typique expérimental FN  $\text{Log}(J/F^2)$  en fonction de  $1/F$  obtenu pour un oxyde d'épaisseur de 7nm et pour des température comprises entre 25 et 300°C.

### 1. 2. 2. Injection par effet tunnel direct via ou non des pièges d'oxyde

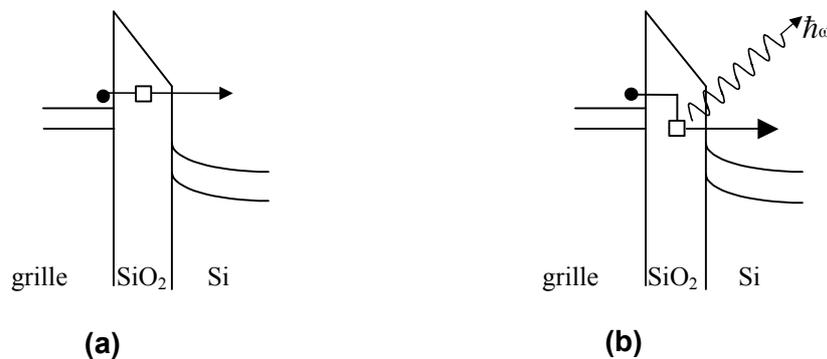
Si l'on considère deux électrodes conductrices séparées par une barrière isolante (le vide, un oxyde..), la barrière étant d'épaisseur nanométrique, les électrons ont une probabilité non nulle de passer d'une électrode à l'autre. Si l'on applique une différence de potentiel  $V_T$  entre ces deux électrodes, du point de vue classique, il ne devrait passer aucun courant. Toutefois, on sait que du point de vue quantique, des électrons peuvent passer par effet tunnel, donnant lieu à un courant tunnel.

Ce type d'injection n'est donc possible que pour des épaisseurs d'oxyde très minces (inférieures à 3nm). Dans ce cas, les porteurs peuvent traverser directement la barrière de potentiel correspondant à la couche isolante (flèche 2 dans la figure1). Quand ce courant est dominant, la densité de courant s'exprime de la façon suivante [Hesto1986] :

$$J = \frac{q^2 \Phi_b}{\pi h t_{ox}^2} \exp\left(-\frac{4 \pi \sqrt{2q} m_{ox}^* t_{ox} \sqrt{\Phi_b}}{h}\right) \sinh\left(\frac{\pi \sqrt{2q} m_{ox}^* t_{ox}^2 F_{ox}}{h \sqrt{\Phi_b}}\right) \quad (2)$$

Ce type de conduction dépend fortement de l'épaisseur d'oxyde  $t_{ox}$  et du champ électrique et dépend très légèrement de la température.

L'effet tunnel via des pièges d'oxyde, peut être élastique (figure 4a) ou inélastique (figure 4b). Lorsque l'effet tunnel est élastique, les électrons passent à énergie constante à travers la barrière. Lorsque l'effet tunnel est inélastique, l'électron perd de l'énergie en traversant l'oxyde. Plusieurs auteurs considèrent que ce mode de conduction, dans les oxydes minces, est le plus probable [Takagi1999a, b, Jimenez2001].



**Figure 4** : Diagramme énergétique de la barrière tunnel a) dans le cas d'un canal élastique, b) dans le cas d'un canal inélastique

La figure 5 nous montre les caractéristiques  $J_G-V_G$  pour différentes épaisseurs d'oxyde. On peut remarquer l'évolution des modes de conduction en fonction de l'épaisseur.

Pour les épaisseurs supérieures ou égales à 7nm, la conduction s'effectue par effet tunnel FN ou non assisté. Pour les épaisseurs comprises entre 3.5 et 4.7nm, la conduction s'effectue par effet tunnel FN assisté ou non assisté et par effet tunnel assisté par des pièges d'oxyde. Enfin pour les épaisseurs d'oxyde inférieures ou égales à 2.5nm, l'effet tunnel direct et assisté via des pièges d'interface apparaît [Depas1995].

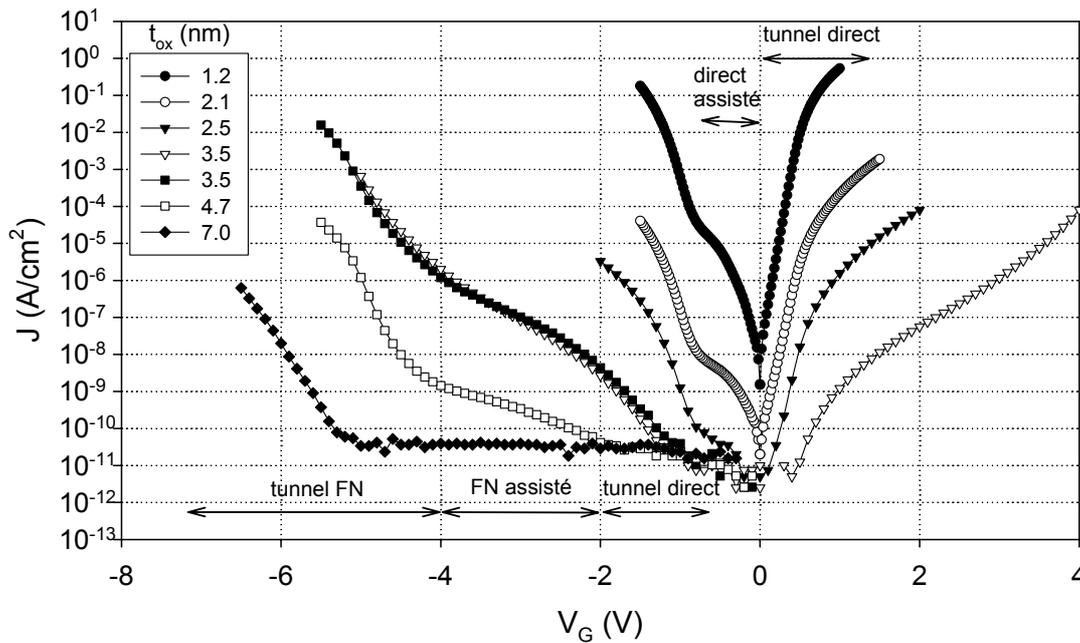


Figure 5 : Caractéristiques  $J_G -V_G$  en fonction de l'épaisseur d'oxyde.

### 1. 2. 3. Injection par effet Schottky

Lorsque les porteurs ont une énergie suffisante, ils peuvent passer au dessus de la barrière de potentiel. (flèche 3 sur la figure 1). C'est le cas, lorsque par un processus quelconque, une énergie supérieure à celle de la barrière interfaciale est communiquée aux porteurs. Ils peuvent ainsi pénétrer dans l'oxyde en tant que porteurs libres. Cette émission thermoionique est appelée émission par effet Schottky. Les électrons associés à ce mécanisme ont une énergie au moins égale à la hauteur de barrière et sont appelés porteurs « chauds », car ils possèdent une température effective supérieure à la température du réseau. La densité de courant thermoionique est donnée par l'équation de Richardson-Schottky [Hesto1986] :

$$J_{th} = \frac{4 \pi m_{ox}^* q}{h^3} k^2 T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q F_{ox}}{4 \pi \epsilon_{ox}}}\right) \quad (3)$$

où  $k$  la constante de Boltzmann,  $\epsilon_{ox}$  la permittivité absolue de l'oxyde. Plusieurs processus

d'activation sont possibles :

- 1 par activation thermique, par élévation de température, on obtient une injection par effet thermoélectronique.
- 2 par activation optique, cas de la photo-injection, où l'énergie des porteurs est fournie par une irradiation par photons.
- 3 par effet de champ, l'énergie des électrons augmente sous l'action d'un champ électrique, et peuvent être injectés dans l'oxyde.

### **1. 2. 3. 1. Injections de porteurs chauds**

Durant le fonctionnement normal de transistors MOS, des injections par porteurs chauds à partir du canal se produisent et provoquent le vieillissement de ces transistors. Ce vieillissement se traduit par une dégradation des paramètres du transistor MOS : tension de seuil, tension de bandes plates, transconductance, ... Toutefois, il est nécessaire qu'il y ait une densité élevée de porteurs libres dans le silicium et à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, et que ces porteurs ait une énergie suffisante pour franchir la barrière interfaciale. Pour étudier ce phénomène de vieillissement afin d'essayer d'en comprendre les raisons et d'en diminuer les conséquences, il est possible de provoquer une injection de porteurs chauds constitués : soit d'électrons, soit de trous, soit des deux. Il est plus difficile d'injecter des trous que des électrons car la hauteur de barrière de potentiel Si/SiO<sub>2</sub> du côté de la bande de valence est plus élevée pour les trous que pour les électrons.

### **1. 2. 3. 2. Injections d'électrons à travers l'oxyde dans le cas des NMOS**

Lorsque la tension grille est égale à celle appliquée entre la source et le drain ( $V_{GS} = V_D$ ), on obtient ce type d'injection (figure 6a). Comme on peut le voir sur la figure 7, un maximum de courant grille est observé pour les valeurs élevées de la tension grille ce qui correspond au passage d'électrons chauds injectés dans l'oxyde. En effet, sous l'effet du champ électrique transversal, les électrons peuvent acquérir assez d'énergie pour franchir la barrière d'énergie Si-SiO<sub>2</sub> et ainsi être injectés dans l'oxyde

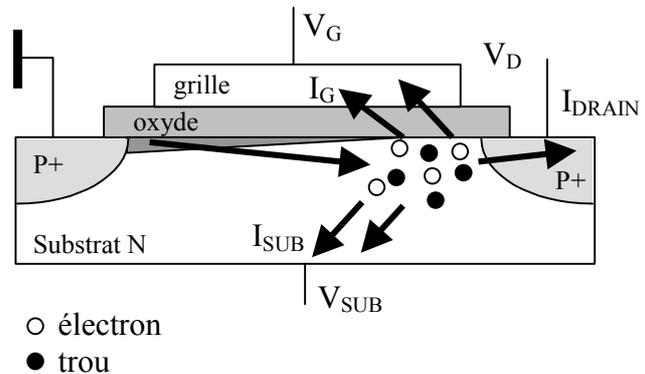
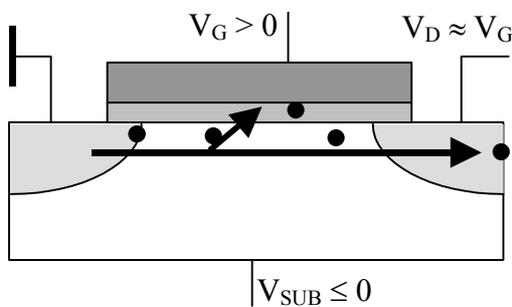
### 1. 2. 3. 3. Injections de trous à travers l'oxyde dans le cas des NMOS

#### A. Ionisation primaire.

Lorsque  $V_{GS} < V_{DS}$ , une ionisation par impact primaire se produit dans les zones de fort champ électrique, donc près du drain. Il y a création de paires électrons-trous. La majorité des électrons est collectée par le drain et des trous par le substrat (figure 6b). Suivant la valeur de la tension grille, des électrons et/ou des trous peuvent de nouveau franchir la barrière d'énergie Si-SiO<sub>2</sub> et être ainsi injectés dans l'oxyde. Lorsque  $V_{GS} < V_{DS}/4$ , le courant grille est un courant de trous. Comme on peut le remarquer sur la figure 7, ce courant, toujours très faible, est maximum pour  $V_{GS} = V_{DS}/5$ .

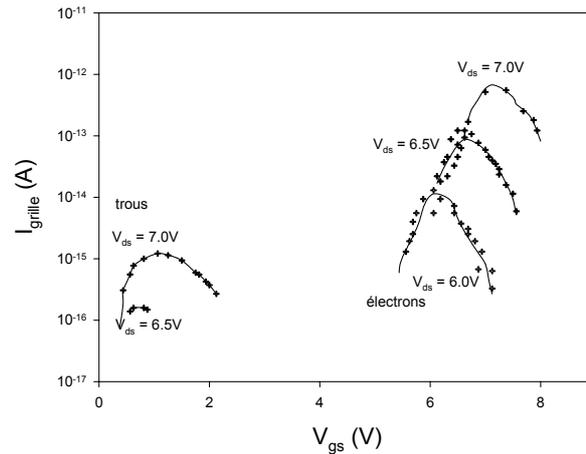
Pour une valeur de  $V_{GS}$  comprise entre  $V_{DS}/2$  et  $V_{DS}/4$ , le courant de trous mesuré au substrat est maximum. Cette tension correspond au maximum d'ionisation. Dans ce dernier cas, le courant de grille est un courant d'électrons et de trous.

Le maximum de dégradation produit par ce type d'injection dans les NMOS a lieu lorsque le courant substrat est maximum [Heremans1988, Goguenheim1999]. La figure 8 nous montre les variations du courant substrat ( $I_{SUB}$ ) en fonction de la tension grille ( $V_{GS}$ ) pour plusieurs valeurs de la tension  $V_{DS}$ .

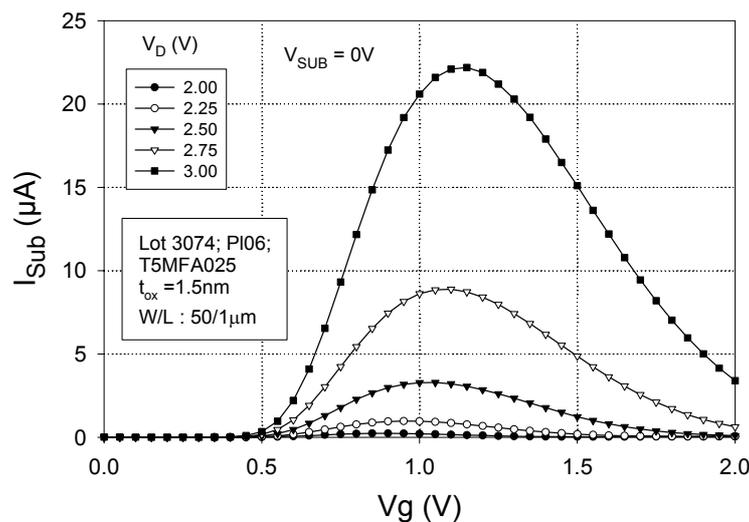


**Figure 6a :** Les électrons acquièrent assez d'énergie, sous l'effet du champ électrique transversal, pour être injectés dans l'oxyde. D'après D. Vuillaume [Vuillaume1999].

**Figure 6b :** Représentation schématique de la génération de paires électrons-trous par ionisation par impact. D'après D. Vuillaume [Vuillaume1999].



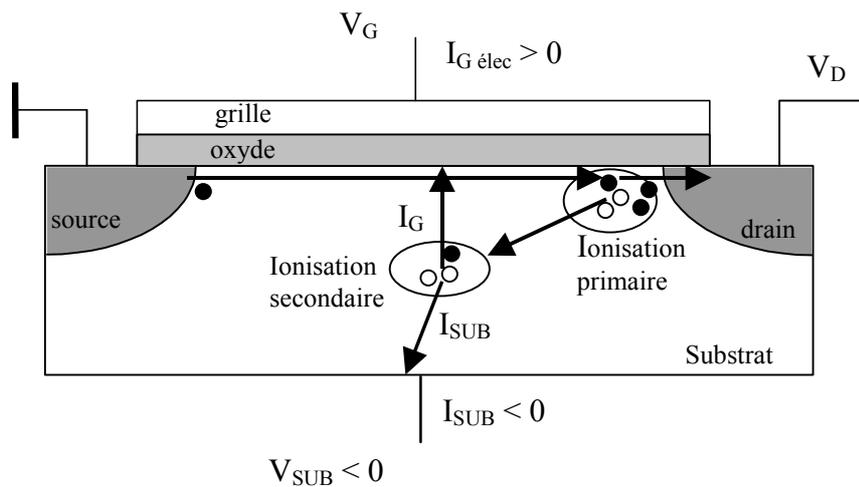
**Figure 7 :** Caractéristiques du courant grille en fonction de la tension grille pour un transistor n-MOS. A faible tension grille, un courant de trous est mesuré, alors que pour des valeurs plus élevées de la tension de grille, ce courant est un courant d'électrons. D'après G. Groeseneken [Groeseneken1999].



**Figure 8 :** Caractéristiques courant substrat- tension de grille pour plusieurs valeurs de la tension  $V_{DS}$  pour un transistor d'épaisseur d'oxyde de 1.5nm et de dimensions  $W/L = 50/1\mu\text{m}$ .

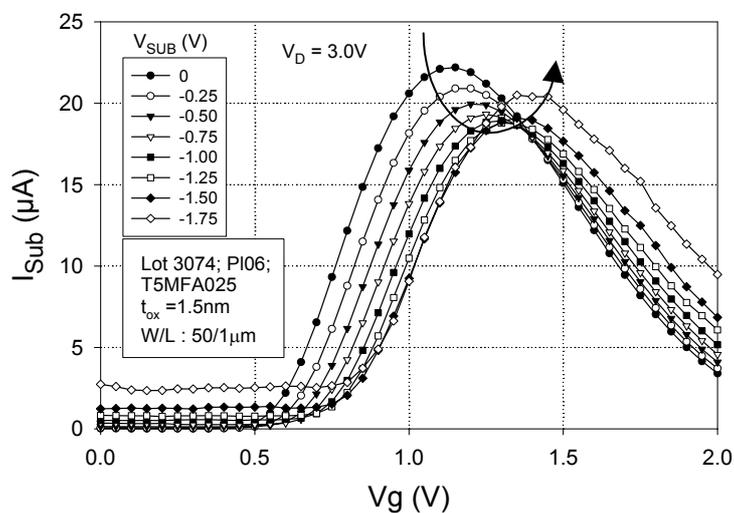
### B. Ionisation secondaire

Après la création des paires électrons-trous par ionisation primaire, les trous sont collectés par le substrat. Si le substrat est polarisé négativement, sous l'action du champ électrique, l'énergie cinétique acquise par les trous est suffisante pour ioniser les atomes du substrat par impact et ainsi générer de nouvelles paires d'électrons-trous (figure 9). Il se produit alors une augmentation de l'injection d'électrons dans la grille (SEEI : substrate enhanced electron injections) [Bravais2001].



**Figure 9** : Mécanisme d'ionisation par impact secondaire dans les MOSFET.

La figure 10 nous montre l'évolution du courant substrat ( $I_{SUB}$ ) en fonction de la tension substrat ( $V_{SUB}$ ) pour une valeur de  $V_{DS} = 3V$ . On peut observer que le maximum de courant  $I_{SUB}$  commence par décroître en fonction de  $V_{SUB}$ , pour ensuite augmenter en fonction de  $V_{SUB}$  [**Bravaix2001, Trapes2003**].



**Figure 10** : Caractéristiques courant substrat- tension pour plusieurs valeurs de la tension substrat et pour une valeur de  $V_{DS} = 3V$ , pour un transistor d'épaisseur d'oxyde de 1.5nm et de dimensions  $W/L = 50/1\mu m$ .

#### 1.2.4. Courant EDT. Injection grille-drain ou grille-source

Les mécanismes étudiés ci-dessus concernaient des injections entre la grille et le canal et vice-versa. Lorsque la longueur du canal diminue, le courant associé à la région de chevauchement de la grille et du drain (ou grille-source) qui est indépendant de la longueur du

canal, peut devenir du même ordre de grandeur et même plus important que le courant grille substrat. [Yang2001]. Il est appelé EDT "Edge Direct Tunnel". Ce courant provoque la dégradation de l'oxyde au dessus du drain et pourrait être responsable du "hard-breakdown", le courant substrat étant responsable du "soft-breakdown" [Degreave2001]. A  $V_G = V_D$ , le courant EDT n'existe qu'entre la grille et la source. A  $V_G$  différent de  $V_D$ , le courant n'existe qu'entre la grille et la source et/ou la grille et le drain.

### 1. 3. Effet des contraintes dans les capacités et transistors d'épaisseur d'oxyde ultra-mince

Dans les oxydes épais, on pouvait observer, après contrainte, des charges positives ou négatives dans l'oxyde, des états d'interface et des états lents. Certaines des charges positives ou négatives d'oxyde étaient dues à des trous ou des électrons piégés qui pouvaient être annihilées irréversiblement par un champ de polarité contraire à la contrainte s'ils se trouvaient à une distance tunnel de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Les états lents, situés aussi à une distance tunnel des interfaces, correspondaient à des pièges qui pouvaient se charger et se décharger réversiblement.

Cela se traduisait:

- sur les caractéristiques  $I_G$ - $V_G$ , par un décalage, dû aux charges d'oxyde, des caractéristiques dans la zone de tension correspondant au régime Fowler-Nordheim, comme nous pouvons le voir sur les figures 11a et b. Suivant le sens de ce décalage, on peut en déduire le signe des charges.

- sur les caractéristiques  $I_{inj}$ - $Q_{inj}$ , par la croissance (charge positive) ou la décroissance de  $I_{inj}$  (charge négative). Sur la figure 12, la croissance, à  $V$  constante, observée à faible injection, correspond à la création d'une charge positive, et la décroissance aux plus fortes injections, correspond à la création d'une charge négative. Néanmoins, la création de la charge négative n'exclut pas que la charge positive continue à croître .

- sur les caractéristiques  $C$ - $V_G$  par un décalage de la capacité vers les tensions positives ou négatives (figure 13). La charge effective  $\Delta Q_{ox}$  créée est définie par l'expression :

$$\Delta Q_{ox} = -C_{ox} \cdot \Delta V_{mg} \quad (4),$$

où  $C_{ox}$  est la capacité d'oxyde par unité de surface et  $\Delta V_{mg}$  la variation de la tension midgap ( $\Delta V_{mg} = V_{mg}(\text{après contrainte}) - V_{mg}(\text{avant contrainte})$ ).

Ce décalage est dû aux charges fixes d'oxyde et aux états lents chargés.

Nous allons voir que dans les oxydes plus minces, certains de ces défauts sont de moins en moins visibles, mais que la contrainte va créer, en outre, des pièges neutres dans l'oxyde qui vont permettre un nouveau mécanisme de conduction.

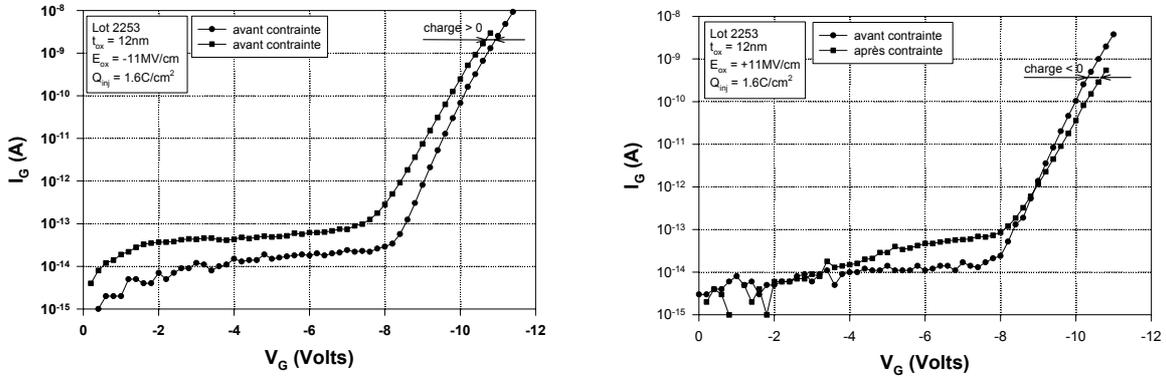


Figure 11 : Caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  avant et après une contrainte en tension a) négative, b) positive.

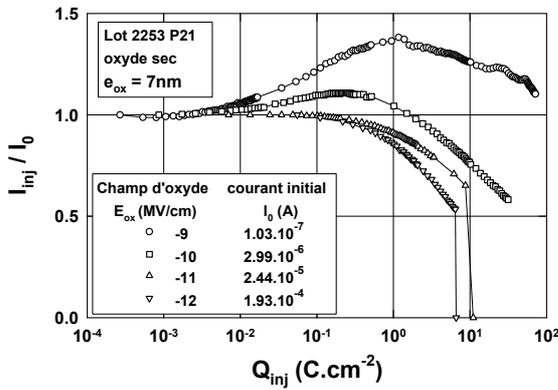


Figure 12 : Courant grille normalisé injecté dans l'oxyde en fonction de la charge injectée à partir de la grille, pour différentes tensions négatives de contrainte.

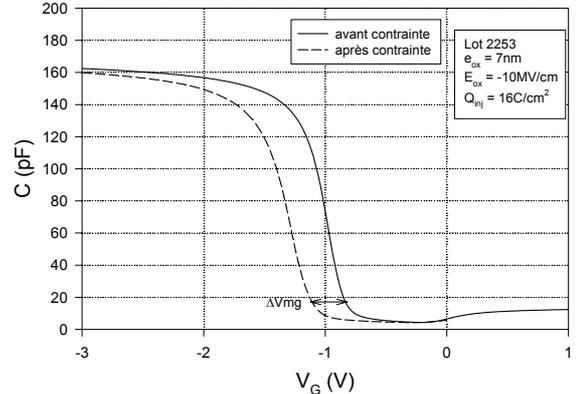


Figure 13 : Caractéristiques  $C$ - $V_G$  avant et après une contrainte par une tension négative.

### 1. 3. 1. Courant de fuite en excès à travers l'oxyde de grille dû aux pièges neutres : Stress Induced Leakage Current (SILC et LVSILC)

Lorsqu'on applique un champ électrique élevé à des structures ayant un oxyde de grille mince, on observe, dans la région à faible champ électrique, un accroissement du courant de fuite de grille, même en l'absence de charges positives d'oxyde. Ce courant en excès est appelé SILC "Stress Induced Leakage Current" [Olivo1988, Dumin1993]. C'est un phénomène extrêmement important qui concerne la fiabilité des films SiO<sub>2</sub> des structures MOS pour des épaisseurs d'oxyde inférieures à 10nm et qui conduit au claquage de l'oxyde. La figure 14 nous montre l'évolution de ce courant en excès en fonction de contraintes électriques pour des épaisseurs d'oxyde de 1.2, 2.5, 3.5, 4.6 et 7nm et pour des tensions

négatives de mesure. La figure 15 nous montre l'évolution du courant de fuite avant et après diverses contraintes, faisant apparaître le SILC, le soft-breakdown (SBD) et le hard-breakdown (HBD) pour un échantillon dont l'épaisseur d'oxyde est de 5.4nm.

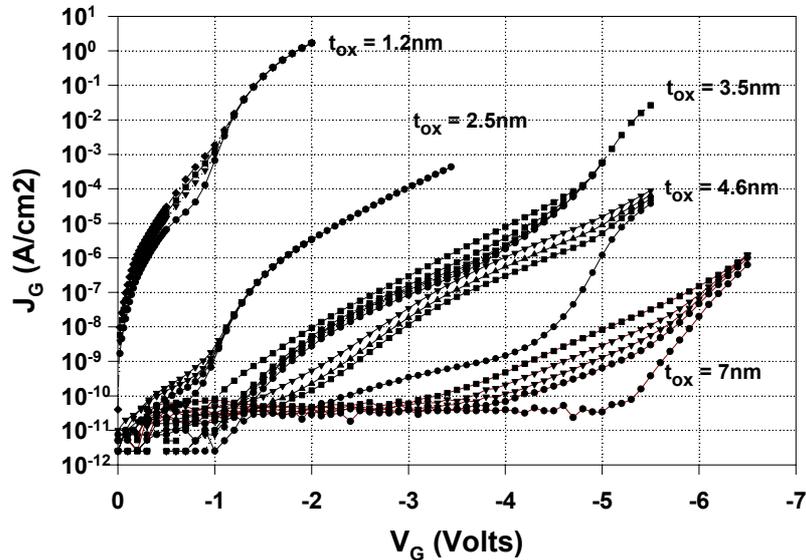


Figure 14 : Caractéristiques  $J_G$ - $V_G$  en fonction de contraintes électriques, pour plusieurs épaisseurs d'oxyde.

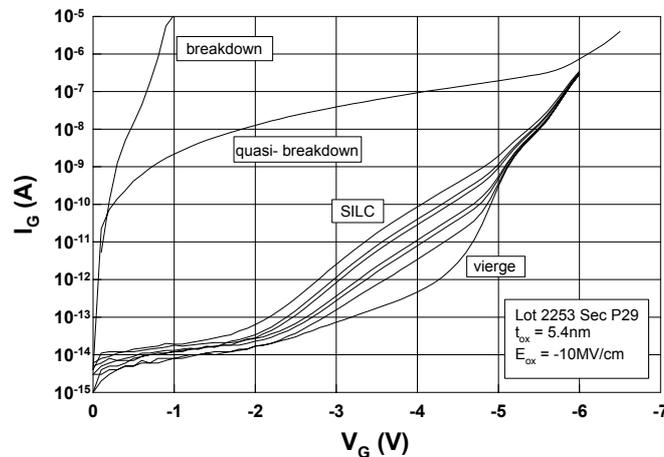


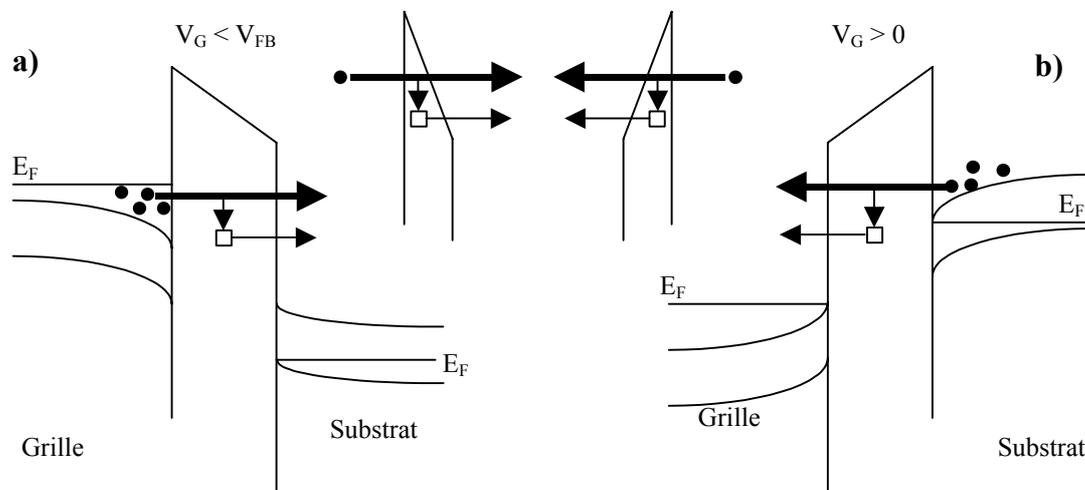
Figure 15 : Effet d'une contrainte réalisée sur une capacité d'épaisseur d'oxyde de 5.4nm, faisant apparaître le SILC, mais aussi le quasi-breakdown (QBD) et le hard-breakdown (HBD).

### 1.3.2. Origine du SILC et du LVSILC

#### 1.3.2.1. SILC quand le substrat est en inversion ou accumulation (SILC)

Lorsque que le substrat d'un NMOS est en accumulation,  $V_G < V_{FB}$ , le courant tunnel est dû principalement au passage des électrons de la bande de conduction de la grille vers la bande de conduction du substrat (figure 16a). Lorsque le substrat est en inversion,  $V_G > 0$ , le

Le courant tunnel est dû principalement au passage, par effet tunnel, des électrons de la bande de conduction du substrat vers la bande de conduction de la grille (figure 16b). Le courant peut être un courant FN direct ou via des pièges d'oxyde neutres (ou positivement chargés). Le courant peut être un courant tunnel direct élastique ou inélastique. Il est admis par la plupart des chercheurs que ce courant tunnel est un courant via des pièges neutres situés dans l'oxyde [Rosenbaum1997, Sakakibara1997, Rico1998]. Pour cette raison, dans la suite, nous considérerons que ce sont des pièges neutres. Lorsque les pièges neutres sont créés par la contrainte, on parle de SILC.

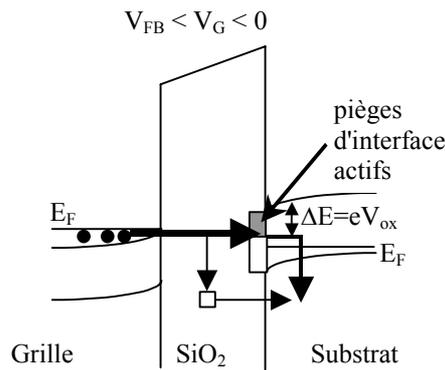


**Figure 16** : Principaux mécanismes de conduction tunnel dans les structures NMOS a) en régime d'accumulation, b) en régime d'inversion

### 1.3.2.2. SILC quand le substrat est en déplétion ou en faible inversion (LVSILC)

Dans les oxydes ultra-minces ( $t_{ox} < 3\text{nm}$ ), lorsque le substrat est en déplétion,  $V_{FB} < V_G < 0$ , un courant devient mesurable (figure 14). Le mécanisme de courant tunnel direct élastique ne peut pas expliquer l'existence de ce courant. Certaines études ont montré que ce courant peut être expliqué par le passage d'électrons de la bande de conduction de la grille vers la bande de valence du substrat, via soit les états d'interface, soit des pièges d'oxyde (figure 17). On notera que l'effet tunnel a lieu dans le sens inverse du champ d'oxyde.

Le mécanisme de conduction étant différent du mécanisme vu précédemment, nous noterons ce courant en excès, LVSILC, pour le différentier du SILC [Meinertzhagen2002a].



**Figure 17 :** Mécanismes de conduction tunnel dans les structures NMOS en régime de déplétion ou faible inversion

### 1.3.2.3. Mesure du SILC et pièges neutres

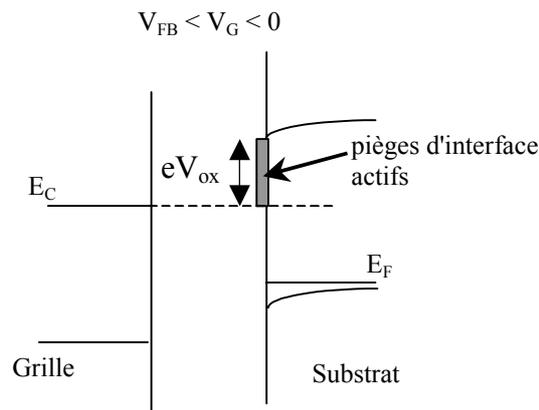
Au début des années 1980, Maserjian et Zamani [**Maserjian1982**] ont été les premiers à observer l'accroissement du courant mesuré à faible champ après une contrainte électrique à haut champ. Par la suite différentes explications de ce phénomène ont été proposées par de nombreux chercheurs, mais aucune tentative de corrélérer le nombre de pièges à la mesure du SILC n'a été effectuée. Di Maria et al [**Di Maria1997, 2002**] ont montré expérimentalement, que la valeur  $\Delta J/J_0$  mesurée à basse charge injectée, pouvait être reliée à l'accroissement relatif des pièges neutres (où  $\Delta J = J - J_0$ ,  $J_0$  étant la densité de courant avant contrainte et  $J$  la densité de courant après une contrainte donnée). Cela suppose que  $J_0$  soit dû à un effet tunnel via des pièges d'oxyde, ce qui n'est pas vrai dans toute la gamme d'épaisseur 7nm - 1.2nm que nous avons étudiée.

Supposons qu'il y a une répartition plus ou moins homogène des pièges à travers l'oxyde, que l'on puisse considérer que les pièges les plus efficaces sont au milieu de l'oxyde et que l'on peut puisse négliger l'effet tunnel via plusieurs pièges d'oxyde, on peut alors considérer que  $J_{\text{SILC}} = K_1 \Delta N$  (où  $\Delta N$  est égal au nombre de pièges créé par la contrainte). Deux cas peuvent se présenter : soit  $J_0$  est dû à un effet tunnel direct, soit  $J_0$  est dû à un effet tunnel assisté par des pièges existant avant contrainte. Dans le cas où  $J_0$  est un courant tunnel direct,  $\Delta J/J_0$  n'est pas égal à  $\Delta N/N_0$ , il a été montré que  $K_1$  dépend de l'épaisseur de l'oxyde, du dopage de l'anode et de la cathode, et de la tension de mesure, et que par conséquent le rapport  $\Delta J/J_0$  est indépendant du dopage de l'anode et de la cathode.  $\Delta J/J_0$  est donc un meilleur indicateur que  $\Delta J$  pour suivre la création des pièges et pouvoir comparer les résultats dus à différentes technologies. Dans le cas où  $J_0$  est un courant tunnel assisté,  $J_{\text{SILC}}/J_0 = \Delta N/N_0$  (où

$N_0$  est la densité des pièges avant contrainte). Il est probable cependant que cette relation ne soit plus valable lorsque le nombre de pièges devient trop important [Alam2002].

#### 1.3.2.4. Mesure des pièges neutres ou des états d'interface par la mesure du LVSILC

Si le LVSILC est dû aux états d'interface, il dépend des états d'interface situés dans une bande d'énergie approximativement comprise entre  $E_C$  et  $E_C + eV_{ox}$  (figure 18). La largeur de cette bande ( $\Delta E = eV_{ox}$ ) diminue avec l'épaisseur d'oxyde et augmente avec le dopage du substrat, comme nous l'avons montré dans un travail précédent [Meinertzhagen2002]. Si le courant avant et après contrainte est dû aux états d'interface [Ghetti2000],  $\Delta J/J_0 = \Delta D_{it}/D_{it0}$ . Si le courant avant et après contrainte est dû à des pièges d'oxyde,  $\Delta J/J_0 = \Delta N/N_0$  [Ielmini2000a, b]. Quand  $V_G$  varie de 0 à -1V, pour un dopage du substrat de  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ ,  $V_{ox}$  varie de 0 à 0.3V, pour  $t_{ox} = 2.3 \text{nm}$  et de 0 à 0.2V pour  $t_{ox} = 1.2 \text{nm}$ .



**Figure 18** : Pièges d'interface actifs, lors d'un mécanisme de conduction par effet tunnel, lorsque le substrat est en déplétion.

### 1. 3. 3. Etats d'interface - Méthodes de caractérisation électrique des états d'interface

Les charges piégées à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> sont positives ou négatives suivant que les états sont accepteurs ou donneurs. Suivant le potentiel de surface, les états d'interface peuvent être chargés ou neutres. Ce type de pièges est appelé états de surface, états d'interface, états rapides. Plusieurs techniques de mesure ont été développées pour caractériser les états d'interface [Courrier1983]. Nous rappelons très rapidement ci-dessous, les méthodes de caractérisation dont nous disposons au laboratoire.

- La méthode quasi-statique qui a été développée par Berglund en 1966

[Berglund1966], puis perfectionnée par Castagné [Castagné1968], Kerr [Kerr1969] et Khun [Khun1970].

- La méthode de conductance qui a été proposée par Nicollian et Goetzberger [Nicollian1967] en 1966.
- La méthode de pompage de charge, proposée en 1969 par Brugler et Jaspers [Brugler1969], utilise comme structure de test un MOSFET. Plusieurs méthodes de mesures du courant de pompage de charges ont été proposées [Elliot1976, Grosenenken1984].

La méthode quasi-statique est une méthode moins précise que la méthode de conductance, mais sa mise en œuvre est beaucoup plus rapide et plus simple. Toutefois, elle n'est pas adaptée à la détermination des états d'interface pour les structures à épaisseur d'oxyde ultra-mince. Tout d'abord, il est impossible de mesurer la capacité  $C_{ox}$  et d'autre part, le courant tunnel va être supérieur au courant de déplacement, ce qui rend pratiquement impossible la mesure de la capacité quasi-statique. La méthode de conductance est très précise, mais elle est très longue et très lourde d'emploi. La détermination de  $(G_p/\omega)_{max}$  demande un nombre important de mesures  $C_m$  et  $G_m(V)$  sur une très grande gamme de fréquences. Toutefois, certains chercheurs [Vogel2002] ont réactualisé cette méthode pour la détermination des états d'interface sur des structures d'épaisseur d'oxyde ultra-mince. Dans notre étude, seule la méthode de pompage de charge a été utilisée pour déterminer les états d'interface.

#### **1.4. Procédure de dégradation - Recuit en température ou en tension**

Dans le cas de contraintes uniformes, les porteurs injectés majoritairement sont des électrons dans les NMOS et des trous ou des électrons dans les PMOS. Dans le cas de contraintes localisées, des électrons et/ou des trous sont injectés à partir du canal dans les P ou NMOS.

Dans le travail expérimental que nous avons réalisé, lors de contraintes uniformes, effectuées à tension constante (CVS), positive ou négative, les électrons passent par effet tunnel Fowler-Nordheim (FN) ou par effet tunnel direct (DT).

Pour effectuer les dégradations à tension constante, nous utilisons le générateur de tension du picoampèremètre HP4140B. Nous pouvons ainsi, pour une tension de contrainte donnée, programmer une contrainte en fonction de la quantité de charges injectées (ou du temps de contrainte).

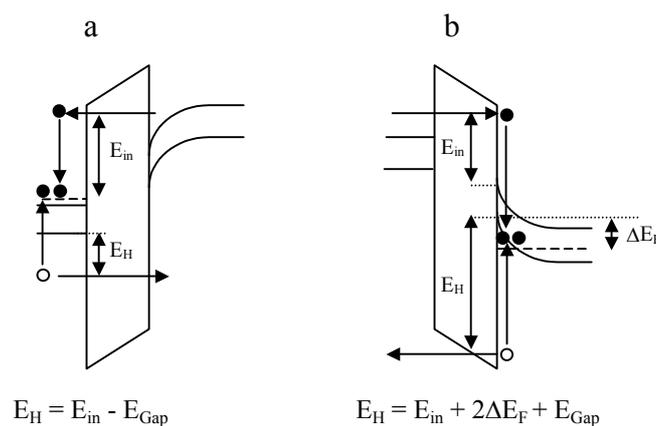
La densité de charge injectée est calculée par intégration du courant de grille traversant l'échantillon pendant l'injection, en fonction du temps. Cette quantité de charges injectées par unité de surface en fonction du temps est :

$$Q_{inj} = \frac{1}{S} \int_0^{t_1} I(t) dt \quad (6)$$

où S est la surface de la structure MOS et t<sub>1</sub> le temps de contrainte.

### 1.4.1. Mécanismes de création des pièges

Différents modèles expliquent la génération des défauts dans la masse de l'oxyde et à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Les deux modèles les plus considérés sont: l'un basé sur la génération de trous, par ionisation par impact dans l'anode (figure 19) [Di Maria1992], l'autre, basé sur l'idée de diffusion des espèces hydrogénées, libérées lors de la contrainte [Di Maria1989]. La figure ci-dessous montre l'énergie maximum, mesurée par rapport au haut de la bande de valence de l'anode, que peut acquérir un trou par ionisation par impact. On voit que pour V<sub>G</sub> < 0, figure 19b, cette énergie est plus grande que dans le cas 19a, pour une même tension grille. E<sub>H</sub>, E<sub>in</sub>, E<sub>Gap</sub> et ΔE<sub>F</sub> représentent respectivement l'énergie maximum des trous secondaires mesurée par rapport au haut de la bande de valence, l'énergie initiale de l'électron mesurée par rapport au haut de la bande de conduction, la largeur de la bande interdite et la différence entre le haut de la bande de valence et le niveau de Fermi.



**Figure 19** : Illustration schématique des différents modèles de génération de paires électrons-trous, d'après Ghetti [Ghetti2001].

### 1.4.2. Recuit en température ou en tension

Dans certains cas, après des contraintes électriques, nous avons soumis l'échantillon, non polarisé, à des températures plus ou moins élevées. On parlera dans ce cas de recuit en température.

Dans d'autres cas, après des contraintes électriques, nous avons appliqué à l'échantillon un champ positif ou négatif. Ce champ sera dit "non contraignant"  $E_{NC}$ , lorsqu'il n'entraînera aucune dégradation visible durant le temps d'application. On parlera également de "recuit en tension".

## 1.5. Instrumentation

La réalisation ainsi que la mise au point d'un banc de mesures physiques sont bien souvent l'étape la plus délicate et la plus longue d'un travail de recherche. Si la réalisation des différents logiciels de commande et d'acquisition des données demande du temps, la mise au point d'un système permettant la mesure de courant de l'ordre du femptoampère ( $10^{-15}$ A) demande beaucoup de patience et de persévérance. Les problèmes posés par la mesure de très faibles courants, tant au niveau du bruit que des dérives, sont souvent très délicats à résoudre.

### 1.5.1. Banc de mesures pour la caractérisation électrique de composants MOS

Ce banc de mesure a été réalisé à partir d'un picoampèremètre HP4140B de chez Hewlett Packard, piloté par un micro-ordinateur par l'intermédiaire d'une interface IEEE-488. Ce banc permet d'effectuer les mesures classiques de caractérisation :

- les caractéristiques courant-tension de capacités à très faible niveau de courant,
- la caractérisation quasi-statique (QSM) de ces capacités,
- la mesure des caractéristiques de transistors MOS,  $I_{DS}$  en fonction de  $V_{GS}$  et  $V_{DS}$ , ainsi que la mesure du courant substrat en fonction de  $V_G$  pour différentes valeurs de  $V_{SUBTRAT}$ ,

Il permet aussi d'effectuer :

- les diverses contraintes en tensions en fonction du temps sur ces transistors (contrainte à tension constante, CVS, en mode d'ionisation secondaire (SEEI) et par électrons chauds du substrat (SHEI)).

Les logiciels de commande et d'acquisition des données de ces différents types de

mesures ont été réalisés à l'aide du langage graphique LabView, permettant ainsi de créer des instruments virtuels pilotés à partir du micro-ordinateur. La figure 20 monte la face avant du programme de contrainte en tension et du programme de mesure I-V, réalisés sous LabView.

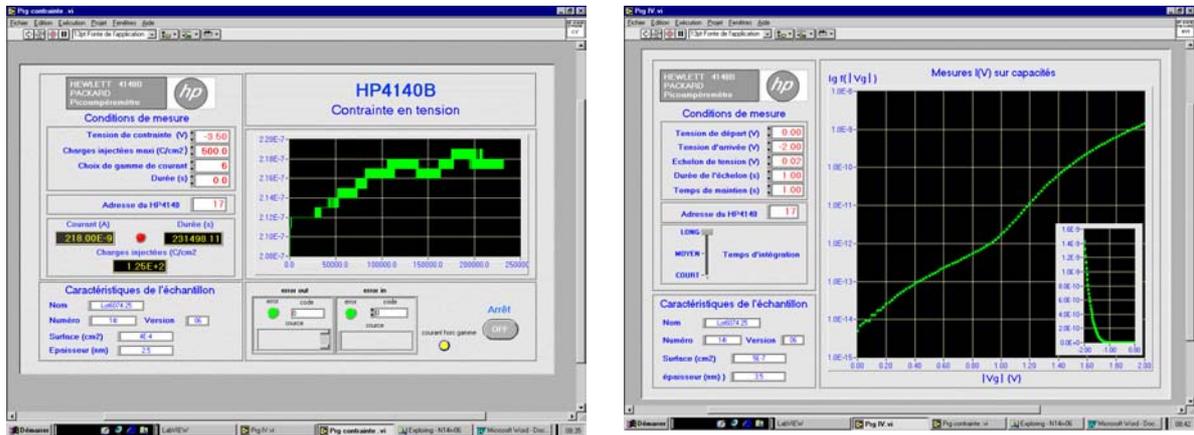


Figure 20: Face avant virtuelle des programmes de contrainte en tension et de mesure I-V.

La figure 21 donne le schéma de principe du banc de mesures. La figure 22 montre une vue d'ensemble de la manipulation.

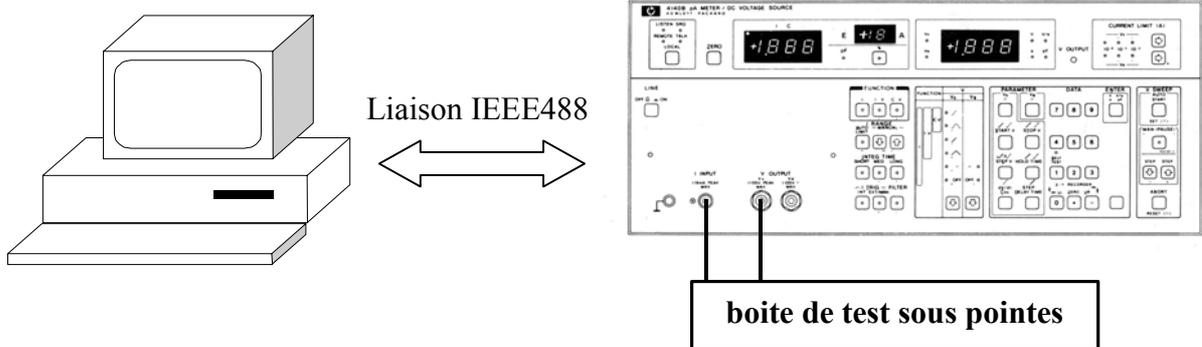


Figure 21 : Schéma de principe du banc de mesure.

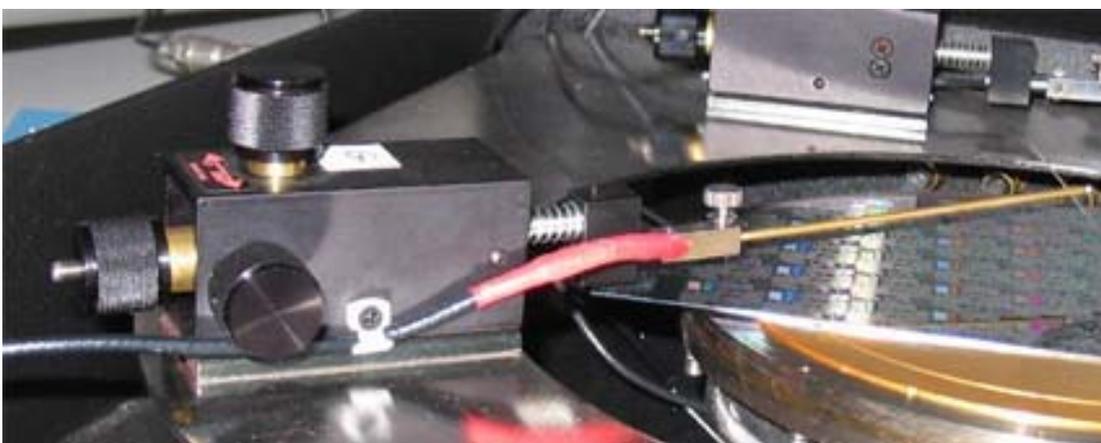


**Figure 22 :** Banc de caractérisation de capacités et de transistors MOS

Un second banc, permettant d'effectuer le même type de mesures, a été réalisé à partir d'une station HP et du logiciel ICAP pilotant par l'intermédiaire d'une interface IEEE488 un picoampèremètre HP4140 ainsi qu'un analyseur de paramètres HP4145.

Les mesures de capacités MOS sont réalisées à l'aide d'un pont RLC HP4284 également piloté par micro-ordinateur.

Les mesures sont faites sous pointes sur des wafers 8 pouces situés dans une boîte de test "Signatone", munie d'une semelle chauffante, permettant d'effectuer des mesures de courant jusqu'à un femtoampère ( $10^{-15}$  A) pour une gamme de température allant de l'ambiante jusqu'à 300°C. Les contacts sur les composants sont réalisés avec des micropositionneurs "Signatone" (figure 23). La figure 24 nous montre l'ensemble de test composé de la boîte de test et des micropositionneurs.



**Figure 23 :** Pointe de mesure triaxiale.



Figure 24 : Boite de mesure pour wafer sous pointe

### 1.5.2. Mesure du courant

Les mesures du courant sont faites à l'aide de câbles triaxiaux et micropositionneurs triaxiaux. Les mesures triaxiales utilisent un système à trois conducteurs ayant une garde isolant le conducteur relié à l'échantillon de la masse du câble. Cette garde entourant le conducteur est au même potentiel que l'entrée haute impédance (figure 25). Cette méthode de mesure permet de réduire de manière drastique les courants de fuite dus à la résistance de fuite des câbles coaxiaux lorsque l'on utilise ceux-ci.

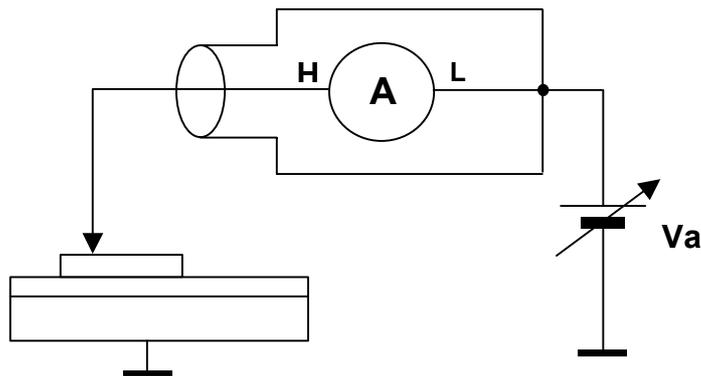


Figure 25 : Système de mesure triaxial

### 1.5.3. Descriptif des lots et échantillons utilisés

Les différents lots d'échantillons que nous avons utilisés ont été fabriqués par le CEA-LETI de Grenoble. Les structures de tests, capacités et transistors MOS de différentes

dimensions, sont réalisées sur même wafer de même épaisseur d'oxyde de grille. Le substrat utilisé pour la réalisation de ces différents lots est un substrat de type P de résistivité 7 à 10  $\Omega$ .cm.

Nos mesures ont été réalisées sur les lots suivants :

- Lot 2253, dispositifs NMOS, épaisseur d'oxyde 5.0 et 7.0nm
- Lot 3497, dispositifs NMOS , épaisseur d'oxyde 3.5 et 3.8nm
- Lot 3329, dispositifs NMOS, épaisseur d'oxyde 2.3nm
- Lot 3460, dispositifs NMOS, épaisseur d'oxyde 2.3nm
- Lot 6074, dispositifs NMOS, épaisseur d'oxyde 1.2, 1.5, 1.8, 2.1, 2.5, 3.0nm
- Lot 5365, dispositifs NMOS, épaisseur d'oxyde 1.2nm
- Lot 5090, dispositifs NMOS, épaisseur d'oxyde 2.0nm
- Lot 6112, dispositifs PMOS, épaisseur d'oxyde 2.0nm

Les principales étapes définissant cet assemblage sont les suivantes<sup>1</sup> :

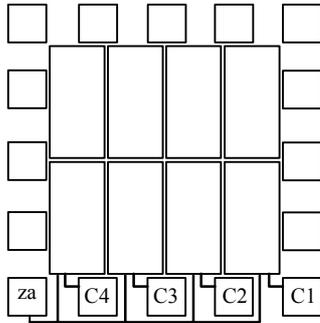
- Implantation ionique de caisson P avec du bore (lots NMOS) ou de caisson N avec du phosphore (lot PMOS)
- Oxyde de grille obtenu par oxydation de type RTO (Rapid Thermal Oxidation)
- Dépôt de grille polysilicium N<sup>+</sup> dopé in situ d'épaisseur 100nm (lots NMOS)
- Dépôt de polysilicium colonnaire non dopé, pré-dopage de la grille avec du bore (lot PMOS)
- Recuit de la grille
- Implantation des extensions (poches) sur certains wafers
- Implantation des régions source/drain avec de l'arsenic (lots NMOS)
- Implantation des régions source/drain avec BF<sub>2</sub> (lot PMOS)
- Implantation des prises caissons
- Recuit RTA (Rapid Thermal Annealing) à 950°C
- Passivation et définition des plots
- Recuit alu final

Les figures 26 et 27 nous donnent un exemple des blocs de test utilisés lors de nos mesures. Les capacités MOS ne peuvent être utilisées, que ce soit pour la mesure du courant

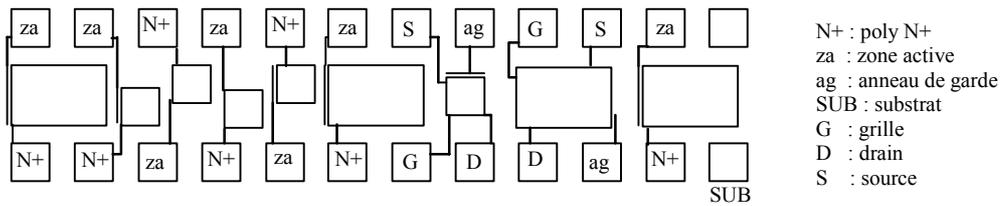
---

<sup>1</sup> Documents CEA-LETI, Grenoble

de fuite ou pour les contraintes en tension, qu'en régime d'accumulation. Pour réaliser des mesures ou contraintes en régime d'inversion, nous avons utilisé des capacités avec zone active (ou contact latéral) reliée à la masse (figure 26), ou des transistors dont le drain et la source ont été reliés à la masse (figure 27), ceux-ci faisant office de réservoir d'électrons.



**Figure 26** : Schéma du bloc de test utilisé dans le lot 2253; la surface des capacités sur zone active est de  $3.8 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$ .



**Figure 27** : Schéma du bloc de test utilisé dans les lots 3329, 6074, 5090, 6112 et 5365. Les capacités et transistors ont comme dimensions  $W/L = 100 \times 100 \mu\text{m}$  et  $250 \times 160 \mu\text{m}$ .

## CHAPITRE 2

### Résultats expérimentaux

#### 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats que nous avons obtenus lors de l'étude des courants de fuite de grille induits par des contraintes électriques. Nous allons voir l'évolution du courant de fuite de grille, créé par des injections aussi bien à partir de la grille qu'à partir du substrat, en fonction de l'épaisseur de l'oxyde de grille. Outre le décalage du courant FN dû aux charges d'oxyde créées par la contrainte, on observe une augmentation importante du courant de fuite à bas champ. Ce courant en excès, appelé SILC (Stress Induced Leakage Current) est un phénomène majeur pour ce qui concerne la fiabilité des composants MOS dont l'épaisseur de l'oxyde de grille ( $t_{ox}$ ) se situe au-dessous de 10nm.

Les figures 1a et b nous montrent les caractéristiques  $I_G-V_G$ , avant et après contrainte, pour des épaisseurs de l'oxyde de grille de 7, 4.5, 3.5, 2.5 et 1.2nm.

Nous voyons que pour des épaisseurs de 7 à 3.5nm, le courant de fuite de grille augmente pour les deux polarités de la tension de grille. Nous avons noté sur la figure 1b, les tensions nominales de fonctionnement  $V_{DD}$  (actuelles ou prévues) pour chaque épaisseur de l'oxyde de grille. Les contraintes ne produisent une variation du courant grille au point de fonctionnement usuel des composants que pour des épaisseurs supérieures ou égales à 3.5nm. Pour des épaisseurs inférieures à 2.5nm, aucune variation n'a été observée lors des contraintes que nous avons réalisées, en raison du fort courant tunnel avant contrainte.

Dans l'étude du courant  $I_G$  en fonction de l'épaisseur de l'oxyde de grille que nous allons présenter, il est intéressant de rappeler une importante observation faite par Ricco et al [Ricco1998] formulant que les différences dans les caractéristiques  $I_G-V_G$ , trouvées avant et après contrainte, pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde  $t_{ox}$ , correspondaient aux différentes régions d'une même courbe générale. Cette courbe ne peut être seulement explorée qu'à l'intérieur d'une fenêtre, limitée par le niveau de bruit de l'appareil de mesure, vers les faibles courants, et par le claquage de l'oxyde, vers les courants élevés. Elle dépend par conséquent de l'épaisseur de l'oxyde. C'est ce que nous allons voir au cours de cette étude.

Nous verrons également les effets de recuit en tension (par application d'un champ non contraignant) ainsi qu'en température, sur le SILC.

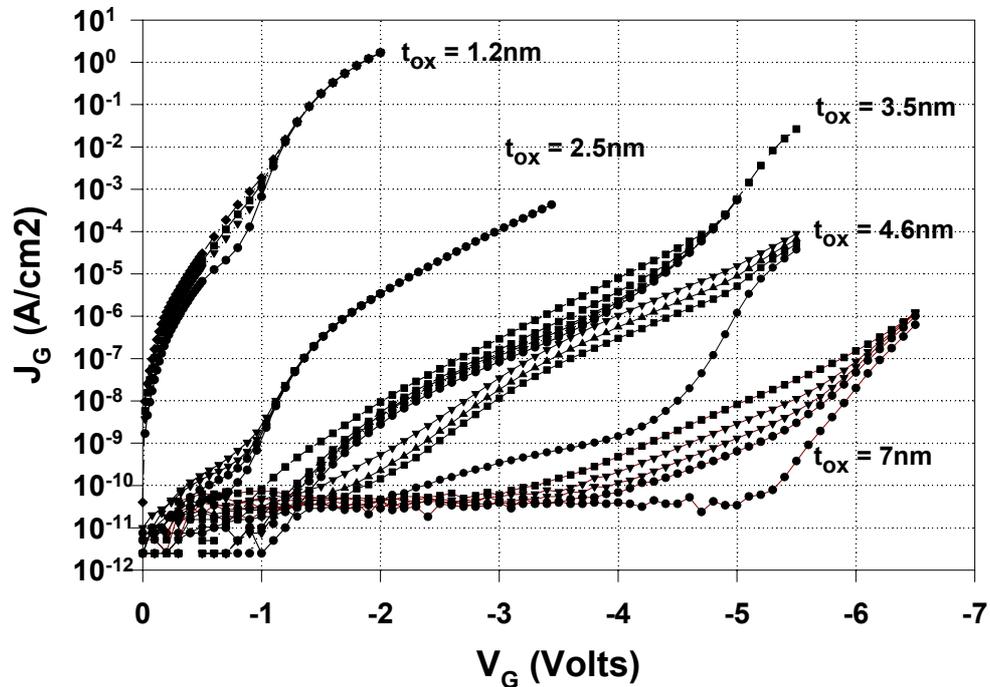


Figure 1a : Caractéristiques typiques  $I_G$ - $V_G$  avant et après contraintes négatives de composants MOS de différentes épaisseurs d'oxyde de grille.

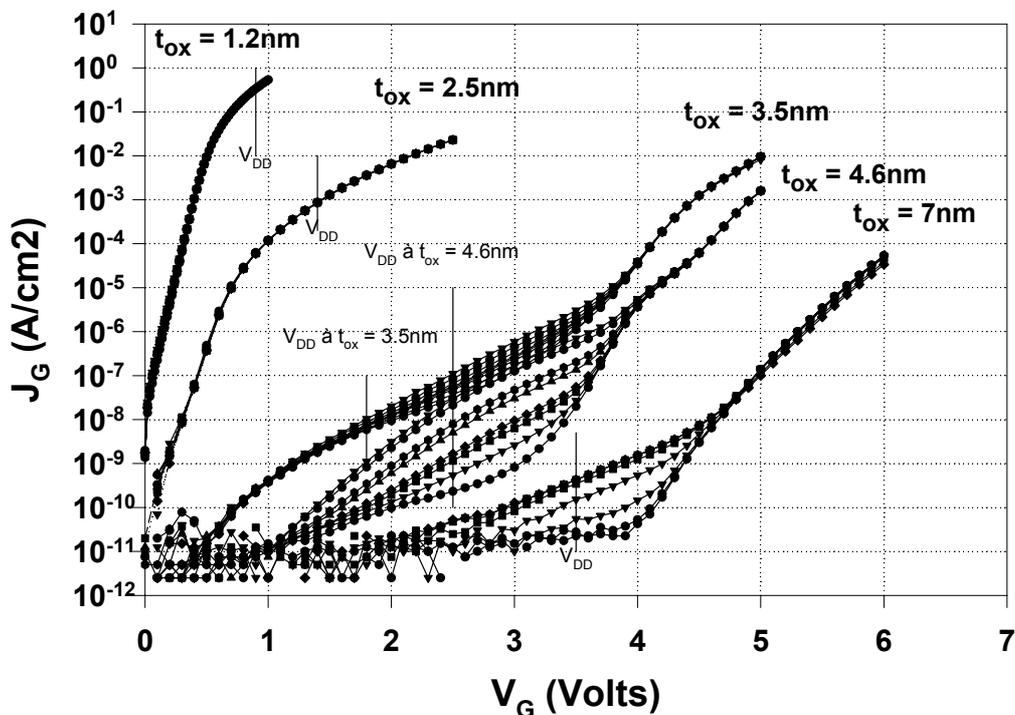


Figure 1b : Caractéristiques typiques  $I_G$ - $V_G$  avant et après contraintes positives de composants MOS de différentes épaisseurs d'oxyde de grille.

## 2. 2. Résultats expérimentaux sur les échantillons d'épaisseur d'oxyde de 7nm.

Pour les épaisseurs de 7nm la conduction sera, avant contrainte, de type FN et après contrainte, de type FN assisté.

Nous allons comparer dans ce chapitre les effets de contraintes électriques (CVS), effectuées en régime Fowler-Nordheim, sur les courants de fuite de grille de capacités d'épaisseur d'oxyde de 7nm du lot 2253. Les contraintes sont réalisées soit en régime d'inversion ( $V_G > 0$ ) soit en régime d'accumulation ( $V_G < 0$ ). Afin de pouvoir réaliser des contraintes et mesures en régime d'inversion, nous avons utilisé des capacités disposant d'une zone active, reliée à la masse.

### 2.2.1. Création de charges dans l'oxyde

Les courbes des figures 2a, b montrent les caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  pour des contraintes à champ élevé, négatif (2a) ou positif (2b), et pour des tensions de mesure respectivement négatives et positives. La figure 2c montrent l'évolution du courant grille injecté dans l'oxyde en fonction de la charge injectée, pour différentes tensions négatives de contrainte. On voit qu'une charge positive se crée à faible injection, suivie de la création d'une charge négative, à plus forte injection. La figure 2d montre les caractéristiques  $C(V_G)$  avant et après une contrainte CV négative.

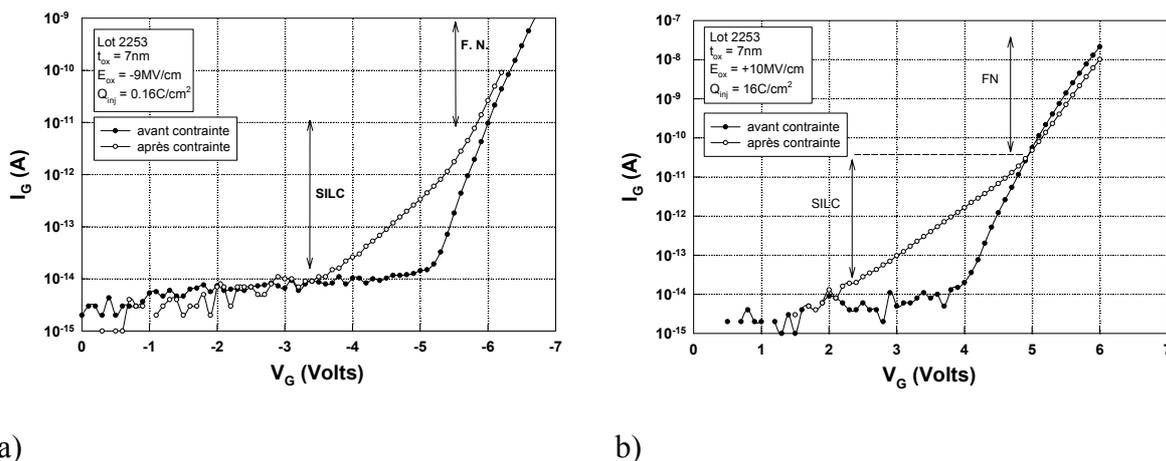
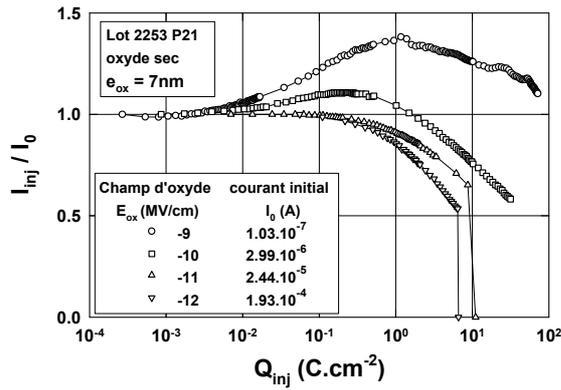
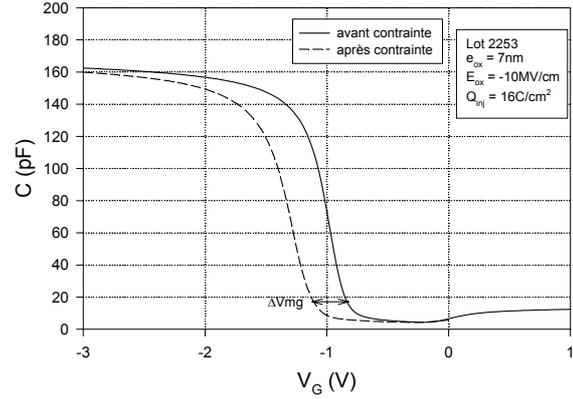


Figure 2 : Caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  avant et après une contrainte en tension **a)** négative, **b)** positive.



**Figure 2c** : Courant grille normalisé injecté dans l'oxyde en fonction de la charge injectée à partir de la grille, pour différentes tensions négatives de contrainte.



**Figure 2d** : Caractéristiques C- $V_G$  avant et après une contrainte par une tension négative.

Ces différents résultats montrent qu'il est possible, sur des échantillons d'épaisseur d'oxyde égale à 7nm, comme c'était le cas pour les échantillons d'épaisseur d'oxyde plus élevée ( $> 10\text{nm}$ ), d'observer la création de charges, sur les courbes  $I_G$ - $V_G$ ,  $I_{Ginj}(Q_{inj})$  et  $C(V_G)$ .

### 2.2.2. Effet d'un cycle de tension sur un échantillon contraint : trous piégés et états lents.

Les figures 3 et 4 montrent les variations de tensions "midgap" et de charges d'oxyde en fonction du temps lorsque des tensions non contraignantes  $V_{NC}$ , de polarités alternées, sont appliquées à la grille d'une capacité MOS après une contrainte négative ou positive ( $E_{ox} = \pm 10\text{MV/cm}$ ,  $Q_{inj} = 16\text{C/cm}^2$ ) [Meinertzhagen1998].

On rappelle que la valeur du champ moyen d'oxyde ( $E_{ox}$ ), pour une tension  $V_G$  est donnée par l'expression suivante :

$$E_{ox} = \frac{V_G - V_{FB} - \Psi_S}{t_{ox}}$$

où  $V_{FB}$  est la tension de bande plate et  $\Psi_S$  est le potentiel de surface et  $t_{ox}$  l'épaisseur de l'oxyde.

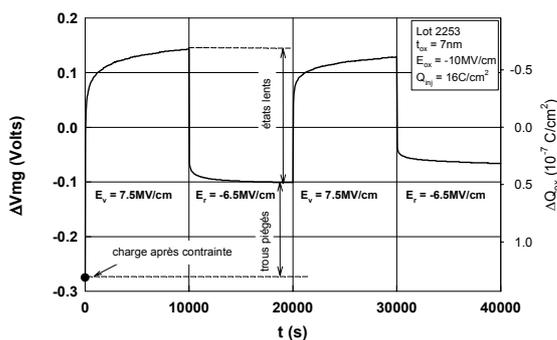
La charge effective d'oxyde peut être obtenue par la mesure de la variation de la tension mid-gap  $\Delta V_{mg}$ , à partir de la valeur  $V_{mg0}$  avant contrainte (paragraphe 1.3. du chapitre 1)).

Pour un échantillon contraint sous un champ négatif ( $E_{ox} = -10\text{MV/cm}$ ,  $Q_{inj} = 16\text{C/cm}^2$ ), nous voyons sur la figure 3 qu'il y a apparition, juste après la contrainte, d'une charge positive ( $\Delta V_{mg} = -0.275\text{V}$  correspond à une charge positive de  $1.3 \times 10^{-7}\text{C/cm}^2$ ).

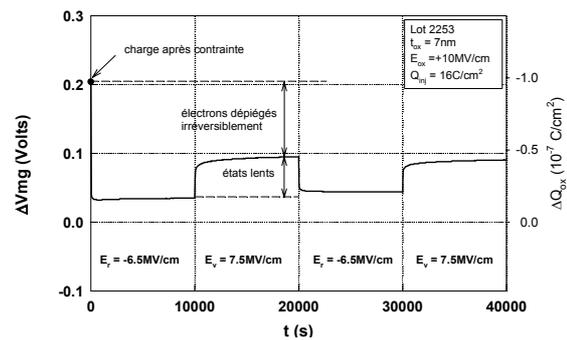
La première application d'un champ non contraignant de polarité positive ( $E_{NC} = +7.5\text{MV/cm}$ ) pendant 10000s va entraîner une variation importante de la charge d'oxyde, due en grande partie à l'annihilation des trous piégés qui sont situés à une distance tunnel de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. L'application ensuite de champs non contraignants positifs, puis négatifs, va avoir pour conséquence de charger, puis décharger les états lents, ceci de manière réversible, après chaque changement de polarité. Si, juste après la contrainte négative, nous avons appliqué un champ non contraignant négatif, nous aurions vu apparaître une légère augmentation de la charge positive.

Après une contrainte par un champ positif ( $E_{ox} = +10\text{MV/cm}$ ,  $Q_{inj} = 16\text{C/cm}^2$ ), il y a apparition d'une charge négative ( $\Delta V_{mg} = -0.204\text{V}$  correspond à une charge négative de  $9.7 \times 10^{-8}\text{C/cm}^2$ ) (figure 4). La première application d'un champ non contraignant négatif ( $E_{NC} = -6.5\text{MV/cm}$  pendant 10000s) va entraîner une variation importante de la charge d'oxyde, due en grande partie à l'annihilation des électrons piégés qui sont situés à une distance tunnel de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Comme dans le cas précédant, l'application ensuite de champs non contraignants négatifs, puis positifs, va avoir pour conséquence de charger, puis décharger les états lents, ceci de manière réversible, après chaque changement de polarité. L'application d'un champ non contraignant positif, juste après une contrainte positive, entraîne un léger accroissement de la charge négative.

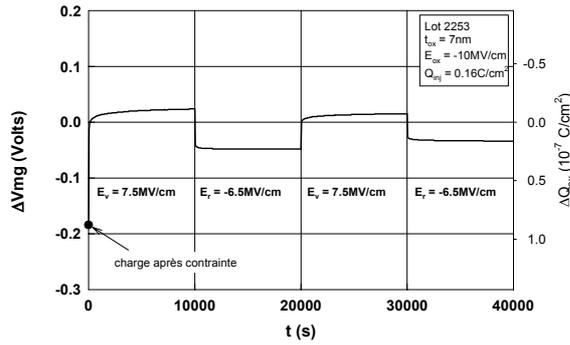
Les figures 5 et 6 montrent les mêmes types de courbes que précédemment, mais pour des injections plus faibles ( $E_{ox} = \pm 10\text{MV/cm}$ ,  $Q_{inj} = 0.16\text{C/cm}^2$ ).



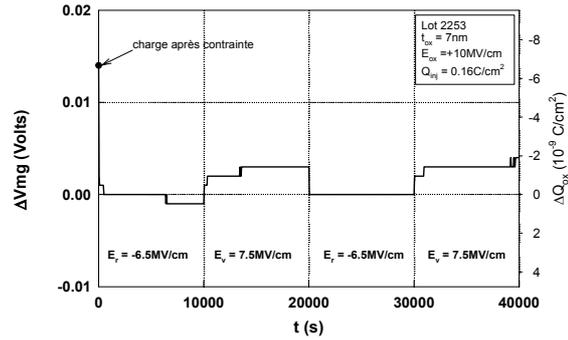
**Figure 3 :** Variation de  $\Delta V_{mg}$  en fonction de cycles positifs et négatifs appliqués à un échantillon après injection de  $16\text{C/cm}^2$  sous  $-10\text{MV/cm}$ .



**Figure 4 :** Variation de  $\Delta V_{mg}$  en fonction de cycles négatifs et positifs appliqués à un échantillon après injection de  $16\text{C/cm}^2$  sous  $+10\text{MV/cm}$ .



**Figure 5 :** Variation de  $\Delta V_{mg}$  en fonction de cycles positifs et négatifs appliqués à un échantillon après injection de  $0.16 \text{ C/cm}^2$  sous  $-10 \text{ MV/cm}$ .



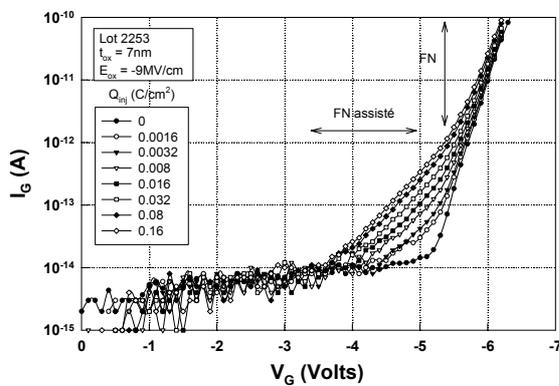
**Figure 6 :** Variation de  $\Delta V_{mg}$  en fonction de cycles négatifs et positifs appliqués à un échantillon après injection de  $0.16 \text{ C/cm}^2$  sous  $+10 \text{ MV/cm}$ .

Quel que soit le signe de la contrainte, un champ non contraignant de signe contraire au champ de contrainte produit un phénomène irréversible.

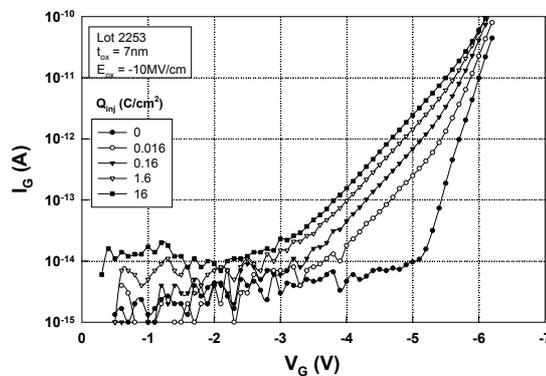
Nous allons retrouver ce comportement dans l'étude du SILC créé par une contrainte en accumulation ou en inversion.

### 2.2.3 Etude du SILC

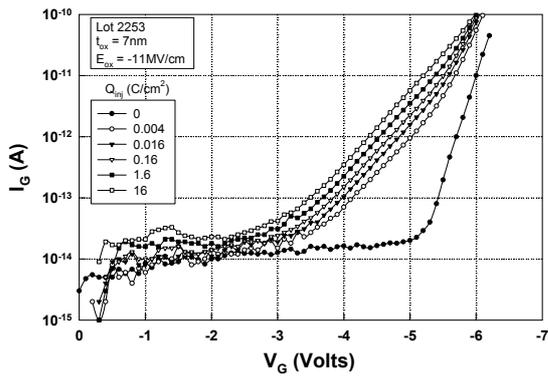
L'évolution du courant de fuite, pour des contraintes en accumulation réalisées à des champs respectifs de  $-9$ ,  $-10$  et  $-11 \text{ MV/cm}$ , est montrée sur les figures 7, 8 et 9, et pour des contraintes en inversion réalisées à des champs respectifs de  $9$ ,  $10$  et  $11 \text{ MV/cm}$ , sur les figures 11, 12 et 13. Les figures 10 et 14 montrent l'évolution de ce courant de fuite en fonction de la charge injectée, pour différentes tensions de contrainte. Sur les figures 7 et 11 nous avons indiqué les différents mécanismes de conduction après contrainte.



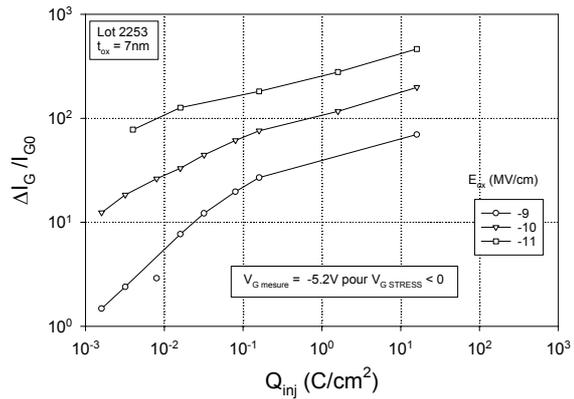
**Figure 7 :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante (correspondant à un champ de  $-9 \text{ MV/cm}$ ) et pour diverses charges injectées.



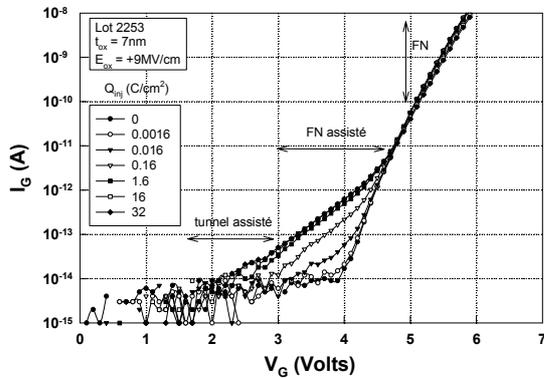
**Figure 8 :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante (correspondant à un champ de  $-10 \text{ MV/cm}$ ) et pour diverses charges injectées.



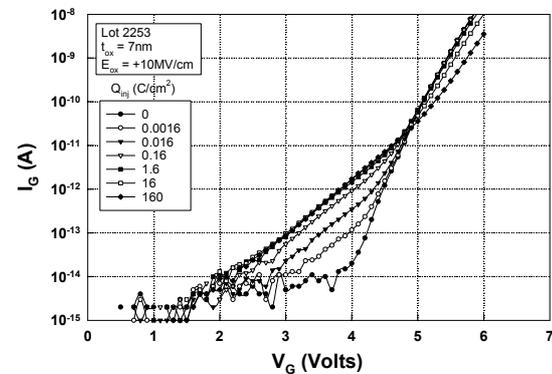
**Figure 9 :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante (correspondant à un champ de  $-11\text{MV/cm}$ ) et pour diverses charges injectées.



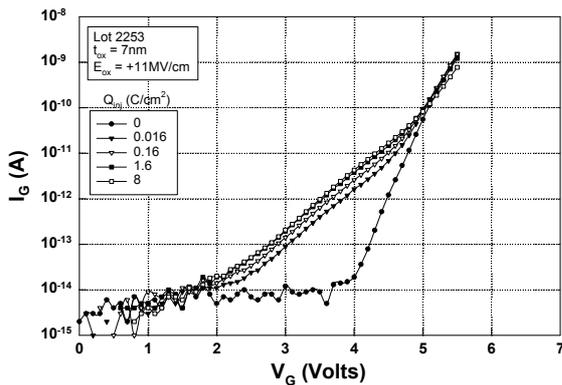
**Figure 10 :** Evolution de  $\Delta I_G / I_{G0}$ , en fonction de la charge injectée pour diverses valeurs du champ de contrainte.



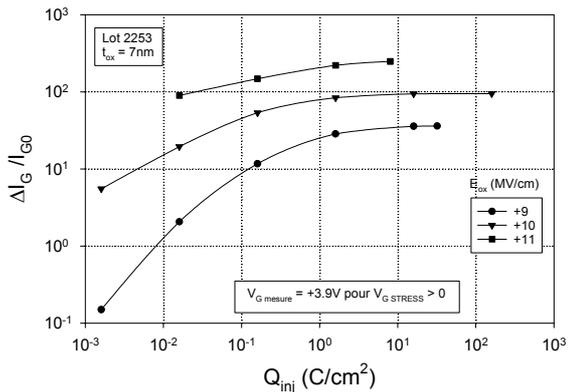
**Figure 11 :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante (correspondant à un champ de  $+9\text{MV/cm}$ ) et pour diverses charges injectées.



**Figure 12 :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante (correspondant à un champ de  $+10\text{MV/cm}$ ) et pour diverses charges injectées.



**Figure 13 :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante (correspondant à un champ de  $+11\text{MV/cm}$ ) et pour diverses charges injectées.



**Figure 14 :** Evolution de  $\Delta I_G / I_{G0}$ , en fonction de la charge injectée pour diverses valeurs du champ de contrainte.

Comme nous pouvons le constater, le SILC est très important, que ce soit en contrainte positive ou négative et ceci, même pour de très faibles injections, comme nous pouvons le

voir sur la figure 7 où le SILC est visible pour une injection aussi faible que  $0.0016\text{C}/\text{cm}^2$ . En raison des limites de sensibilité de l'appareillage,  $I_G$  avant contrainte n'est plus mesurable lorsque la tension  $V_G$  est comprise entre  $-5\text{V}$  et  $+4\text{V}$ . Par conséquent, la mesure du SILC,  $\Delta I = I - I_0$  ( $I_0$  et  $I$  étant respectivement le courant avant et après contrainte), n'est pas mesurable dans cette gamme de tension. Cependant tant que  $I_0$  est inférieur à  $I/10$ , on peut considérer que  $I = \Delta I$ .

Les figures 10 et 14 nous montrent l'évolution de la variation relative du SILC  $\Delta I/I_0$  ( $\Delta I = I - I_0$ , où  $I_0$  et  $I$  sont mesurés à une tension  $V_G$  donnée). Que ce soit pour les contraintes positives ou négatives, nous nous sommes placés à la tension  $V_G$  correspondant au maximum  $\Delta I$  mesurable, soit  $-5.2\text{V}$  pour les contraintes effectuées à champ négatif et  $3.9\text{V}$  pour les contraintes effectuées à un champ positif, ce qui correspond au même champ d'oxyde égal en valeur absolue à  $6\text{MV}/\text{cm}$ . La comparaison des courbes tracées sur ces deux figures 10 et 14 montre que la variation du courant grille en fonction de la charge injectée dépend du sens de l'injection durant la contrainte. Il y a saturation de  $\Delta I$ , lors des contraintes positives (pour des charges injectées supérieures à  $1.6\text{C}/\text{cm}^2$ ), alors que nous n'observons aucune saturation lors des contraintes négatives. Cette différence est due en partie à l'influence des charges positives ou négatives d'oxyde créées pendant la contrainte qui décalent les courbes  $I_G$ - $V_G$ . Sur la figure 11, pour la contrainte à  $9\text{MV}/\text{cm}$  pour laquelle pratiquement aucune charge d'oxyde n'est créée jusqu'à  $16\text{C}/\text{cm}^2$  (figure 11) ( $\Delta I_G = \Delta I_{\text{SILC}}$ ), on voit que la courbe est pratiquement linéaire à faible injection et sature à haute injection. Pour les contraintes négatives, nous n'avons pas pu atteindre cette saturation, nos échantillons ayant claqué avant. Pour un même champ moyen d'oxyde, le courant grille, créé par un champ de contrainte négatif, est plus important que celui créé par un champ de contrainte positif.

### **2.2.3.1. Influence de la polarité de mesure sur le courant grille après contrainte : états lents et pièges d'oxyde**

La figure 15a nous montre six caractéristiques  $I_G$ - $V_G$ , mesurées successivement sur le même échantillon, réalisées, selon la procédure suivante :

- Les courbes 1 (balayage négatif) et 2 (balayage positif) ont été réalisées avant contrainte.
- La courbe 3 (balayage négatif) a été effectuée après une contrainte négative ( $E_{\text{ox}} = -10\text{MV}/\text{cm}$ ,  $Q_{\text{inj}} = 0.16\text{C}/\text{cm}^2$ ). Nous pouvons remarquer un décalage du courant pour

les fortes valeurs de celui-ci dû, comme nous l'avons vu au premier paragraphe, à la présence de trous piégés et d'états lents chargés positivement.

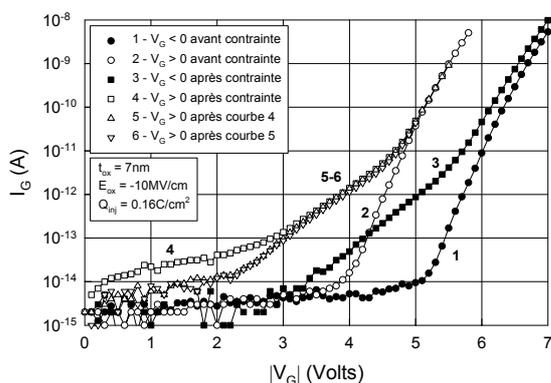
- Les courbes 4, 5 et 6 correspondent à trois balayage successifs. Pour les faibles tensions de grille, la courbe 4 est au-dessus des courbes 5 et 6. Le courant supplémentaire est dû à la décharge des trous piégés et des états lents. Les courbes 5 et 6 sont pratiquement superposées, ce qui indique que toutes les charges positives ont été déchargées après le balayage 4. Comme on le sait un balayage négatif rechargerait les états lents. Le même phénomène a été observé après les contraintes positives.

Afin de comparer le SILC mesuré lors de balayage négatif avec celui mesuré lors de balayage positif, nous avons tracé sur la figure 15b, les courbes de la figure 15a en fonction du champ d'oxyde. Nous pouvons remarquer que les courbes 3 et 5 sont superposées jusqu'au début de la conduction F.N. pour le balayage négatif jusqu'à  $|6| \text{MV/cm}$ . On peut en conclure que les pièges neutres d'oxyde sont répartis uniformément dans l'oxyde [Meinertzhagen1999].

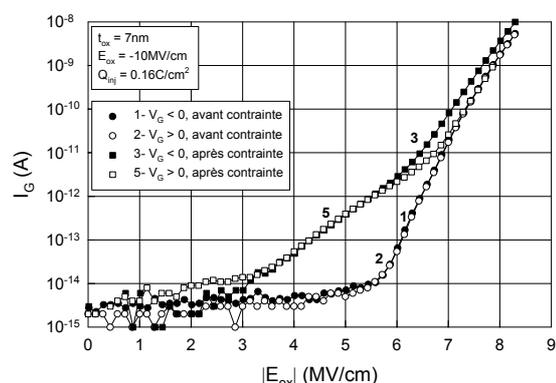
Nous pouvons en conclure que le courant après contrainte avait trois composantes :

- une due à la décharge irréversible des trous piégés
- une due à la décharge ou recharge des états lents
- une due à une conduction par effet tunnel (F.N. ou non) via des pièges neutres d'oxyde.

Les deux premières composantes peuvent être supprimées en faisant deux balayages successifs de même polarité.



**Figure 15a :** Caractéristiques  $I_G - V_G$  avant (courbes 1 et 2) et après (courbes 3, 4, 5 et 6) une contrainte négative ( $E_{ox} = -10\text{MV/cm}$  et  $Q_{inj} = 0.16\text{C/cm}^2$ ). Le numéro des courbes correspond à l'ordre des mesures. Les symboles pleins correspondent à un balayage négatifs, les symboles ouverts, à un balayage positif.



**Figure 15b :** Caractéristiques  $I_G - E_{ox}$ , pour des tensions de balayages positives et négatives, avant et après contraintes négatives.

#### 2.2.4. Recuit en tension des pièges neutres à l'origine du SILC

Dans le paragraphe précédent nous avons vu que le courant avait trois composantes, nous allons maintenant plus particulièrement nous intéresser à la dernière composante. Dans tout ce qui suit, les deux premières composantes ont été supprimées suivant la procédure indiquée ci-dessus.

Les figures 16 et 17 nous montrent les caractéristiques  $I_G-V_G$  de deux capacités A et B qui ont été contraintes par un champ positif ( $E_{ox} = 10\text{MV/cm}$ ,  $Q_{inj} = 0.16\text{C/cm}^2$ ). Nous pouvons remarquer sur ces deux figures que les courbes  $I_G-V_G$ , avant et après contrainte, sont superposées à haut champ, que le balayage soit positif ou négatif. La charge créée dans l'oxyde est si faible qu'elle n'est pas visible sur la caractéristique  $I_G-V_G$ , pour les valeurs élevées du courant grille.

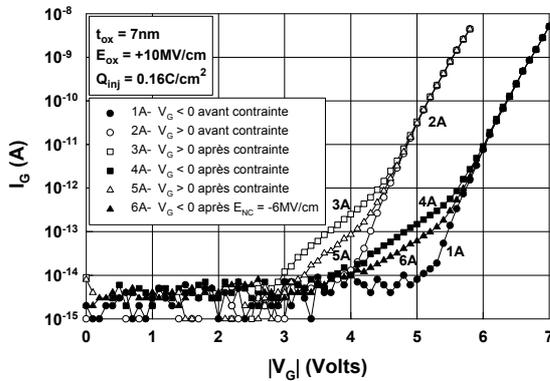
La figure 16 nous montre six caractéristiques  $I_G-V_G$  réalisées successivement sur l'échantillon A. Les courbes 1A (balayage négatif) et 2A (balayage positif) ont été réalisées avant la contrainte. Le premier balayage en tension, réalisé après la contrainte, a été positif (courbe 3A), ensuite nous avons effectué deux balayages négatifs, la courbe 4A représentant le second balayage. Enfin, nous avons réalisé deux balayages positifs, la courbe 5A représentant le second balayage.

La figure 17 nous montre quatre caractéristiques  $I_G-V_G$  réalisées successivement sur l'échantillon B qui a été contraint dans les mêmes conditions que l'échantillon A. Juste après la contrainte, nous avons réalisé trois balayages négatifs, la courbe 3B représentant le dernier balayage. Enfin, nous avons effectué deux balayages positifs, la courbe 4B étant le second. Nous pouvons remarquer à partir de ces deux figures que :

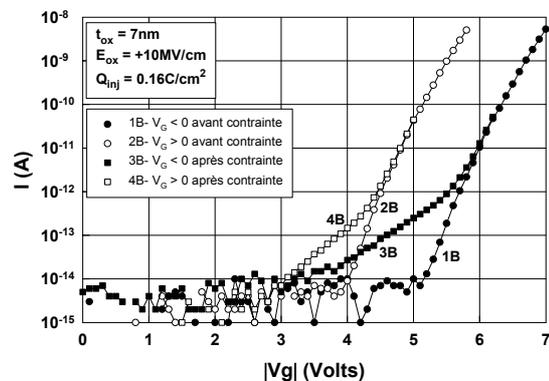
- les courbes 3A et 4A montrent que l'amplitude du SILC ne dépend pas de la polarité de la tension de mesure. Les deux courbes pouvant être superposées par un décalage d'environ  $V_{FB}$ . Ceci confirme que les pièges ont été créés uniformément dans l'oxyde. Nous allons voir que cette indépendance de la polarité de mesure est seulement vraie si un ordre particulier des mesures a été respecté.

- les courbes 3A et 4B sont différentes. Le SILC mesuré par un balayage positif réalisé juste après la contrainte (courbe 3A de la figure 16) est plus élevé que celui mesuré lorsqu'un balayage négatif a été effectué juste après la contrainte (courbe 4B de la figure 17). Les courbes 4B et 5A sont pratiquement identiques après une contrainte positive. Un balayage négatif a donc une influence sur le SILC mesuré ensuite lors d'un balayage positif.

- Les courbes 4A et 3B sont pratiquement identiques. Le balayage positif a peu d'influence sur le SILC mesuré ensuite lors d'un balayage négatif.



**Figure 16 :** Caractéristiques  $I_G - V_G$  avant (courbes 1A et 2A) et après (courbes 3A, 4A et 5A) une contrainte positive ( $E_{ox} = 10MV/cm$  et  $Q_{inj} = 0.16C/cm^2$ ). Le numéro des courbes correspond à l'ordre des mesures. Les symboles pleins correspondent à un balayage négatifs, les symboles ouverts, à un balayage positif.



**Figure 17 :** Caractéristiques  $I_G - V_G$  avant (courbes 1B et 2B) et après (courbes 3B et 4B) une contrainte positive ( $E_{ox} = 10MV/cm$  et  $Q_{inj} = 0.16C/cm^2$ ). Le numéro des courbes correspond à l'ordre des mesures. Les symboles pleins correspondent à un balayage négatifs, les symboles ouverts, à un balayage positif.

Nous avons appliqué à l'échantillon A un champ non contraignant ( $E_{NC}$ ) de  $-6MV/cm$  pendant 54000s et nous avons effectué un balayage négatif (courbe 6A de la figure 16). Cette courbe se situe au dessous de la courbe 4A. On peut donc en conclure qu'un champ non contraignant négatif d'une longue durée a une influence sur le SILC lors d'un balayage négatif.

Nous allons maintenant étudier l'effet de l'amplitude et de la durée d'application du champ non contraignant  $E_{NC}$ .

Nous avons commencé par étudier l'influence de l'amplitude de  $E_{NC}$  sur la diminution du SILC pour une contrainte positive et pour une mesure faite à  $V_G$  positive. La décroissance est définie par  $\Delta I_{SILC} = I_{SILC} - I_{SILC0}$ , où  $I_{SILC0}$  est le SILC après la contrainte et  $I_{SILC}$  est le courant après application du champ non contraignant.

La figure 18 nous montre la variation de  $\Delta I_{SILC}$  en fonction du champ  $E_{NC}$  pour deux durées d'application de ce champ. Les mesures ont été réalisées à  $V_G = 3.8V$ , correspondant à un champ de  $5.4MV/Cm$ . La diminution maximum du SILC est obtenue pour un champ  $E_{NC}$  de  $-6MV/cm$ .

Ce maximum est obtenu lorsque l'effet de recuit est compensé par l'effet de contrainte. La figure 19 montre l'influence du temps d'application du champ non contraignant sur les variations  $\Delta I_{\text{SILC}} / I_{\text{SILC}0}$ .

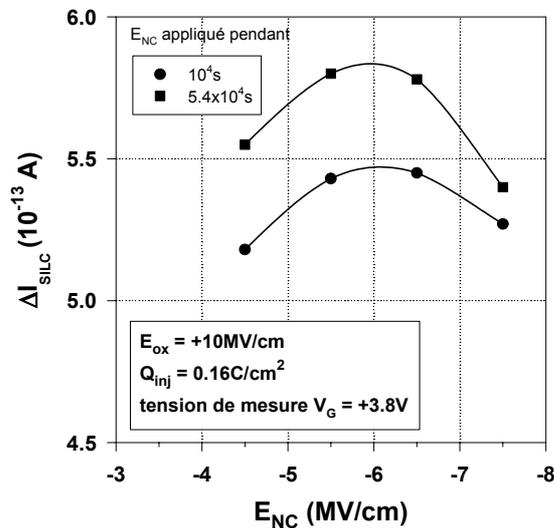


Figure 18 : Influence de l'amplitude d'un champ non contraignant  $E_{\text{NC}}$  de polarité opposée à la contrainte.

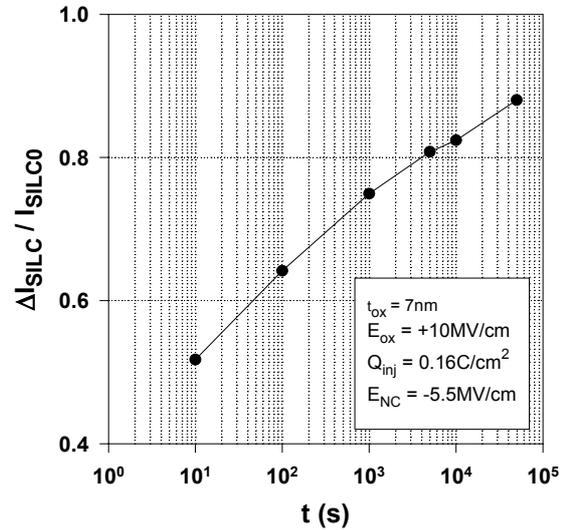
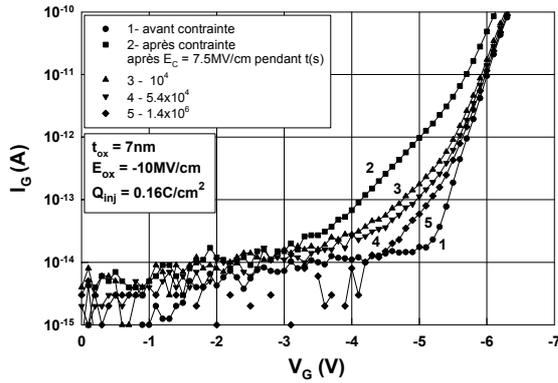


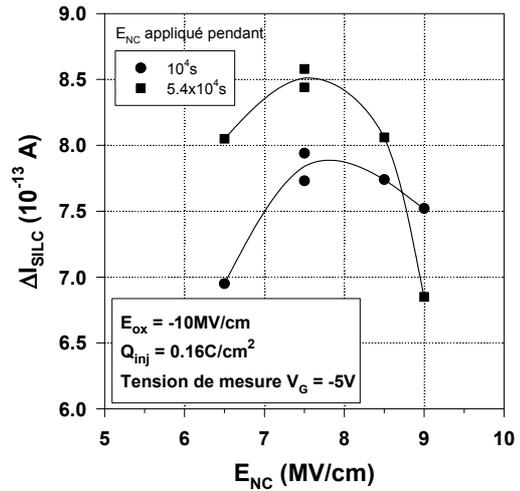
Figure 19 : Décroissance du SILC en fonction du temps d'application d'un champ non contraignant  $E_{\text{NC}}$  de polarité opposée à la contrainte.

Nous avons observé des résultats à peu près identiques en appliquant des champs non contraignants positifs sur des échantillons contraints négativement. Cependant dans ce cas, la contrainte crée une charge positive qui a un effet sur le courant grille comme on le voit figure 20a. Cette figure nous montre l'évolution du courant grille pour un échantillon qui a été contraint à un champ de  $-10 \text{ MV/cm}$  ( $Q_{\text{inj}} = 0.16 \text{ C/cm}^2$ ) auquel on a appliqué un champ non contraignant  $E_{\text{NC}}$  de  $+7.5 \text{ MV/cm}$  pour plusieurs valeurs du temps d'application.

La figure 20b nous montre la variation de  $\Delta I_{\text{SILC}}$  en fonction du champ  $E_{\text{NC}}$  pour deux durées d'application de ce champ. Les mesures ont été réalisées à  $V_G = -5 \text{ V}$ . La diminution maximum du SILC est obtenue pour un champ  $E_{\text{NC}}$  de  $+7.5 \text{ MV/cm}$ . Pour des valeurs supérieures à ce champ, l'échantillon est à nouveau contraint et le courant de fuite augmente [Meinertzhagen1999].



**Figure 20a** : Caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  obtenues avant (1) et après (2) contrainte, et après application d'un champ non contraignant positif  $E_{NC}$  pendant trois périodes de temps différentes (3-4-5).

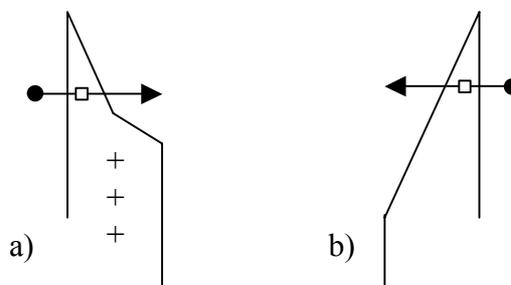


**Figure 20b** : Influence de l'amplitude d'un champ non contraignant  $E_{NC}$  de polarité opposée à la contrainte.

Ceci montre qu'après une contrainte, tous les pièges neutres n'ont pas la même stabilité. Certains pièges peuvent être soit annihilés, soit rendus inactifs par un faible champ de polarité opposé à la contrainte. Le champ non contraignant agit différemment suivant les pièges sont situés près du polysilicium, balayage négatif, ou sont situés près du substrat, balayage positif. Ceci montre qu'il ne s'agit pas d'un effet de champ.

### 2.2.5. Pièges neutres et polarité de la contrainte

Nous allons comparer le SILC, dû aux pièges neutres, créé par une contrainte positive à celui créé par une contrainte négative. Les figures 21a et b qui représentent les diagrammes de bande, a) pour  $V_G < 0$ , en présence de charges positives d'oxyde et b) pour  $V_G > 0$  sans charge d'oxyde, montrent que l'effet F.N. assisté dépend du champ de cathode et non du champ d'oxyde moyen.



**Figure 21 a et b** : Diagramme de bande pour a)  $V_G < 0$  en présence de charges positives d'oxyde et b)  $V_G > 0$  sans charge d'oxyde, montrant que l'effet F.N. assisté dépend du champ de cathode.

Nous avons retracé sur une même figure (figure 22) les courbes 1 et 3 de la figure 15a (contrainte négative) et les courbes 2A et 3A de la figure 16 (contrainte positive) en fonction du champ d'oxyde  $E_{ox}$ . En outre, nous avons superposé, pour les valeurs élevées des courants  $I_G$ , la courbe 1 et la courbe 3 pour faire disparaître l'effet de la charge d'oxyde sur le courant F.N., car la charge d'oxyde de l'échantillon contraint négativement était positive et celle de l'échantillon contraint négativement était nulle. Les courbes 3 et 3A représentent donc le SILC créé par le même champ de cathode. Le SILC a donc la même amplitude dans les deux cas. Nous pouvons en conclure que la création des pièges neutres ne dépend pas de la polarité de la contrainte. Donc la charge positive ou les trous présents à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> ne jouent aucun rôle dans la création de pièges neutres.

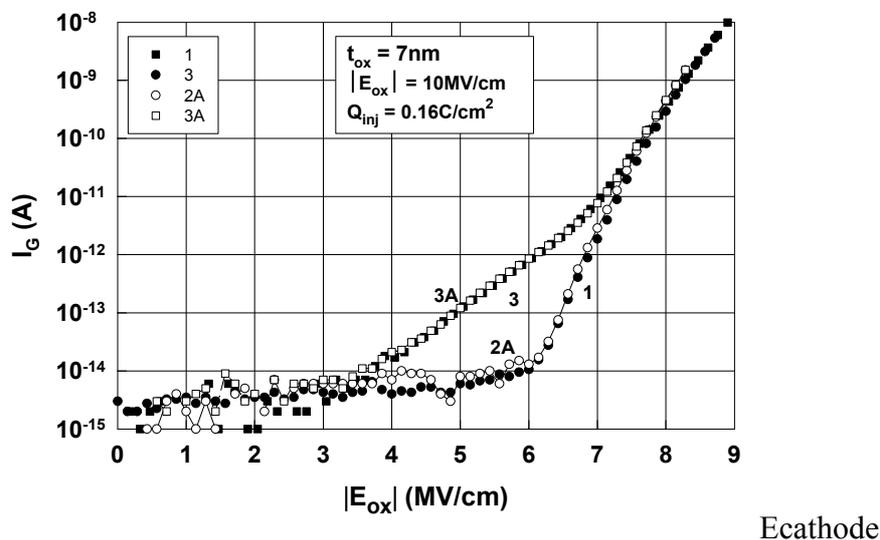


Figure 22 : Les courbes 2A et 3A de la figure 16 et les courbes 1 et 3 de la figure 14 ont été retracées en fonction de  $E_{ox}$ . Les symboles noirs correspondent à un balayage négatif après une contrainte négative et les points blancs à un balayage positif après une contrainte positive. Dans cette figure, la courbe 3 de la figure 14 a été superposée, à haut courant, à la courbe 1 pour les raisons expliquées dans le texte.

### 2.2.6. Conclusions

Une contrainte positive ou négative crée des charges négatives (à haute injection), des états lents et des pièges neutres.

Une contrainte négative peut, en outre, créer des charges positives à basse injection

Le SILC a trois composantes :

- une due aux trous piégés
- une due aux états lents
- une due aux pièges neutres d'oxyde.

Les pièges neutres donnent une composante qui peut paraître reproductible quel que soit le sens du balayage contrairement aux deux autres composantes qui sont dues à l'annihilation irréversible ou non des charges d'oxyde.

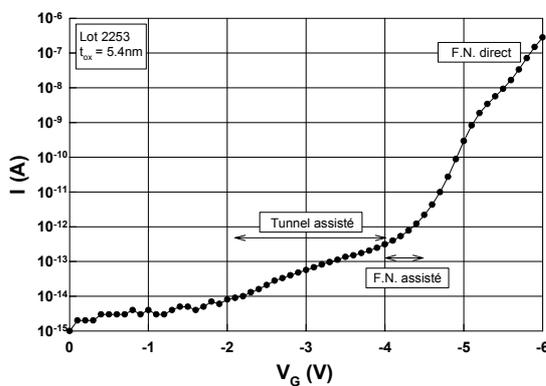
Cependant, un champ non contraignant, de signe opposé au champ de contrainte, recuit ou rend inactif une partie des pièges neutres. Son effet dépend de la durée et de l'amplitude du champ.

La composante du SILC due aux pièges neutres, est aussi importante après une contrainte positive de 10MV/cm, qui ne crée pas de charge positive, qu'après une contrainte négative, qui en crée une. Le SILC est indépendant de la polarité de mesure. La charge positive et les trous présent à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> ne semblent jouer aucun rôle direct dans l'origine du SILC.

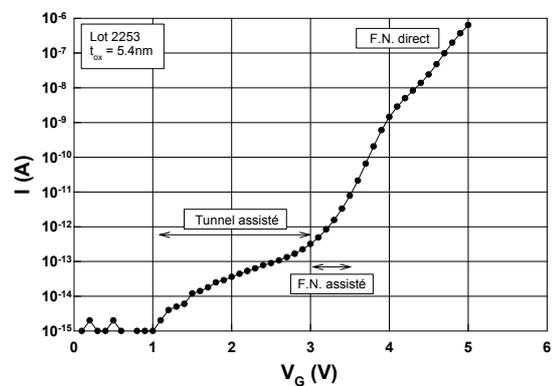
## 2. 3. Résultats expérimentaux sur les échantillons d'épaisseur d'oxyde de 5.4nm.

Nous allons faire une étude similaire à celle entreprise sur les oxydes d'épaisseur 7nm. Pour cette épaisseur, la courbe  $I_G-V_G$ , avant contrainte, correspond à trois mécanismes de conduction, suivant la tension de mesure, comme le montre les figures 23a et b (courant F.N. direct, F.N. assisté, tunnel direct assisté). Pour  $V_G$  négatif, le passage tunnel assisté à F.N. assisté se trouve aux environs de  $-4V$ , et le passage F.N. direct à F.N. assisté aux environs de  $-4.5V$ . Pour  $V_G$  positif, le passage tunnel assisté à F.N. assisté se trouve aux environs de  $+3V$  et le passage F.N. direct à F.N. assisté aux environs de  $+3.5V$ . Par conséquent, la valeur  $\Delta I/I_0$  ( $\Delta I$  étant égal à  $I - I_0$ ) n'aura pas la même signification suivant le domaine de mesure.

Nous pouvons également observer sur les caractéristiques  $I_G-V_G$  que le courant tunnel F.N. montre un phénomène oscillatoire. Ces oscillations, ont été étudiées par de nombreux auteurs [Salace1999,Maserjian1974].



**Figure 23a** : Caractéristique  $I_G-V_G$  montrant les mécanismes de conduction suivant la tension négative de mesure.

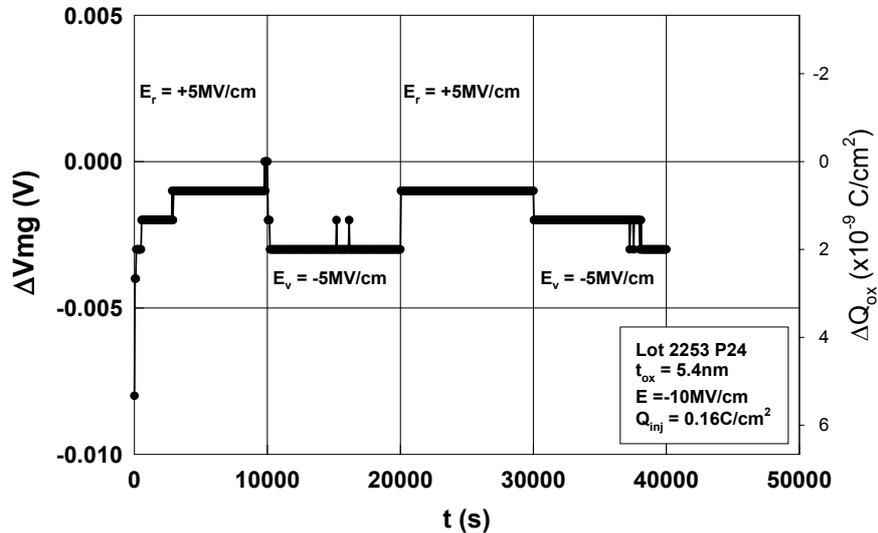


**Figure 23b** : Caractéristique  $I_G-V_G$  montrant les mécanismes de conduction suivant la tension positive de mesure.

### 2.3.1. Charges d'oxyde créées lors d'une contrainte

Après une contrainte négative ( $-10MV/cm$ ,  $0.16C/cm^2$ ), la mesure de  $V_{mg}$ , sur la figure 24, montre la présence d'une très légère charge positive ainsi que la présence d'états lents. Cependant, en raison de leur faible quantité, elles ont peu d'influence sur les courbes  $I_G V_G$ . En effet, la figure 25a montre que les caractéristiques  $I_G-V_G$  avant et après contrainte sont superposées à haut champ. Nous avons vérifié que la charge et décharge des états lents et

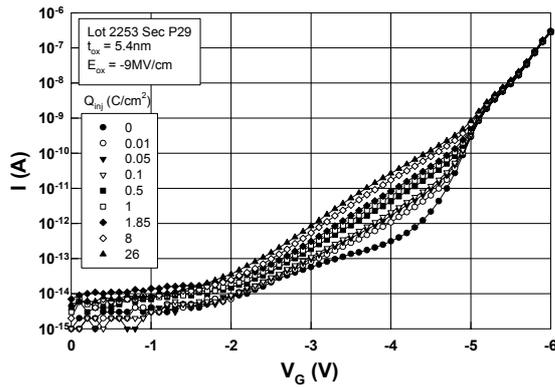
trous piégés n'étaient pas visibles sur les courbes  $I_G-V_G$ . Le SILC n'a donc plus qu'une seule composante, celle due aux pièges neutres.



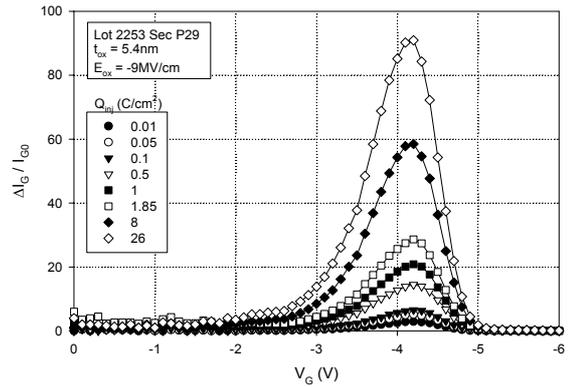
**Figure 24** : Variation de  $\Delta V_{mg}$  en fonction de cycles positifs et négatifs appliqués à un échantillon après injection de  $0.16C/cm^2$  sous  $-10MV/cm$ .

### 2.3.2 Etude du SILC induit par une contrainte

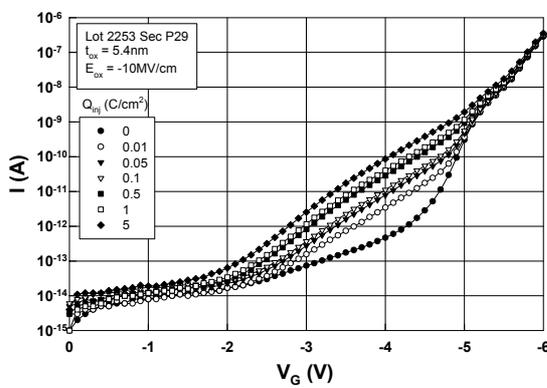
Les figures 25a et 26a nous montrent l'évolution du courant de fuite, pour des contraintes en accumulation, réalisées à des champs respectifs de  $-9$  et  $-10$  MV/cm et les figures 25b et 26b l'évolution de  $\Delta I/I_0$  pour les mêmes champs de contrainte. Les figures 27a, 28a et 29a nous montrent l'évolution du courant de fuite et les figures 27b, 28b et 29b l'évolution de  $\Delta I/I_0$  pour des contraintes en inversion réalisées à des champs respectifs de  $9$ ,  $10$  et  $11$  MV/cm. Pour  $V_G$  inférieur à  $-4V$  (tension de mesure négative), ou  $V_G$  supérieur à  $3V$  (tension de mesure positive), la diminution de  $\Delta I_G/I_{G0}$  est due à l'augmentation rapide de  $I_0$  et non à une diminution de  $\Delta I$ . La partie significative de la courbe est celle située entre  $-4V$  et  $-2V$  et  $1.5V$  et  $3V$ . Comme nous l'avons dit précédemment, la signification du rapport  $\Delta I/I_0$  dépend du mode de conduction avant contrainte, dans le cas d'une conduction FN direct,  $\Delta I/I_0$  ne permet pas de mesurer le nombre de pièges créés. Dans le cas d'une conduction F.N. assisté ou direct assisté,  $\Delta I/I_0$  est égal à  $\Delta N/N_0$ .



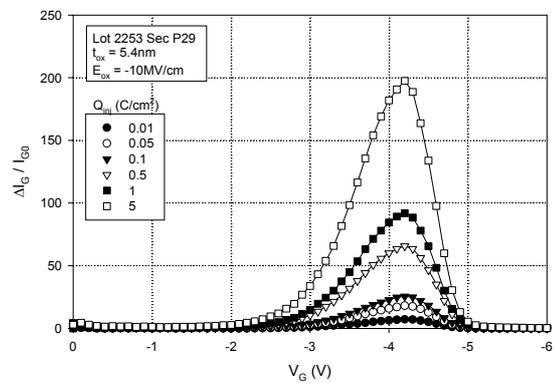
**Figure 25a :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante de  $-5.8V$  (correspondant à un champ de  $-9MV/cm$ ) et pour diverses charges injectées.



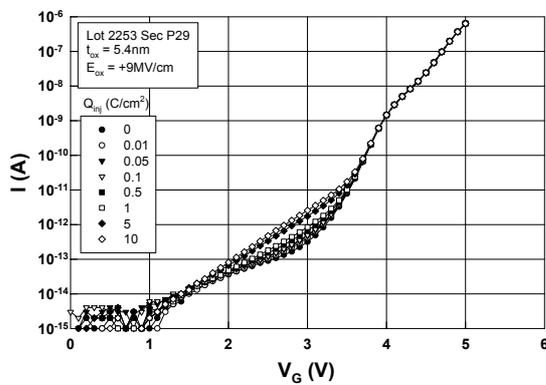
**Figure 25b :** Variation normalisée de  $\Delta I/I_0$  en fonction de  $V_G$  après une contrainte négative et pour diverses charges injectées.



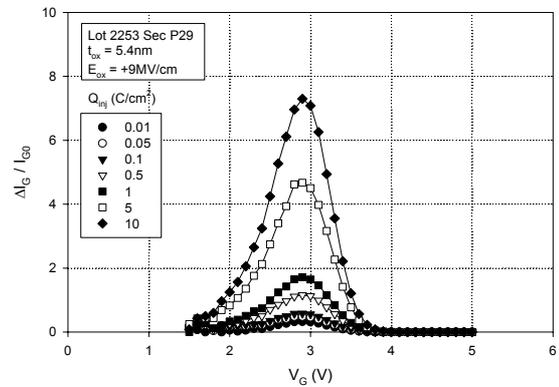
**Figure 26a :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante de  $-6.4V$  (correspondant à un champ de  $-10MV/cm$ ) et pour diverses charges injectées.



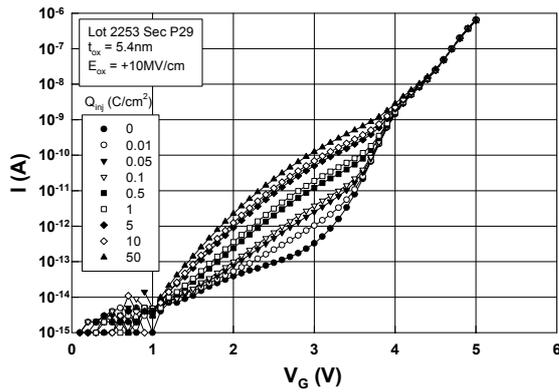
**Figure 26b :** Variation normalisée de  $\Delta I/I_0$  en fonction de  $V_G$  après une contrainte négative et pour diverses charges injectées.



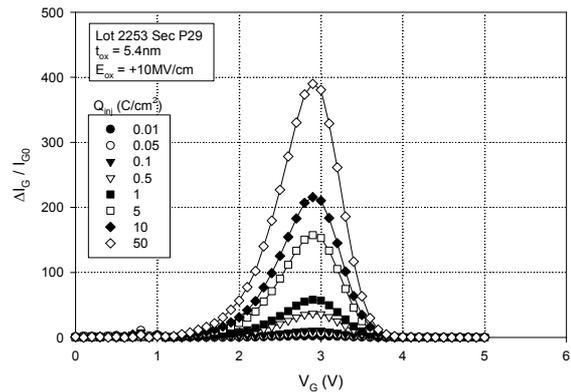
**Figure 27a :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante de  $5.06V$  (correspondant à un champ de  $+9MV/cm$ ) et pour diverses charges injectées.



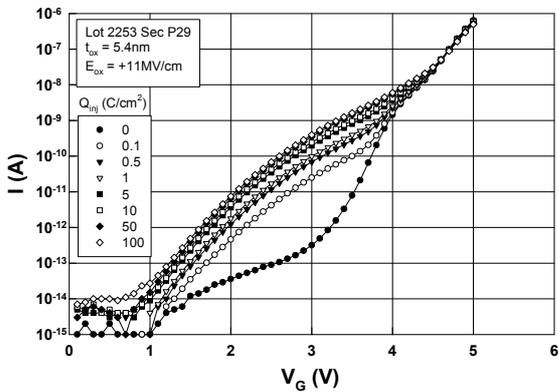
**Figure 27b :** Variation normalisée de  $\Delta I/I_0$  en fonction de  $V_G$  après une contrainte positive et pour diverses charges injectées.



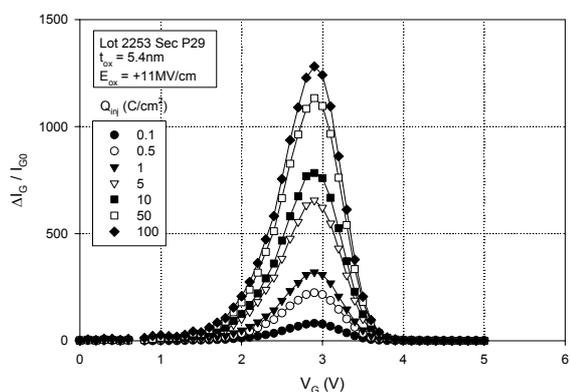
**Figure 28a :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante de 5.6V (correspondant à un champ de +10MV/cm) et pour diverses charges injectées.



**Figure 28b :** Variation normalisée de  $\Delta I/I_0$  en fonction de  $V_G$  après une contrainte positive et pour diverses charges injectées.



**Figure 29a :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante de 6.14V (correspondant à un champ de +11MV/cm) et pour diverses charges injectées.



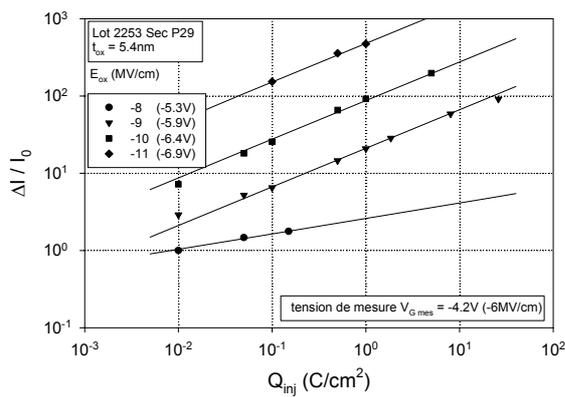
**Figure 29b :** Variation normalisée de  $\Delta I/I_0$  en fonction de  $V_G$  après une contrainte positive et pour diverses charges injectées.

Les figures 30a et b représentent  $\Delta I/I_0$  en fonction de la charge injectée pour diverses polarités de contrainte, en accumulation (figure 30a) et en inversion (figure 30b). Ces mesures ont été effectuées pour une valeur de  $V_G$ , correspondant au maximum de  $\Delta I/I_0$ , soit  $-4.2V$  ( $\sim 6MV/cm$ ) pour les contraintes en accumulation et  $2.9V$  ( $\sim 6MV/cm$ ) pour les contraintes en inversion. On ne remarque une saturation qu'aux très fortes charges injectées ( $> 50C/cm^2$ ). Ces courbes sont des lois de puissance (avant saturation):

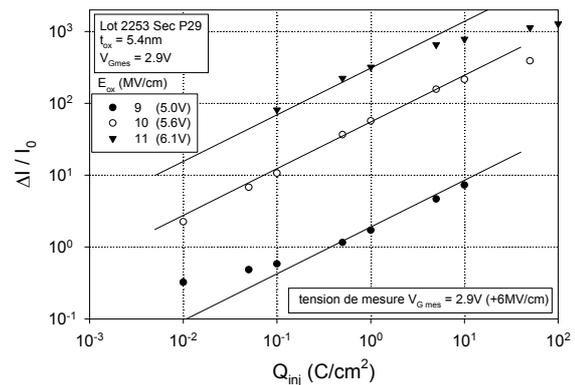
$$\frac{\Delta I}{I_0} = C^{te} \times Q_{inj}^{\alpha}$$

avec  $\alpha = 0.5$  pour les contraintes en accumulation, et  $\alpha = 0.65$  pour les contraintes en inversion, en accord avec les valeurs trouvées par D. Goguenheim [Goguenheim2003].

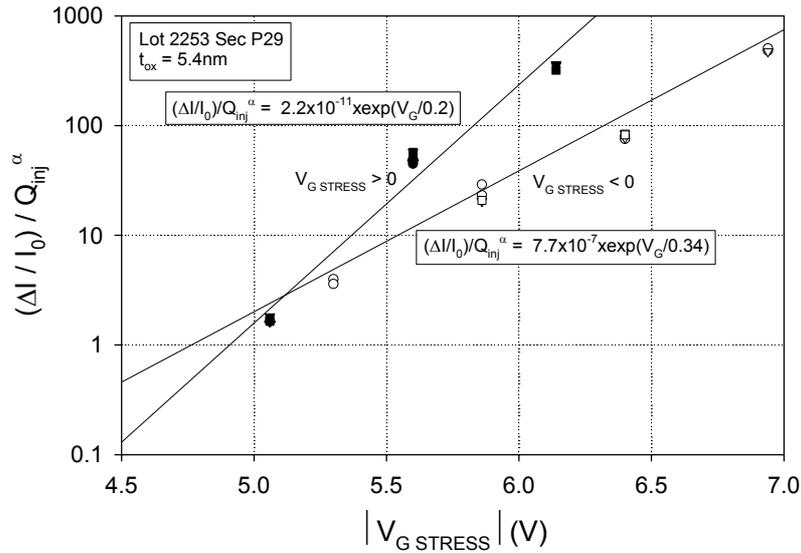
Comme nous pouvons le voir sur ces deux figures,  $\alpha$  varie très peu avec la tension de contrainte, excepté pour les faibles contraintes (ceci est peut être dû à l'imprécision des mesures). Il est donc possible de représenter les variation de  $(\Delta I/I_0) / Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte  $V_G$  et ce pour les deux sens de la polarité. Ces courbes, représentées figure 31, ont été tracées pour une tension de mesure positive pour les contraintes positives et une tension de mesure négative pour les contraintes négatives. Nous pouvons remarquer que la tension d'accélération est plus faible pour les contraintes négatives que pour les contraintes positives. La pente de la courbe est de deux décades par volt pour une contrainte positive, alors qu'elle est très légèrement supérieure à une décade par volt pour une contrainte négative. Le point de croisement est aux environs de 5V. A haut champ, une contrainte positive dégrade plus l'oxyde qu'une contrainte négative, mais l'inverse devrait être observé à bas champ. Comme le point de fonctionnement nominal de ces NMOSs est aux environs de +2.5V, ce résultat est intéressant. On retrouvera cet effet lors des études sur des oxydes plus minces.



**Figure 30a :** Variation de  $\Delta I/I_0$  fonction de la charge injectée  $Q_{inj}$ , et pour plusieurs tensions négatives de contrainte. La tension de mesure est de  $-4.2V$  correspondant à un champ de  $-6MV/cm$ .

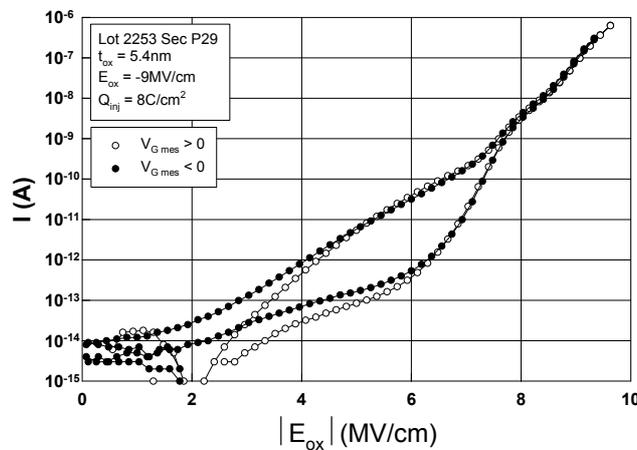


**Figure 30b :** Variation de  $\Delta I/I_0$  fonction de la charge injectée  $Q_{inj}$ , et pour plusieurs tensions positives de contrainte. La tension de mesure est de  $2.9V$  correspondant à un champ de  $+6MV/cm$ .



**Figure 31 :** Variation de  $(\Delta I/I_0) / Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte  $|V_{G\ STRESS}|$  pour diverses charges injectées  $Q_{inj}$ . Les symboles noirs correspondent à une contrainte positive et les symboles blancs à une contrainte négative.

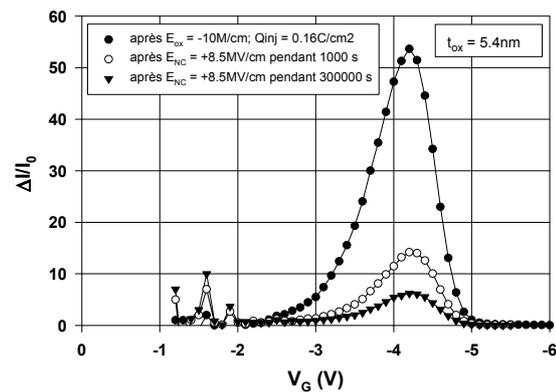
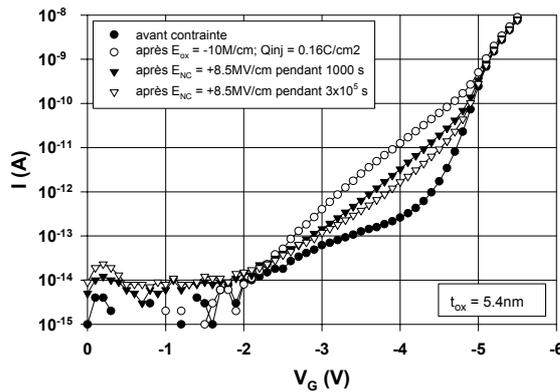
Afin de comparer l'évolution du SILC mesuré lors d'un balayage négatif avec celui mesuré lors d'un balayage positif, nous avons tracé, sur la figure 32, les courbes  $I_G$  en fonction du champ d'oxyde  $E_{ox}$ , avant et après contrainte, dans les deux sens du balayage. Avant contrainte, les courbes sont superposées dans la zone FN direct, mais ne le sont plus dans la zone FN assisté. Après contrainte, ces courbes sont superposés dans la partie F.N. direct et dans une partie de région F.N. assisté. Il n'y a pas superposition à bas champ. Cette dissymétrie s'amplifiera avec la diminution de l'épaisseur.



**Figure 32 :** Caractéristiques  $I_G$ - $V_G$ , pour des tensions de balayages positives et négatives, avant et après une contrainte négative. Les caractéristiques ont été décalées afin d'étudier leur superposition.

### 2.3.3. Effet d'un recuit en tension sur le SILC

La figure 33a montre l'effet d'un champ non contraignant sur les caractéristiques  $I_G-V_G$  après une contrainte négative. La figure 33b nous montre l'évolution de  $\Delta I/I_0$  pour les mêmes conditions de mesure. Nous voyons qu'après application d'un champ non contraignant de 8.5MV/cm pendant 1000s, la valeur maximum de  $\Delta I/I_0$  est divisé par 4.



**Figure 33a :** Caractéristiques  $I_G-V_G$  réalisées successivement avant et après contrainte, et après l'application d'un champ non contraignant ( $E_{NC}$ ) de 8.5MV/cm pendant 1000 et 300000s.

**Figure 33b :** Evolution de  $\Delta I/I_0$  en fonction de  $V_G$  après une contrainte négative et après l'application d'un champ non contraignant

Nous allons maintenant étudier l'influence de l'amplitude et de la polarité du champ non contraignant.

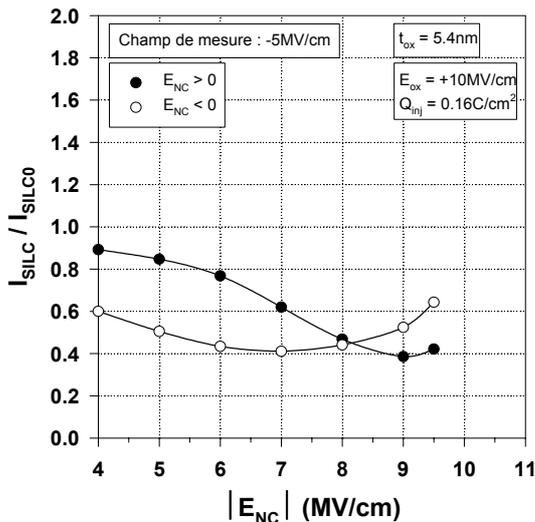
#### 2.3.3.1. Contrainte positive

Les figures 34 montrent les différentes courbes représentant la variation de  $I_{SILC}/I_{SILC0}$  en fonction d'un champ non contraignant  $|E_{NC}|$  lorsque la tension de mesure du SILC est positive (figure 34a) ou négative (figure 34b) et pour les deux polarités de  $E_{NC}$  ( $I_{SILC0}$  est le courant SILC après contrainte et  $I_{SILC}$  le courant SILC après contrainte et application d'un champ  $E_{NC}$ ). Lorsque le champ  $E_{NC}$  est positif (symboles noirs),  $I_{SILC}/I_{SILC0}$  ne dépend pas de la polarité de la tension de mesure. Lorsque le champ  $E_{NC}$  est négatif (symboles blancs),  $I_{SILC}/I_{SILC0}$  dépend de la polarité de la tension de mesure. La décroissance est plus importante pour une tension de mesure positive.

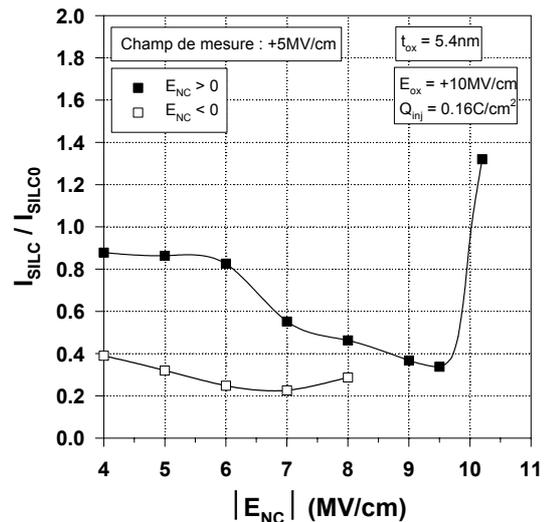
#### 2.3.3.2. Contrainte négative

Les figures 35 montrent les courbes obtenues lorsque la tension de mesure du SILC est positive (figure 35a) ou négative (figure 35b) et pour des valeurs positives et négatives du

champ non contraignant. Nous pouvons remarquer qu'il y a décroissance du SILC pour les deux polarités du champ non contraignant. Lorsque  $E_{NC}$  est positif (symboles noirs), la valeur du minimum  $I_{SILC}/I_{SILC0}$  ne dépend pas de la polarité de la tension de mesure. De nouveau, lorsque  $E_{NC}$  est négatif (symboles blancs), ce minimum dépend légèrement de la tension de mesure [Meinertzhagen2000a].

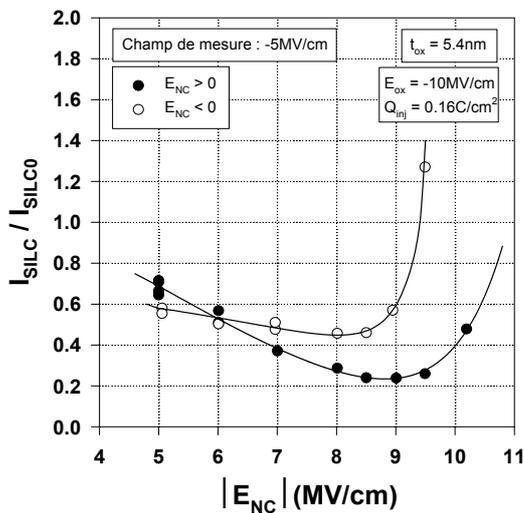


a)

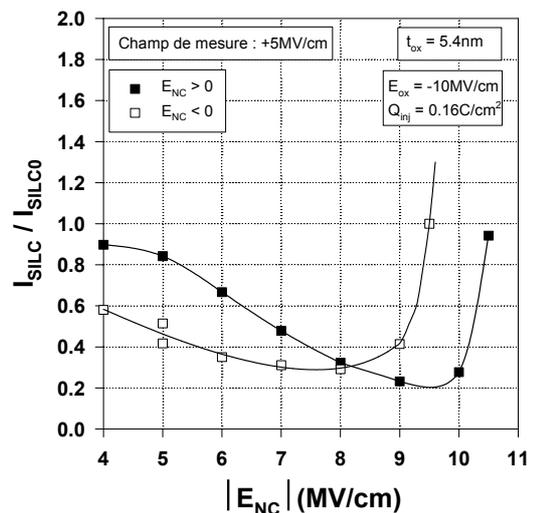


b)

**Figure 34 :**  $I_{SILC}/I_{SILC0}$  en fonction de  $|E_{NC}|$  où  $I_{SILC}$  et  $I_{SILC0}$  sont respectivement le courant induit par la contrainte après et avant l'application d'un champ non contraignant  $E_{NC}$  pour un champ de mesure a) négatif, b) positif.



a)



b)

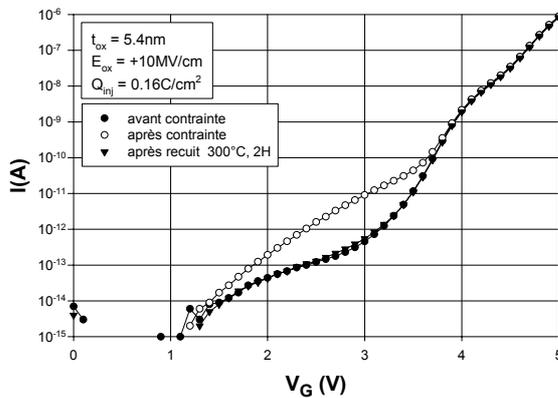
**Figure 35 :**  $I_{SILC}/I_{SILC0}$  en fonction de  $|E_{NC}|$  où  $I_{SILC}$  et  $I_{SILC0}$  sont respectivement le courant induit par la contrainte après et avant l'application d'un champ non contraignant  $E_{NC}$  pour un champ de mesure a) négatif, b) positif.

Il y a recuit, quelque soit la polarité de la tension de recuit. Le recuit n'est pas homogène lorsque le champ non contraignant est négatif. L'effet dû au recuit passe par un

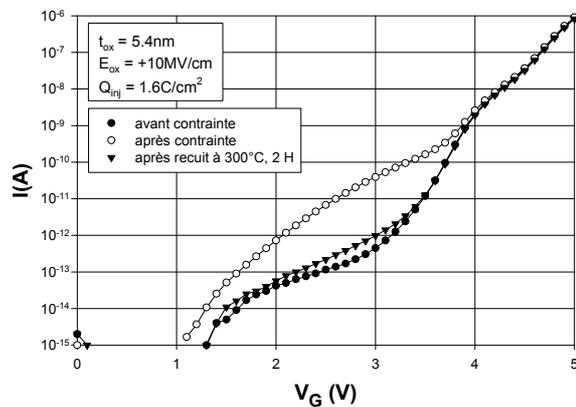
maximum, cet effet diminue lorsque l'effet de contrainte l'emporte sur le recuit. Le recuit est obtenu pour une même tension  $V_G$  égale à 4.7V.

### 2.3.3.3. Recuit en température

Les figures 36 et 37 nous montrent les courbes obtenues pour une contrainte positive de +10MV/cm et pour des charges injectées de  $0.16C/cm^2$  (figure 36) et  $1.6C/cm^2$  (figure 37). Pour ces deux échantillons, nous avons effectué un recuit à la température de  $300^\circ C$ , pendant 2 heures. La figure 36 nous montre que pour une charge injectée de  $0.16C/cm^2$ , le SILC a pratiquement disparu. Pour une contrainte de  $1.6C/cm^2$ , la figure 37 nous montre que la majeure partie du SILC a été annihilée.



**Figure 36** : Caractéristiques  $I_G-V_G$  réalisées successivement avant et après contrainte (+10MV/cm,  $Q_{inj} = 0.16C/cm^2$ ), et après un recuit à  $300^\circ C$  pendant 2 heures.

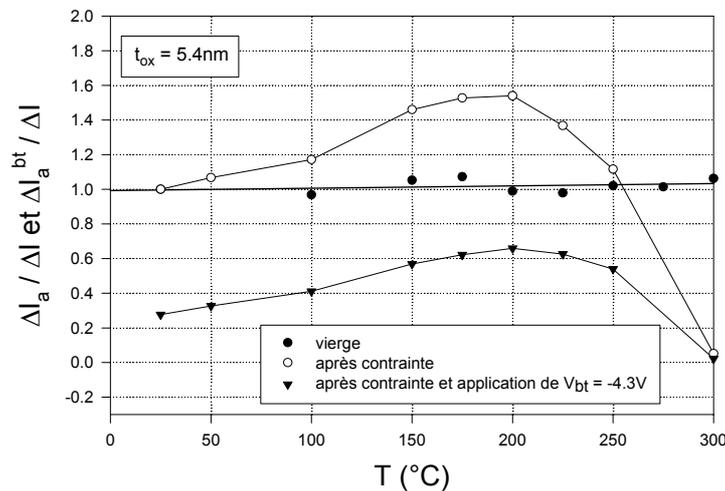


**Figure 37** : Caractéristiques  $I_G-V_G$  réalisées successivement avant et après contrainte (+10MV/cm,  $Q_{inj} = 1.6C/cm^2$ ), et après un recuit à  $300^\circ C$  pendant 2 heures.

Nous avons voulu voir si les pièges désactivés par un recuit en tension pouvaient être réactivés par un effet thermique.

Après avoir contraint un échantillon à la température ambiante par un champ de +10MV/cm (+5.6V) et une charge injectée de  $1.6C/cm^2$ , nous avons effectué une succession de recuits sur deux échantillons, chaque recuit durant 2 heures. L'un des échantillons a subi un recuits en tension, suivi d'un recuit en température, le second n'a subi qu'un recuit en température. Nous appellerons  $\Delta I$ , le SILC juste après la contrainte,  $\Delta I_a$ , celui après la contrainte et un recuit en température et  $\Delta I_a^{bt}$ , le SILC après la contrainte, suivi de l'application d'une polarisation basse tension (-4.3V) pendant 2 heures (indice bt) et recuit en température. Toutes les mesures ont été effectuées à la température ambiante. La figure 38

représente les variations de  $\Delta I_a/\Delta I$  ainsi que celles de  $\Delta I_a^{bt}/\Delta I$  en fonction de la température de recuit. Nous avons également représenté les variations du courant grille d'un échantillon vierge avant et après recuit en température. On peut voir sur cette figure que les variations  $\Delta I_a/\Delta I$  et  $\Delta I_a^{bt}/\Delta I$  augmentent avec la température jusqu'à 200°C et que la quantité  $\Delta I_a - \Delta I_a^{bt}$  reste constante tant que la température reste au dessous de 200°C. Par conséquent, l'accroissement de  $\Delta I_a^{bt}/\Delta I$ , avec la température, n'est pas dû à la réactivation de pièges désactivés, mais à la création de pièges neutres provenant de défauts induits par la contrainte, incomplètement créés lorsque la température augmente. Le recuit des pièges activés ou désactivés commence autour de 200°C, les pièges désactivés par un recuit en tension ne peuvent être réactivés par effet thermique [Meinertzhagen2000b, Riess1998a, Riess1998b].



**Figure 38 :** Variations du SILC pour trois échantillons, avant et après l'application d'une polarisation basse tension ( $t = 2$  heures) en fonction de la température de recuit. Nous avons également indiqué les variations du courant grille d'un échantillon vierge après avoir subi des recuits successifs. Chaque recuit a duré 2 Heures. Les conditions de contrainte sont  $V_s = 5.6V$ ,  $Q_{inj} = 1.6C/cm^2$ .

### 2.3.4. Conclusions

Nous avons vu l'apparition de SILC important après des contraintes électriques à champ élevé. Nous avons observé également, pour des contraintes à champ élevé, la présence de charges positives, d'états lents et de charges négatives, en très petite quantité. Ceci semble exclure la charge positive comme cause principale du SILC, en accord avec de nombreux

auteurs. Cela semble confirmer que le mécanisme de conduction est un effet tunnel assisté via des pièges neutres d'oxyde

Le SILC n'a plus qu'une seule composante due aux pièges neutres.

Nous avons remarqué que l'évolution relative du SILC en fonction de la charge injectée est une loi de puissance en  $Q_{inj}^\alpha$  avec une valeur de  $\alpha$  variant très peu avec la tension de contrainte. La représentation de  $(\Delta I/I_0) / Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte, pour les deux sens de polarisation, montre que pour des tensions normales d'utilisation, beaucoup plus faibles que les tensions de mesures que nous avons utilisées, la dégradation de l'oxyde devrait être beaucoup plus importante pour les tensions négatives que pour les tensions positives.

Nous avons observé un recuit en tension quelle que soit la polarité de la tension de recuit. Les pièges désactivés ne peuvent être réactivés par effet thermique, le recuit de tous les pièges commence vers 200°C.

Après la contrainte, un certain nombre de défauts ne sont pas actifs mais peuvent être activés par un effet thermique inférieur à 200°C. Au dessus de cette température, le recuit des pièges commencent.

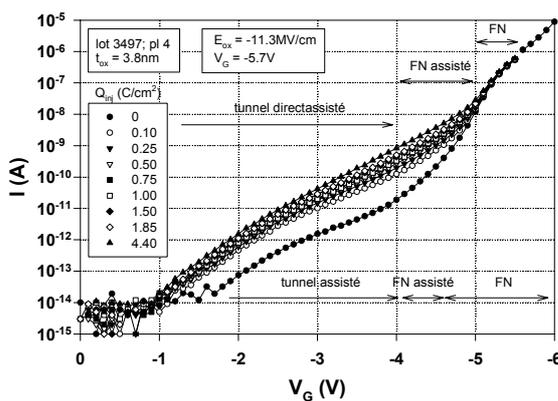
## 2. 4. Résultats expérimentaux sur les échantillons d'épaisseur d'oxyde de 3.5nm et 3.8nm du lot 3497.

Nous allons mener le même genre d'étude que précédemment et nous allons voir que deux types de pièges neutres apparaissent, ce qui n'avait pas été observé dans les oxydes plus épais.

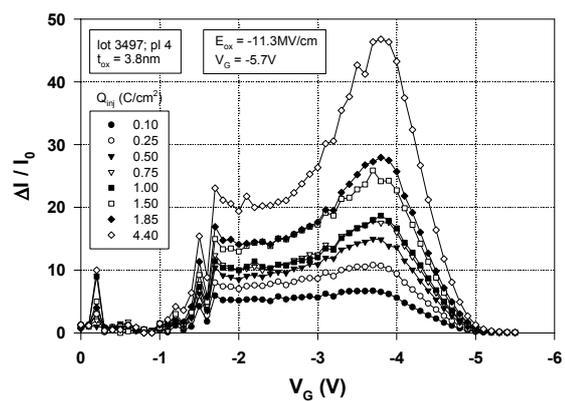
Les caractéristiques  $I_G$ - $V_G$ , avant contrainte, correspondent à trois mécanismes de conduction, suivant la tension de mesure, comme le montrent les figures 39a et 40a (courant F.N. direct , F.N. assisté, tunnel assisté).

Aucune variation du régime FN n'est observée après contrainte, ce qui montre qu'aucune charge positive ou négative n'est créée dans l'oxyde ce qui est confirmé par les courbes C-V. Aucun état lent n'est mesurable sur les courbes C-V. Après contrainte, le SILC ne correspond plus qu'à deux mécanismes de conduction (tunnel assisté et FN assisté).

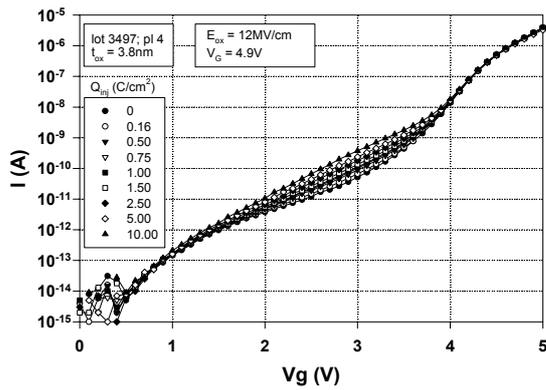
Les figures 39 et 40 montrent l'évolution du courant de fuite et de  $\Delta I/I_0$ , pour différentes charges injectées, pour une contrainte en accumulation (figs 39a et b) et pour une contrainte en inversion (figs 40a et b). On peut remarquer maintenant une très nette différence dans l'évolution du SILC, en basse tension, pour les deux types de contrainte, en comparant les figures 39a et 40a. Les variations  $\Delta I/I_0$  sont égales à  $\Delta N/N_0$  de  $-4.5V$  à  $-1V$  en accumulation et de  $3.5$  à  $1V$  en inversion.



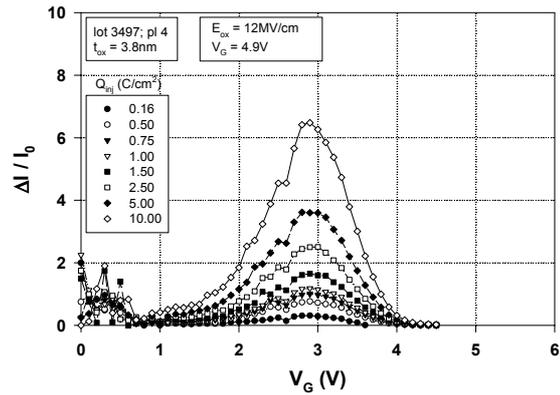
**Figure 39a :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante de  $-5.7V$  et pour diverses charges injectées.



**Figure 39b:** Variation normalisée de  $\Delta I/I_0$  en fonction de  $V_G$  après une contrainte négative et pour diverses charges injectées.

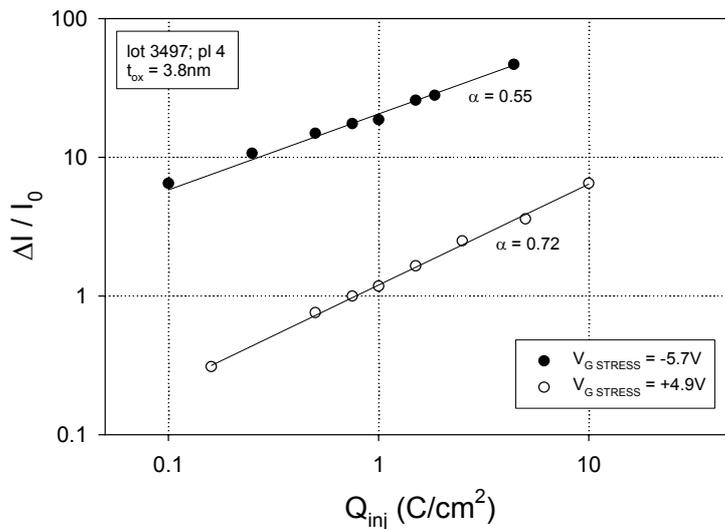


**Figure 40a :** Courant de fuite obtenu après une contrainte à tension constante de 4.9V et pour diverses charges injectées.



**Figure 40b:** Variation normalisée de  $\Delta I/I_0$  en fonction de  $V_G$  après une contrainte positive et pour diverses charges injectées.

La figure 41 représente  $\Delta I/I_0$  en fonction de la charge injectée et pour les deux polarités de contrainte, Ces courbes sont des lois de puissance, avec  $\alpha = 0.55$  pour les contraintes en accumulation, et  $\alpha = 0.72$  pour les contraintes en inversion.

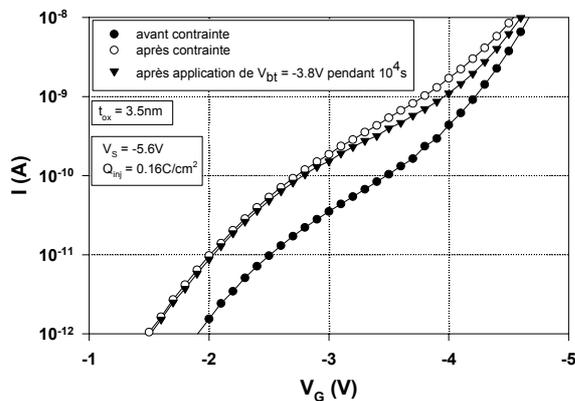


**Figure 41 :** Variation de  $\Delta I/I_0 = \Delta N/N_0$  fonction de la charge injectée  $Q_{inj}$ , pour une tension négative de contrainte égale à  $-5.7V$  et une tension positive de contrainte égale à  $4.9V$  La tension de mesure est de  $-3.8V$  pour la contrainte négative et  $+2.8V$ , pour la contrainte positive.

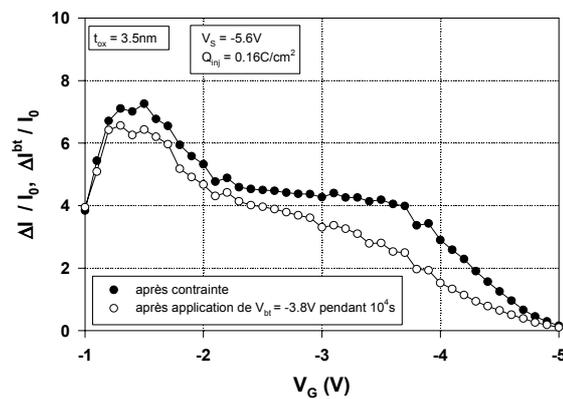
## 2.4.1. Recuits après une contrainte négative

### 2.4.1.1. Recuit en tension

Nous montrons, figures 42a et b, l'effet d'une basse tension négative sur le SILC créé par une contrainte négative. On observe une décroissance plus importante entre  $-3$  et  $-5V$  qu'au dessous de  $-3V$ . La création de deux types défauts,  $D_1$  et  $D_2$  doit être envisagé. Les défauts  $D_1$  peuvent être désactivés par l'application d'une basse tension sur la grille après la contrainte alors que les défauts  $D_2$  ne sont pas désactivés. Ces défauts  $D_2$  ont atteint un véritable état stable durant le temps de contrainte. Nous verrons par la suite que ces deux types de défauts seront confirmés par une étude en température.



**Figure 42a :** Caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  avant et après contrainte et après application d'une basse tension  $V_{tb} = -3.8V$  pendant 1000s.



**Figure 42b :** Variation de  $\Delta I/I_0$  après contrainte et après application d'une basse tension  $V_{tb} = -3.8V$  pendant 1000s.

### 2.4.1.2. Recuit en température

Les figures 43a et b montrent les caractéristiques  $I_G$ - $V_G$ , ainsi que les variations  $\Delta I/I_0$  avant et après contrainte et après un recuit à  $300^\circ C$  pendant 7 heures [Meinertzhagen2001].

Après une contrainte négative et un recuit en température à  $300^\circ C$ , suivant la valeur de la tension  $V_G$ , le SILC a ou non diminué. Il a pratiquement disparu au-delà de  $-4V$ , il diminue entre de  $-3V$  et  $-4V$ , ne varie presque pas entre  $-2$  et  $-3V$  et diminue entre  $-2V$  et  $-1V$ . La comparaison avec la figure 42a montre la création d'au moins deux types de défauts après une contrainte négative : des défauts pouvant être recuits en tension et en température et des défauts ne pouvant pas l'être.

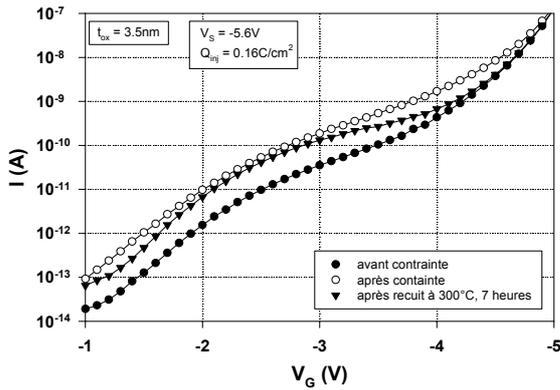


Figure 43a : Caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  avant et après contrainte et après un recuit à 300°C pendant 7 heures.

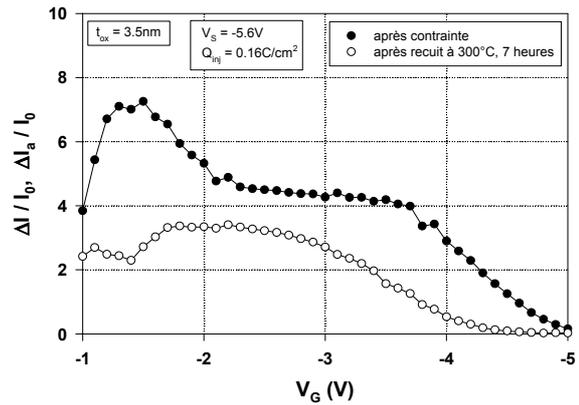
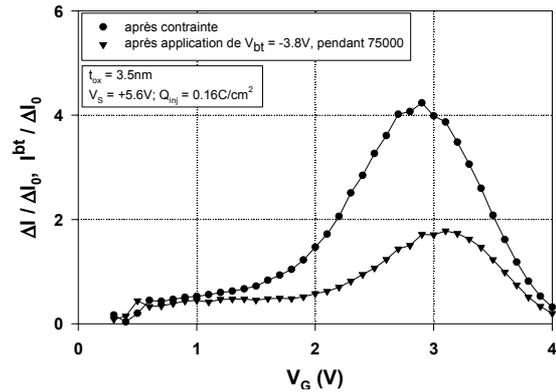
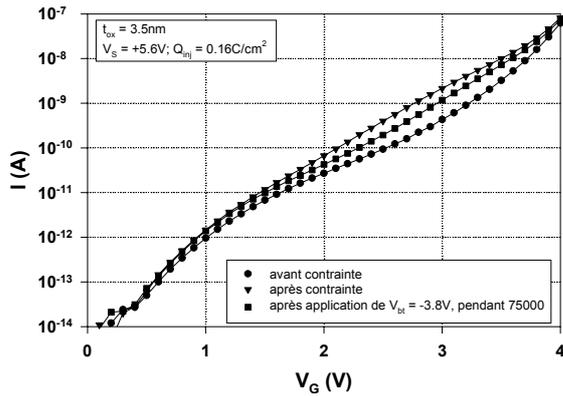


Figure 43b : Variation de  $\Delta I/I_0$  après contrainte et après un recuit à 300°C pendant 7 heures.

## 2.4.2. Recuits après une contrainte positive

### 2.4.2.1. Recuit en tension

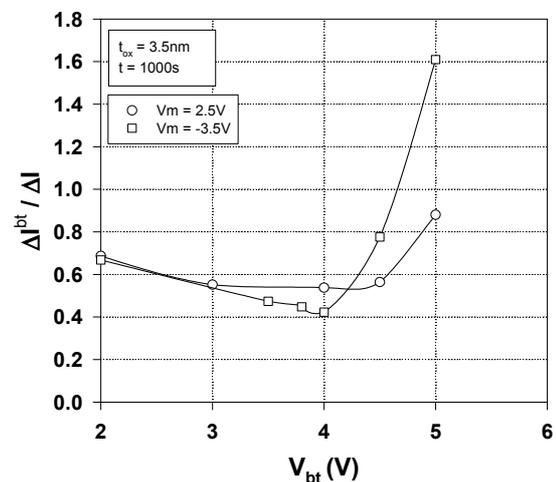
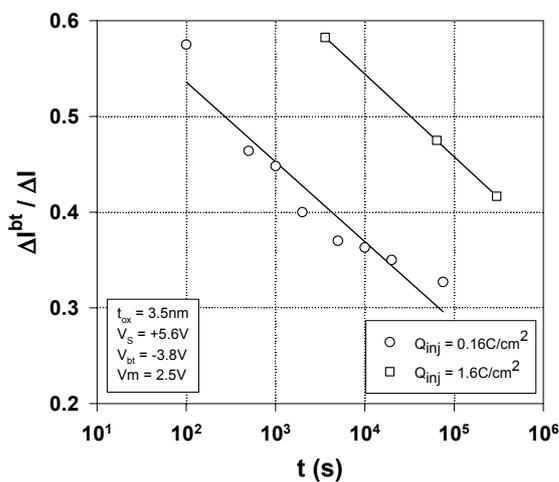
Les figures 44a et b montrent la diminution du courant  $I_G$  et de  $\Delta I/I_0$  après une contrainte positive et après application d'une basse tension de  $-3.8V$  pendant 75000s. Nous pouvons voir que le SILC a diminué par l'application d'une basse tension. La diminution est maximum aux environs de 3V et pratiquement nulle aux environs de 1V. La décroissance de l'amplitude du SILC dépend de l'amplitude  $V_{bt}$  de la basse tension et de son temps d'application. La figure 45 montre les variations  $\Delta I^{bt}/\Delta I$ , en fonction du temps d'application d'une tension  $V_{bt}$  donnée, et pour deux charges injectées, où  $\Delta I^{bt} = I^{bt} - I_0$  ( $I^{bt}$  est le courant après recuit en tension).  $\Delta I^{bt}/\Delta I$  diminue avec la charge injectée. La figure 46 représente les variations de  $\Delta I^{bt}/\Delta I$  en fonction de la tension  $V_{bt}$  pour deux polarités de la tension de mesure  $V_m$ . Pour cette épaisseur, le recuit dépend peu de la polarité de tension de mesure puisque le mécanisme de conduction est un effet tunnel direct et que les pièges situés au milieu de l'oxyde sont les plus actifs. Le minimum de la décroissance se situe entre 4 et 5V. Lorsque  $V_{bt}$  augmente, il y a compétition entre le processus de désactivation de pièges et le processus de réactivation de pièges et/ou de contrainte [Meinertzhagen2000].



a)

b)

**Figure 44 :** a) Caractéristiques avant et après contrainte et application d'une basse tension  $V_{bt} = -3.8V$ , pendant 75000s. b) Variations  $\Delta I/I_0$  après contrainte et après application d'une basse tension  $V_{bt} = -3.8V$ , pendant 75000s. Les conditions de contrainte sont  $V_S = 5.6V$  et  $Q_{inj} = 0.16C/cm^2$ .



**Figure 45 :** Décroissance du SILC pour une tension d'application de  $-3.8V$  en fonction du temps d'application de cette tension.

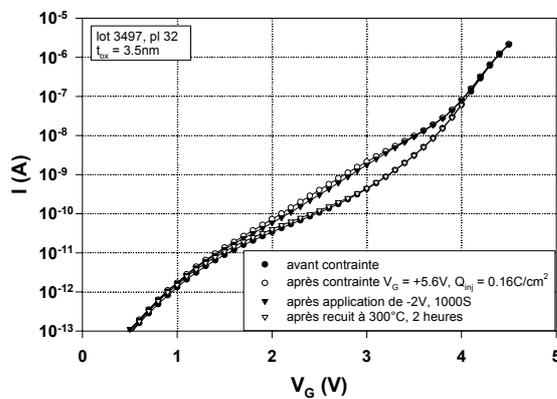
**Figure 46 :** Variation du SILC en fonction de  $|V_{bt}|$ . Les conditions de contrainte sont  $V_S = 5.6V$  et  $Q_{inj} = 0.16C/cm^2$ .

### 2.4.2.2. Recuit en température

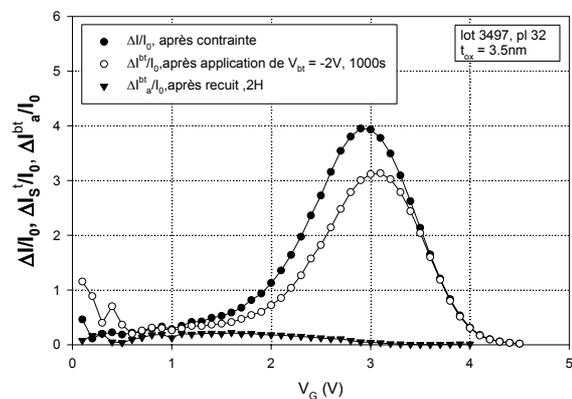
Nous avons réalisé des mesures de recuit en température, après une contrainte à la température ambiante suivie ou non de recuits en tension, suivant les échantillons, chaque cycle de recuit durant 2 heures. On rappelle que  $\Delta I_a = I_a - I_0$  et  $\Delta I_a^{bt} = I_a^{bt} - I_0$  où  $I_a$  est le courant après contrainte et recuit en température et  $I_a^{bt}$  est le courant après contrainte, application de  $V_{bt}$  et recuit en température

Nous voyons sur la figure 47a, les caractéristiques  $I_G - V_G$ , avant, après contrainte, après application d'une basse tension  $V_{bt} = -2V$  et enfin un recuit à  $300^\circ C$  pendant deux heures et sur la figure 45b, les variations  $\Delta I/I_0$ ,  $\Delta I_a/I_0$  et  $\Delta I_a^{bt}$ . Nous voyons qu'au delà de  $3V$ , le SILC est

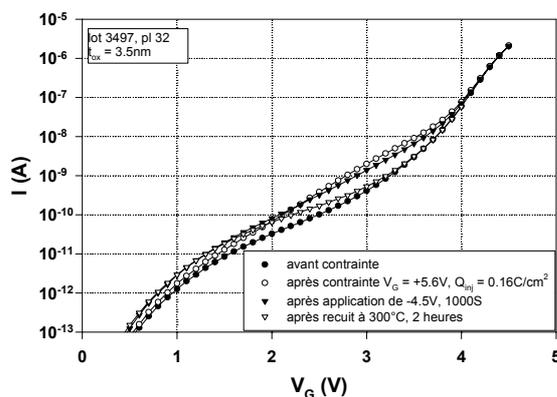
complètement annihilé, et qu'au dessous de cette valeur, les effets du recuit diminuent lentement. Nous avons reproduit la même expérience, mais après un recuit en tension de  $-4.5V$ , dont les résultats sont montrés dans la figure 48a et b. Le SILC disparaît presque entièrement au delà de  $3V$ , après recuit, mais pour les valeurs inférieures à  $2V$ , il y a augmentation du SILC. On se trouve en présence de la deuxième composante du SILC, que nous avons évoqué précédemment, qui a été créée par l'application de la basse tension de  $-4.5V$  et qui n'est pas annihilée par un recuit à  $300^{\circ}C$ . Ces résultats confirment la présence de deux pièges d'oxyde, l'un, créé quelle que soit la polarité de la contrainte, peut être recuit en tension et en température ( $300^{\circ}$ ), l'autre, créé par une contrainte négative, ne peut être recuit ni en tension ni en température.



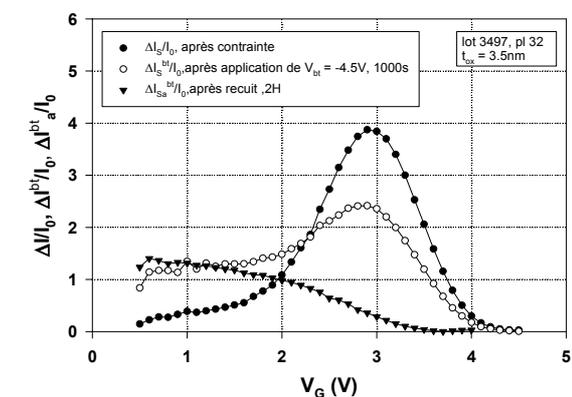
**Figure 47a :** Caractéristiques  $I_G-V_G$  avant et après contrainte, après application d'une basse tension  $V_{tb} = -2V$  pendant  $1000s$  et après un recuit à  $300^{\circ}C$  pendant  $2$  heures.



**Figure 47b :** Variation de  $\Delta I/I_0$  après contrainte, après application d'une basse tension  $V_{tb} = -2V$  pendant  $1000s$ , et après un recuit à  $300^{\circ}C$  pendant  $2$  heures.

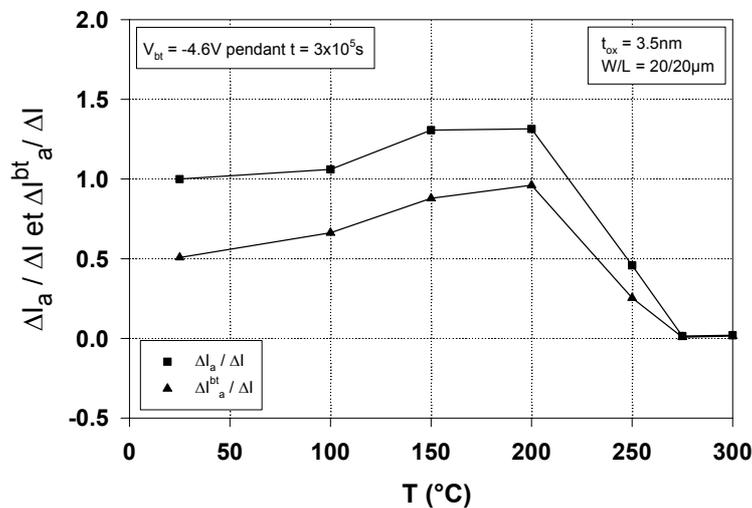


**Figure 48a:** Caractéristiques  $I_G-V_G$  avant et après contrainte, après application d'une basse tension  $V_{tb} = -4.5V$  pendant  $1000s$  et après un recuit à  $300^{\circ}C$  pendant  $2$  heures.



**Figure 48b :** Variation de  $\Delta I/I_0$  après contrainte, après application d'une basse tension  $V_{tb} = -4.5V$  pendant  $1000s$ , et après un recuit à  $300^{\circ}C$  pendant  $2$  heures.

Nous avons voulu voir si les pièges désactivés par un recuit en tension pouvaient être réactivés par la température. Pour cela nous avons étudié l'effet de la température sur le SILC après contrainte ( $\Delta I_a / \Delta I$ ) et sur le SILC ayant subi un recuit en tension ( $\Delta I_a^{bt} / \Delta I$ ). La figure 49 représente les variations de  $\Delta I_a / \Delta I$  et  $\Delta I_a^{bt} / \Delta I$  en fonction de la température de recuit. La valeur de la basse tension appliquée après la contrainte est de -4.6V. Il y a augmentation de ces deux quantités jusqu'à 200°C, puis diminution à partir de 200°C. La quantité  $(\Delta I_a - \Delta I_a^{bt})$  ne diminue pas tant que la température est inférieure à 200°C. Nous avons fait précédemment les mêmes constatations pour des mesures faites dans les mêmes conditions pour l'épaisseur d'oxyde de grille de 5.4nm. Par conséquent il n'y pas réactivation des pièges après la température.



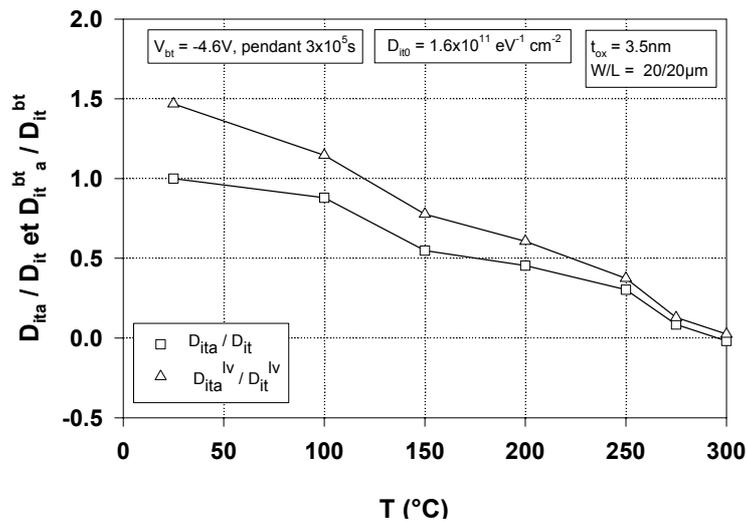
**Figure 49 :** Variations du SILC avant et après l'application d'une basse tension sur la grille, en fonction de la température de recuit. Les conditions de contrainte sont  $V_s = 5.6V$  et  $Q_{inj} = 0.16C/cm^2$ . Chaque recuit a duré 2 heures.

#### 2.4.4. Effets d'une basse tension et de la température sur les états d'interface.

Cette étude a été réalisée pour déterminer si lors du recuit en tension il y avait transformation d'une partie des pièges neutres en états d'interface.

La densité des états de surface a été mesurée par pompage de charge. Nous appelons  $D_{it}$  et  $D_{it}^{bt}$ , la densité des états de surface induit par la contrainte, avant et après application d'une basse tension  $V_{bt}$  sur la grille. De même,  $D_{ita}$  et  $D_{ita}^{bt}$  sont les mêmes valeurs après un recuit en température pendant deux heures. Dans la figure 50, nous montrons les variations  $D_{ita} / D_{it}$  et  $(D_{it}^{bt})_a / D_{it}$  en fonction de la température de recuit. La basse tension  $V_{bt}$ , appliquée pendant deux heures avant les recuits, a eu pour effet de d'augmenter la densité des états

d'interface, alors que le SILC a diminué (voir figure 48). On peut envisager une explication de la décroissance du SILC par la transformation de quelques pièges neutres en états d'interface. Une telle explication a été toutefois exclue car nous avons vérifié qu'une même tension appliquée ( $V_{bt}$ ) pendant la même durée sur un échantillon vierge crée une densité d'états d'interface approximativement égale à l'accroissement  $D_{it}$  observé sur la figure 50. Par conséquent, les électrons injectés à travers l'oxyde à  $V_{bt} = -4.6V$  ont suffisamment d'énergie pour créer de nouveaux états de surface. Néanmoins, ils entraînent une diminution du SILC.



**Figure 50 :** Variation de la densité des états de surface, avant et après application d'une basse tension en fonction de la température de recuit. Les conditions de contrainte sont  $V_S = 5.6V$  et  $Q_{inj} = 0.16C/cm^2$ .

### 2.4.5. Conclusions

Nous avons vu que pour les épaisseurs d'oxyde de 3.5 et 3.8nm, l'évolution du SILC en fonction de la tension de mesure, différerait suivant que la contrainte était positive ou négative. Nous avons mis en évidence la présence de deux types de défauts.

Les défauts du premier type sont créés par une contrainte positive ou négative; ils sont annihilés par un recuit à 300°C et sont désactivés ou annihilés par une basse tension positive ou négative appliquée sur la grille après la contrainte. Ces défauts existent pour les différentes épaisseurs d'oxyde que nous avons étudiés jusqu'à présent (7, 5.4, 3.8 et 3.5nm). Les défauts du second type sont surtout créés par une contrainte négative et ne sont ni recuits à 300°C ni désactivés par une basse tension. Cette composante est donc plus stable. Nous avons observé ces deux types de défauts sur les deux épaisseurs d'oxyde que nous avons étudiées (3.5 et

3.8nm), ces deux épaisseurs correspondant à deux technologies différentes (dry et wet), les défauts  $D_2$  sont indépendants de la technologie.

Les pièges pourraient être annihilés par un piégeage d'électrons. Dans ce cas on pourrait s'attendre à voir un déplacement des courbes dans leur partie FN. Ce qui n'est pas le cas, il semble donc qu'il s'agisse d'un véritable recuit. Mais nous n'avons pas pu déterminer le mécanisme de recuit.

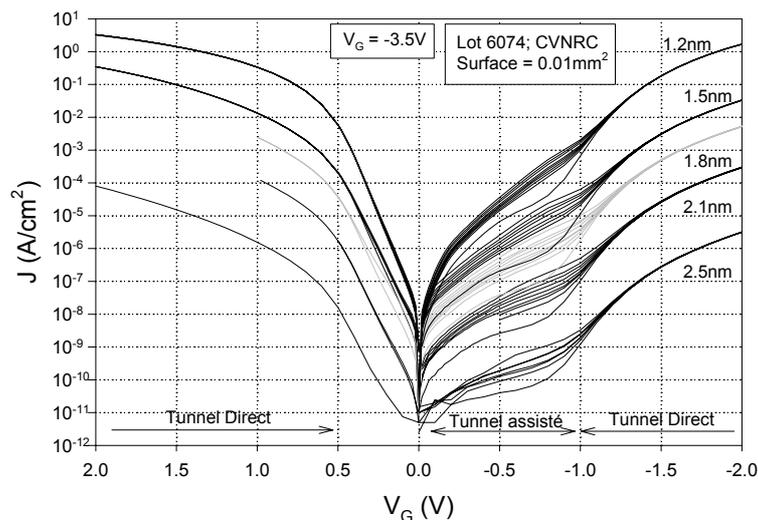
Si les pièges sont désactivés par recuit en tension, ils ne peuvent être réactivés par un recuit thermique et ils ne sont pas transformés en états d'interface.

Nous avons vu également qu'une tension de  $-4.8V$  créait des états d'interface tout en désactivant ou annihilant des pièges neutres.

## 2. 5. Résultats expérimentaux sur les échantillons NMOS et PMOS d'épaisseur d'oxyde de 1.2nm à 2.3nm.

Jusqu'à présent les échantillons étaient contraints en régime FN. Pour les épaisseurs maintenant étudiées, un mécanisme tunnel direct est observé. Les contraintes seront de type FN à haute tension et tunnel direct à basse tension.

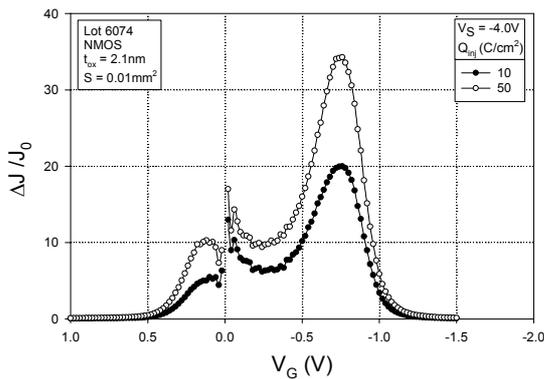
Après contrainte, on observe une importante augmentation du courant grille pour les tensions comprises entre 0.5 et  $-1.2V$ . Dans ce domaine de tension, nous avons vu précédemment que le courant n'était pas mesurable pour des échantillons dont l'épaisseur d'oxyde était supérieure à 3.5nm, le courant étant inférieur à la sensibilité de l'appareil de mesure ( $I < 10^{-15}A$ ). La figure 51 nous montre les caractéristiques typiques  $J-V_G$  pour une contrainte à tension constante ( $V_G = -3.5V$ ), pour diverses charges injectées et ce pour des échantillons d'épaisseurs d'oxyde de 1.2, 1.5, 1.8, 2.1 et 2.5nm



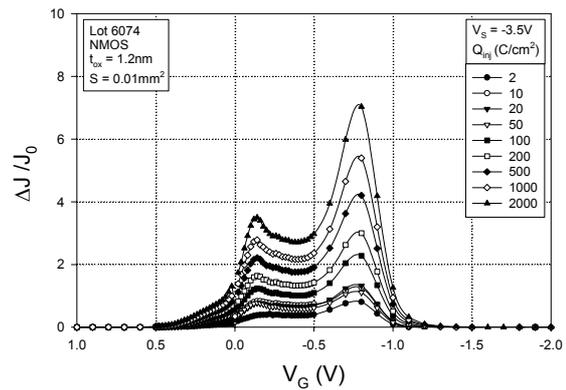
**Figure 51** : Caractéristiques  $J-V_G$  de NMOSFETs sous l'effet d'une contrainte à tension constante (CVS) à  $V_G = -3.5V$ , et pour différentes épaisseurs de l'oxyde de grille.

Les figures 52 a, b, c, d, e et f montrent les variations de  $\Delta J/J_0$  après une contrainte en tension pour des échantillons P et NMOS de différentes technologies. Les courbes  $\Delta J/J_0$  présentent deux maxima, l'un, à  $V_G \sim -0.8V$  (NMOS) ou  $\sim +0.8V$  (PMOS) et un second, présent ou non, suivant la technologie autour de 0V. Dans les PMOS un pic est observé aussi aux environs de  $-0.45V$ . Dans le travail qui suit, nous nous intéresserons plus particulièrement à l'évolution du pic à  $V_G \sim \pm 0.8V$ , en fonction de différents paramètres (différents types de contraintes, recuit en température et en tension) puisqu'il est indépendant

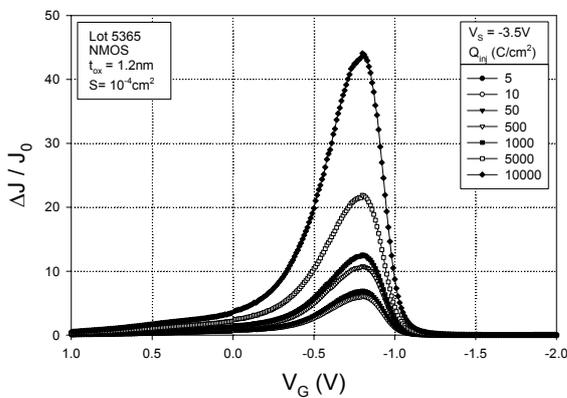
de la technologie. La décroissance de  $\Delta J/J_0$ , au-delà des parties extrêmes des courbes (gauche et droite), est due essentiellement à l'augmentation du courant tunnel direct. En conséquence, au-delà de ces parties extrêmes, pour la gamme des épaisseurs d'oxyde comprises entre 1.2 et 2.3nm que nous allons étudier, la variation  $\Delta J/J_0$  n'est plus égale à  $\Delta N/N_0$  ( $N$  étant le nombre de pièges). Nous rappelons que pour  $V_G$  comprise entre 0 et  $|1|V$ , le courant avant contrainte est un courant tunnel assisté via les états d'interface ou les pièges d'oxyde.



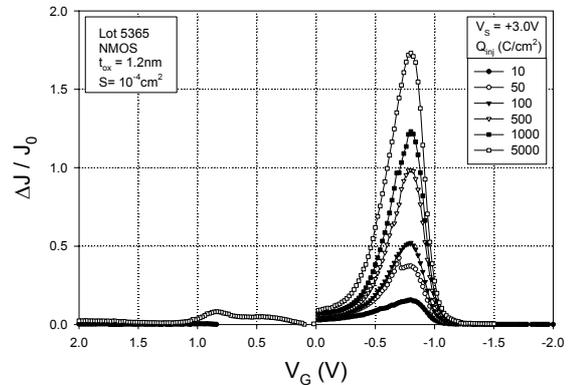
**Figure 52a :** Variation de  $\Delta J/J_0$  pour un échantillon NMOS du lot 3074 pour une contrainte à  $V_G = -4V$  en fonction de la charge injectée.  $t_{ox} = 2.1nm$ .



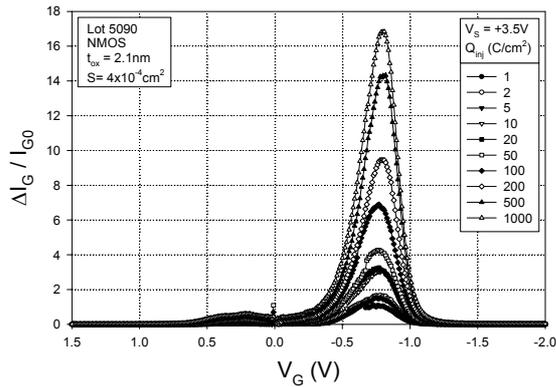
**Figure 52b :** Variation de  $\Delta J/J_0$  pour un échantillon NMOS du lot 3074 pour une contrainte à  $V_G = -3.5V$  en fonction de la charge injectée.  $t_{ox} = 1.2nm$ .



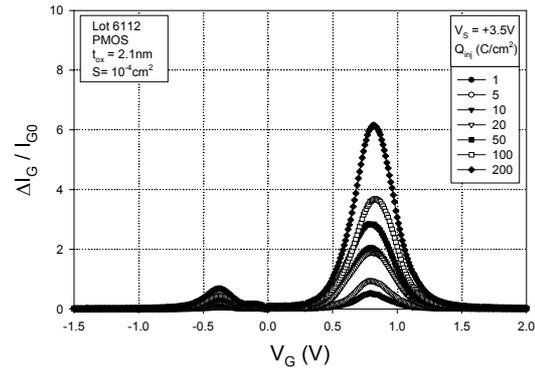
**Figure 52c :** Variation de  $\Delta J/J_0$  pour un échantillon NMOS du lot 5365 pour une contrainte à  $V_G = -3.5V$  en fonction de la charge injectée.  $t_{ox} = 1.2nm$ .



**Figure 52d :** Variation de  $\Delta J/J_0$  pour un échantillon NMOS du lot 5365 pour une contrainte à  $V_G = +3V$  en fonction de la charge injectée.  $t_{ox} = 1.2nm$ .



**Figure 52e :** Variation de  $\Delta J/J_0$  pour un échantillon NMOS du lot 5090 pour une contrainte à  $V_G = +3.5V$  en fonction de la charge injectée.  $t_{ox} = 2.12nm$ .

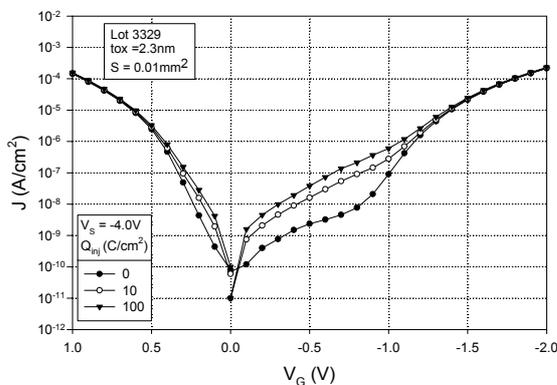


**Figure 52f :** Variation de  $\Delta J/J_0$  pour un échantillon PMOS du lot 6112 pour une contrainte à  $V_G = +3.5V$  en fonction de la charge injectée.  $t_{ox} = 2.12nm$ .

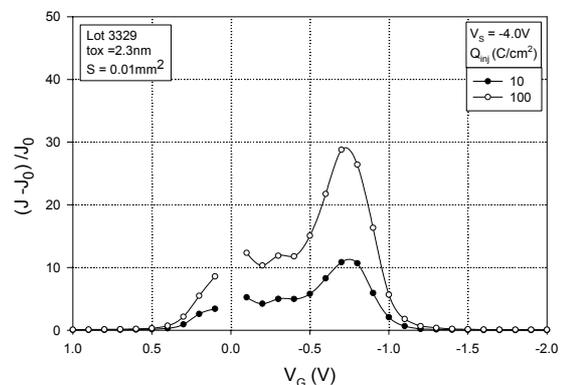
Toutes les mesures du SILC que nous allons présenter dans ce travail ont été effectuées à la température ambiante, même dans le cas où les contraintes ont été réalisées à des températures supérieures à la température ambiante.

### 2.5.1. Contrainte en tension sur des NMOSFETs d'épaisseur d'oxyde de 2.3nm des lots 3329 et 3460

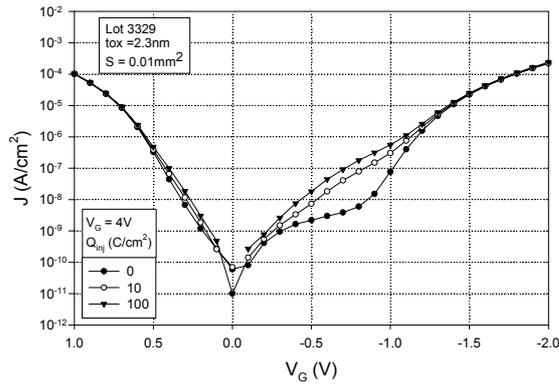
Nous avons représenté sur les figures 52, 53, 54 et 55 les caractéristiques et les variations relatives du SILC ( $\Delta J/J_0$ ) pour des contraintes CVS négatives (figure 52) et positives (figure 54) et pour deux valeurs de la charge injectée ( $Q_{inj} = 10$  et  $100C/cm^2$ ). Nous pouvons remarquer que  $\Delta J/J_0$  dépend du sens de la polarité de la tension de mesure.



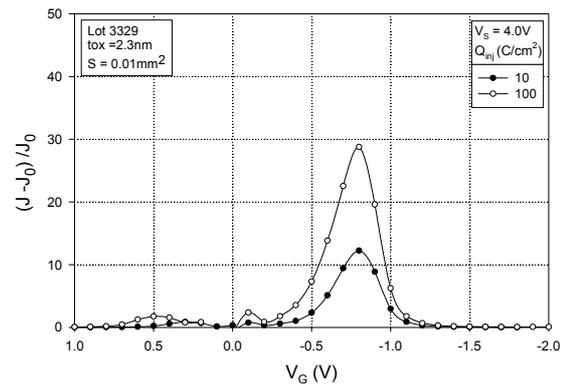
**Figure 52 :** Caractéristiques  $J-V_G$  avant et après une contrainte CVS à  $V_S = -4V$  et deux valeurs de charges injectées ( $Q_{inj} = 10$  et  $100C/cm^2$ ).



**Figure 53 :** Variation de  $\Delta J/J_0$  pour une contrainte CVS à  $V_S = -4V$  et deux valeurs de charges injectées ( $Q_{inj} = 10$  et  $100C/cm^2$ ).



**Figure 54 :** Caractéristiques  $J-V_G$  avant et après une contrainte CVS à  $V_S = +4V$  et deux valeurs de charges injectées ( $Q_{inj} = 10$  et  $100C/cm^2$ ).



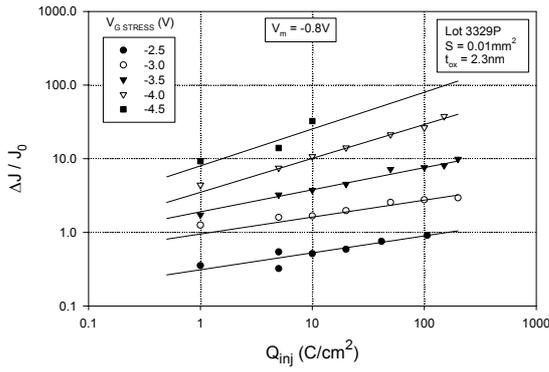
**Figure 55 :** Variation de  $\Delta J/J_0$  pour une contrainte CVS à  $V_S = +4V$  et deux valeurs de charges injectées ( $Q_{inj} = 10$  et  $100C/cm^2$ ).

### 2.5.1.1. Effet d'une contrainte électrique sur le SILC à l'ambiante

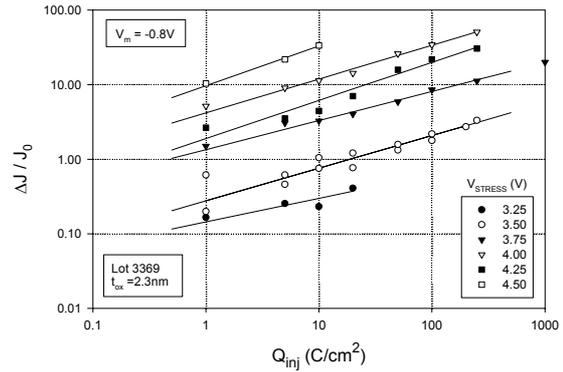
Les variations  $\Delta J/J_0$  ont été mesurées à  $V_G = -0.8V$ .  $\Delta J/J_0$  augmente avec la charge injectée en  $Q_{inj}^\alpha$ , et ceci pour les deux polarités de contrainte comme nous pouvons le voir sur les figures 56 (contrainte à tension négative) et 57 (contrainte à tension positive).  $\alpha$  est un paramètre, dont la valeur moyenne, prise à partir de nos données expérimentales, est égale à  $\sim 0.3$  pour les contraintes négatives et à  $\sim 0.45$  pour les contraintes positives. En prenant ces deux valeurs moyennes de  $\alpha$ , il est possible de représenter les variations de  $(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension  $V_S$ , pour les deux polarités de contrainte. Nous avons représenté, figure 58, les variations de  $(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha$  obtenues à partir des résultats expérimentaux des figures 56 et 57 en fonction des deux polarités de la tension de contrainte [Zander2001].

Nous pouvons remarquer que l'expression  $(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha$  augmente exponentiellement en fonction de contrainte  $V_S$ , approximativement de deux décades par volt pour une contrainte positive, et d'une décade par volt pour une contrainte négative comme nous l'avions vu pour les composants plus épais.

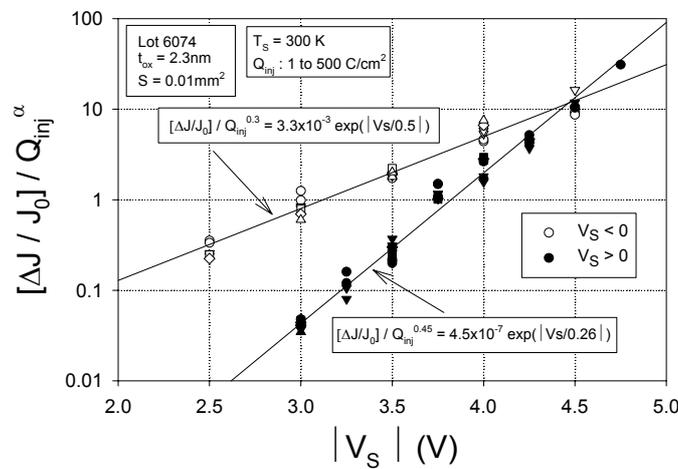
Par conséquent, pour une tension de l'ordre de  $|1.5|V$ , les NMOSFETs se dégraderont moins en polarisation positive (qui est la polarité de fonctionnement d'un NMOSFET dans un CMOS) qu'en polarisation négative. Le point de croisement a lieu aux alentours de  $|4.5|V$  (figure 58). Pour des valeurs supérieures de la tension, les échantillons claquent.



**Figure 56 :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée et pour diverses tensions de contrainte négatives pour une tension de mesure de  $-0.8V$ .



**Figure 57 :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée et pour diverses tensions de contrainte positives.



**Figure 58 :** Variation de  $(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha$  en fonction des deux polarités de la tension de contrainte.

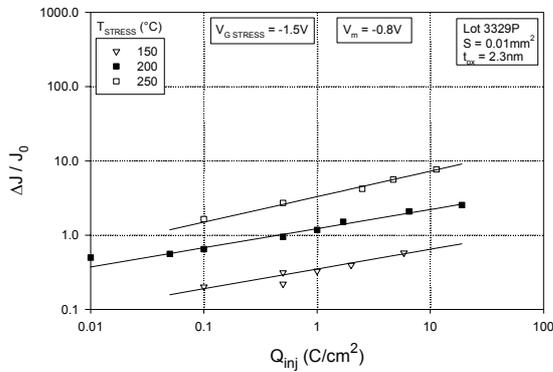
### 2.5.1.2. Effet des contraintes en température

Les composants étant amenés à fonctionner dans des conditions de température de plus en plus élevées, nous avons voulu voir quelle pouvait être l'influence de la température de contrainte sur le SILC [Kaczer2000]. Une température élevée de fonctionnement peut avoir deux effets, soit augmenter les effets de la contrainte, soit avoir un effet de recuit. Nous allons étudier ces deux effets dans les deux paragraphes suivants.

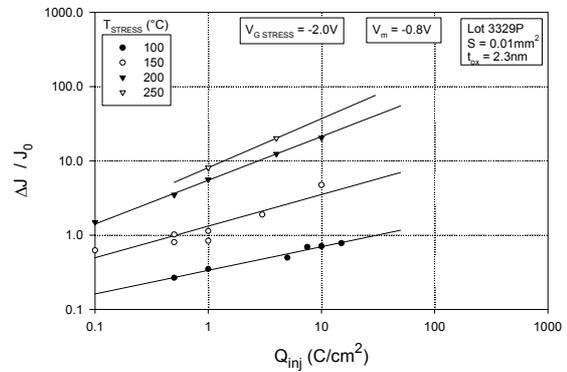
#### Contraintes négatives

Pour cela, nous avons réalisé des contraintes à tension constante à des températures comprises entre 50 et 250°C (323K et 523K). Les figures 59 a à f nous montrent les variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour des tensions de contrainte allant de  $-1.5V$  à  $-4V$ . Ces différentes figures montrent que  $\Delta J/J_0$  suit toujours une loi de puissance avec la

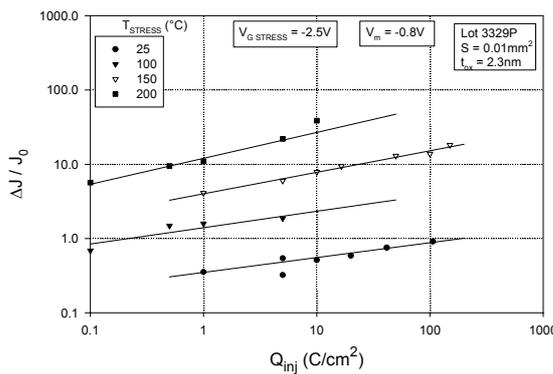
charge injectée ( $Q_{inj}^\alpha$ ), quelle que soit la température de contrainte, avec un facteur  $\alpha$  variant peu avec la température. On voit, figure 59a, qu'une contrainte à une tension aussi faible que  $-1.5V$  crée des défauts.



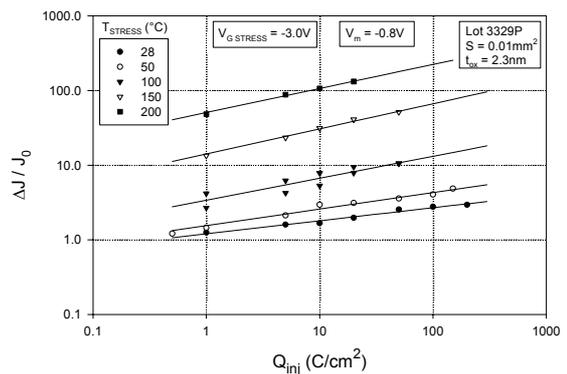
**Figure 59a :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de  $-1.5V$  et une tension de mesures  $V_m = -0.8V$ .



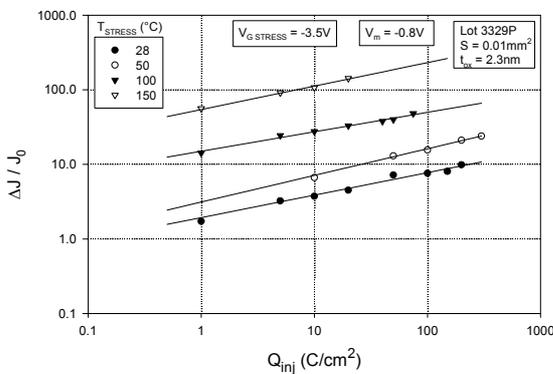
**Figure 59b :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de  $-2V$  et une tension de mesures  $V_m = -0.8V$ .



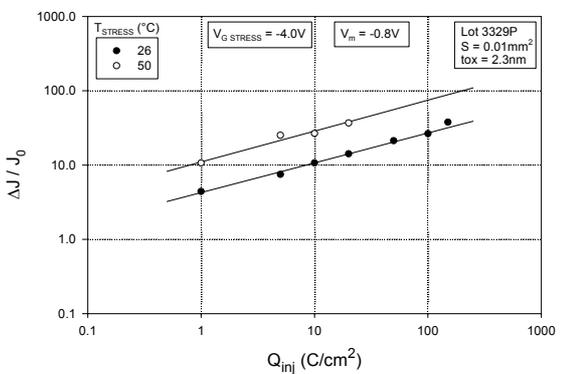
**Figure 59c :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de  $-2.5V$  et une tension de mesures  $V_m = -0.8V$ .



**Figure 59d :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de  $-3V$  et une tension de mesures  $V_m = -0.8V$ .



**Figure 59e :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de  $-3.5V$  et une tension de mesures  $V_m = -0.8V$ .



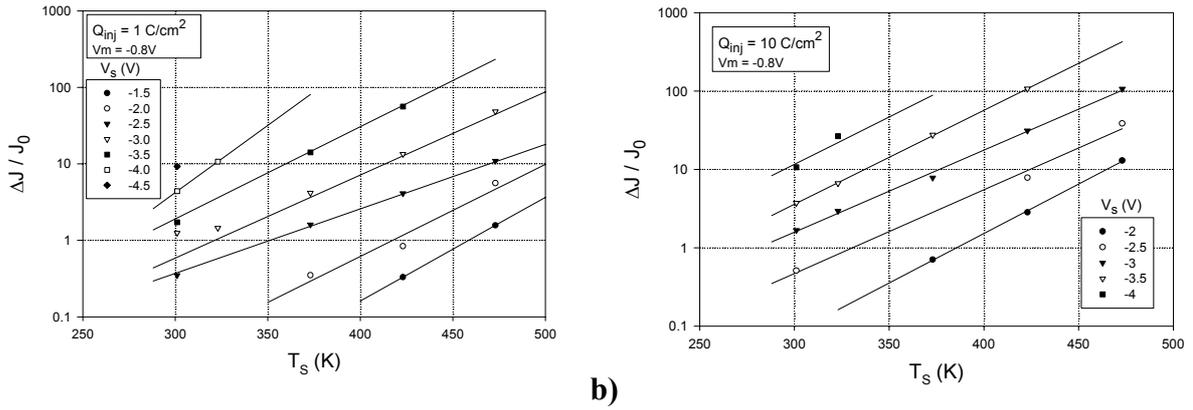
**Figure 59f :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour deux températures de contrainte, pour une tension de contrainte de  $-4V$  et une tension de mesures  $V_m = -0.8V$ .

Nous avons représenté sur les figures 60 a et b  $\Delta J/J_0$  en fonction de la température de contrainte, pour différentes tensions de contrainte, et pour deux valeurs de la charge injectée ( $1\text{C}/\text{cm}^2$  pour la figure 60a et  $10\text{C}/\text{cm}^2$  pour la figure 60b). Le SILC augmente de manière exponentielle, d'une décade par 100K, avec la température de contrainte  $T_S$ , quelle que soit la tension de contrainte.

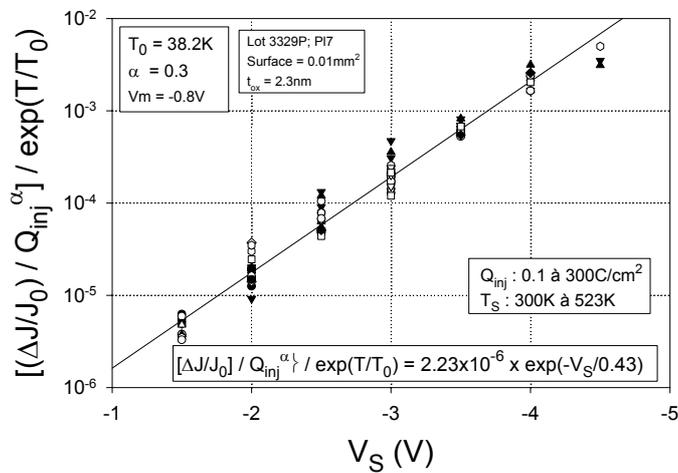
Compte tenu que  $\alpha$  varie relativement peu avec la charge injectée, il est possible de normaliser ces courbes en fonction de  $Q_{inj}$  et de la température en traçant la courbe  $[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]/\exp(T_S/T_0)$  en fonction de la tension de contrainte  $V_S$ , où  $T_0$  est une constante (figure 61). Sur cette figure, tracée à partir de tous les résultats expérimentaux que nous avons obtenus, nous retrouvons la pente d'une décade par volt, ce que nous avons vu précédemment. Nous pouvons de la même manière tracer la courbe donnant l'évolution de la dégradation du courant de fuite en fonction de la température de contrainte. Nous avons tracé, figure 62, l'évolution de  $[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]/\exp(V_S/V_0)$  en fonction de la température, où  $V_0$  est un paramètre que nous avons déterminé dans la courbe de la figure 61. Nous voyons que  $[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]/\exp(V_S/V_0)$  augmente exponentiellement d'une décade par 100K, quelle que soit la charge injectée et la tension de contrainte.

Les diverses mesures de  $\Delta J/J_0$ , effectuées après des contrainte en température, nous ont permis de voir que pour une tension aussi basse que  $-1.5\text{V}$  des dégradations étaient encore visibles. A partir des résultats exposés dans la figure 61, pour des contraintes à  $V_S = -1.5\text{V}$  à la température ambiante, des dégradations sont tout à fait envisageables contrairement à ce que l'on pourrait penser, car l'énergie maximum qu'un électron pourra libérer à l'anode sera de  $1.5\text{eV}$ .

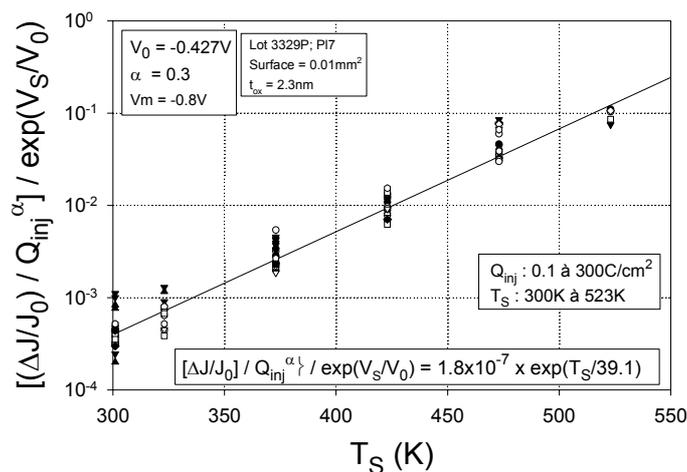
Les mesures sont limitées, pour les tensions élevées par le claquage de l'oxyde et pour les basses tensions, par la durée de la contrainte. Nous n'avons pas effectué de statistique de claquage, mais nous avons pu noter au cours de nos mesures, que la plupart des claquages de l'oxyde arrivent lorsque l'amplitude  $\Delta J/J_0$ , mesurée à  $0.8\text{V}$ , atteint une valeur critique de 80. Cette valeur semble être indépendante de la température de contrainte et, lorsque l'on peut l'atteindre, de la tension de contrainte. En prenant cette valeur critique de  $\Delta J/J_0$  égale à 80, il est possible d'en déduire la durée de vie du composant à partir de ces courbes. Pour  $t_{ox} = 2.3\text{nm}$ ,  $V_G = 3\text{V}$ ,  $T_S = 300\text{K}$ ,  $J_G = 8 \times 10^{-2}\text{A}/\text{cm}^2$ , la charge au claquage sera approximativement de  $1.6 \times 10^7\text{C}/\text{cm}^2$  et la durée de vie sera de  $2 \times 10^8\text{s}$  ( $\sim 10$  ans). Ces résultats sont en accord avec ceux publiés dans la littérature [Di Maria 1997, Grosenenken 1999, Degreave 1999].



**Figure 60 :** Variation de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la température de contrainte, pour différentes tensions de contrainte négatives **a)**  $Q_{inj} = 1 \text{ C/cm}^2$ , **b)**  $Q_{inj} = 10 \text{ C/cm}^2$ .



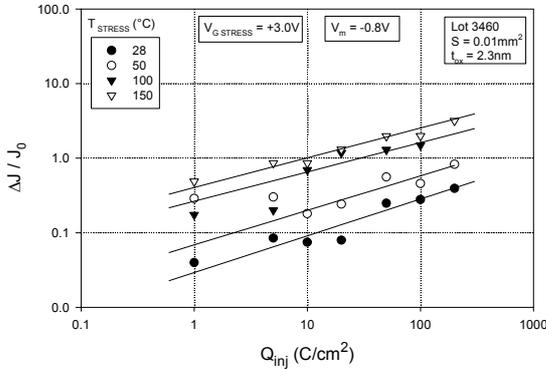
**Figure 61 :** Variation de  $\left\{ \frac{[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]}{[\exp(T/T_0)]} \right\}$  en fonction de la tension de contrainte  $V_S$ , pour diverses températures de contrainte  $T_S$  et pour des charges injectées allant de 0.1 à 300C/cm<sup>2</sup>.  $T_0$  est une constante et la tension de mesure est  $-0.8\text{V}$ .



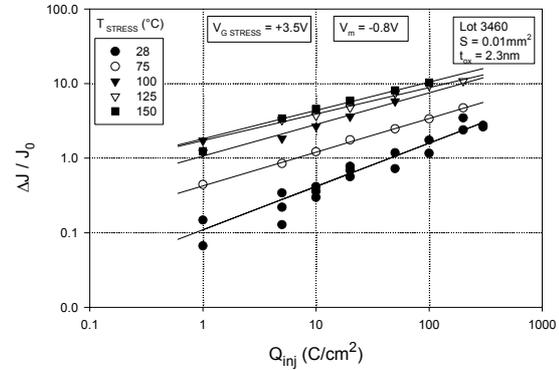
**Figure 62 :** Variation de  $\left\{ \frac{[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]}{[\exp(V_S/V_0)]} \right\}$  en fonction de la température de contrainte  $T_S$ , pour diverses tensions de contrainte  $V_S$  et pour des charges injectées allant de 0.1 à 300C/cm<sup>2</sup>.  $V_0$  est une constante et la tension de mesure est  $-0.8\text{V}$ .

### Contraintes positives

Nous avons réalisé les mêmes mesures que précédemment, après une contrainte positive. L'accroissement du SILC en fonction de la charge injectée est toujours une loi de puissance comme nous pouvons le remarquer sur les courbes 63a, b et c.

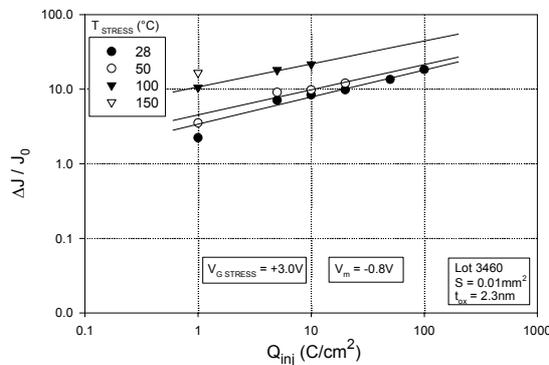


**Figure 63a :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de +3V et une tension de mesures  $V_m = -0.8V$ .

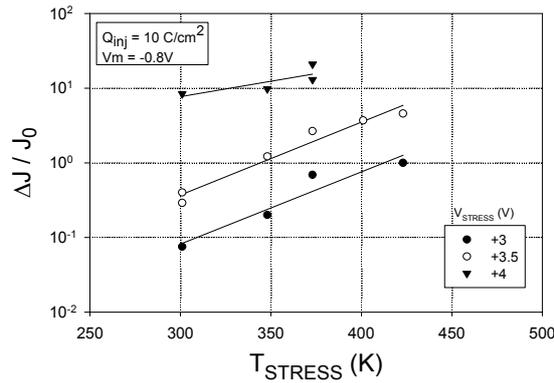


**Figure 63b :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de +3.5V et une tension de mesures  $V_m = -0.8V$ .

Nous avons tracé sur la figure 64, l'évolution du SILC en fonction de la température de contrainte. Pour les tensions de contrainte de +3 et +3.5V, nous retrouvons une évolution de la variation du SILC similaire à celle que nous avons trouvé pour les contraintes à tensions négatives, c'est à dire une augmentation du SILC d'une décade pour une augmentation de 100K. Mais lorsque la tension de contrainte  $V_S$  atteint +4V, le SILC devient pratiquement indépendant de la température, la dégradation maximum est pratiquement atteinte dès la contrainte à température ambiante. Il est donc impossible pour les contraintes positives  $\geq 4V$  de normaliser l'évolution du SILC en fonction de la température, comme nous avons pu le faire pour les contraintes négatives.



**Figure 63c :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de +4V et une tension de mesures  $V_m = -0.8V$ .

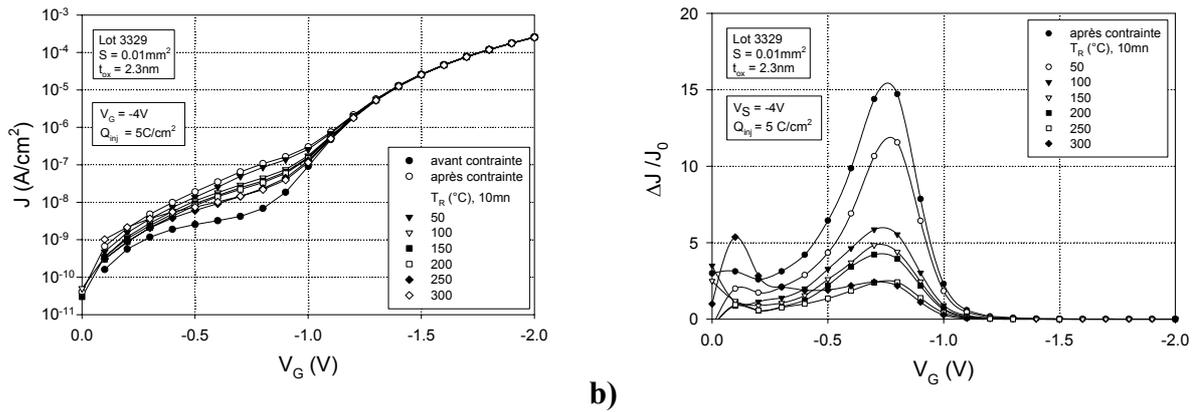


**Figure 64** : Variation de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la température de contrainte, pour différentes tensions de contrainte positives.

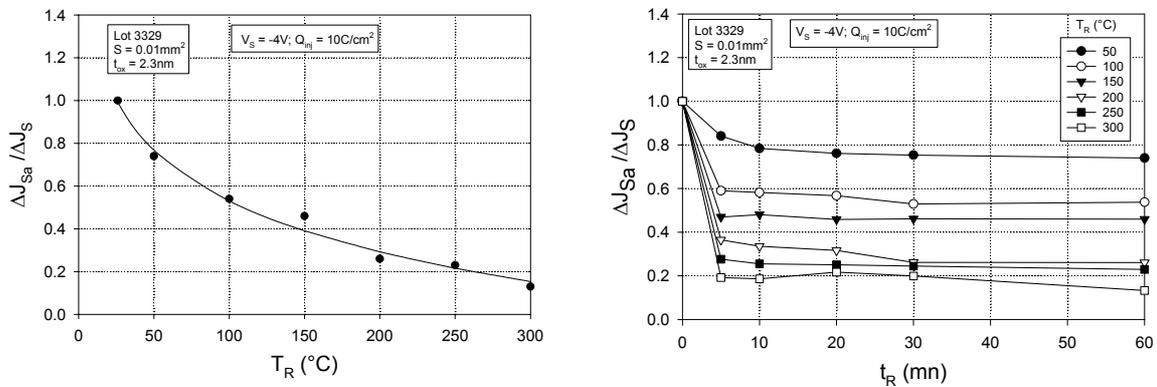
### 2.5.1.3. Effet d'un recuit en température

Les figures 65 a et b montrent les caractéristiques  $J_G-V_G$  et  $\Delta J/J_0$ , pour une contrainte à tension constante  $V_S = -4V$  et  $Q_{inj} = 5C/cm^2$  réalisée à la température ambiante et après des recuits successifs en température pendant 10mn. La figure 66 montre l'évolution de  $\Delta J_a/\Delta J$  après des recuits successifs pendant 60mn ( $\Delta J = J-J_0$  et  $\Delta J_a = J_a-J_0$ , où  $J$  est la densité de courant après contrainte et  $J_a$ , la densité de courant après contrainte et recuit en température).

Alors qu'après un recuit à 50°C, le SILC a diminué de 20% de sa valeur, il diminue de près de 90% de sa valeur après un recuit à 300°C. La figure 67 montre l'évolution de  $\Delta J_a/\Delta J$  en fonction du temps de recuit pour différentes température de recuit. Cette figure nous montre que la presque quasi totalité du SILC pouvant être recuit à une température donnée l'est au bout de 10mn, et qu'ensuite, l'allongement du temps de recuit n'affecte pratiquement plus la diminution du SILC. Les pièges ont donc des températures de recuit différentes qui varient de l'ambiante à plus de 300°C.

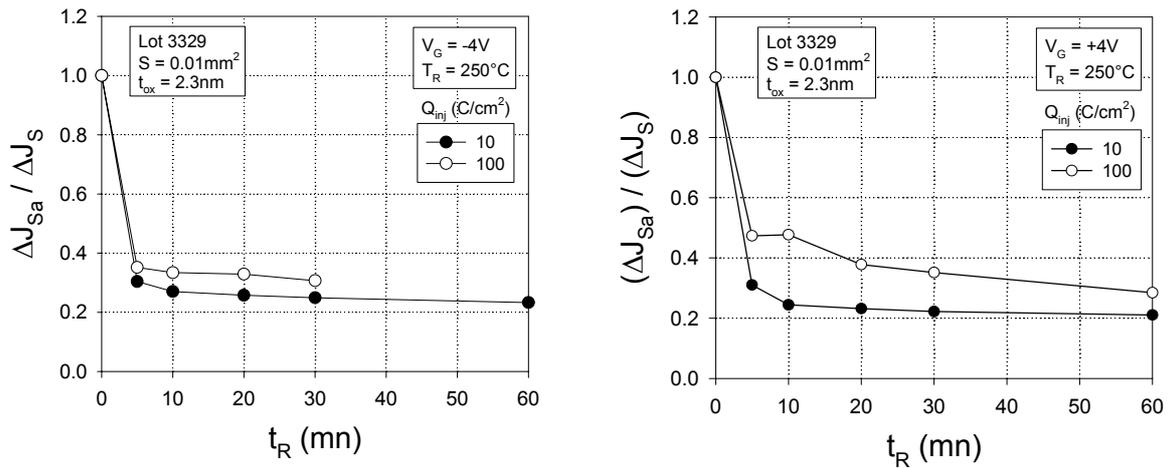


**Figure 65 :** a) Caractéristiques  $J$ - $V_G$  et b)  $\Delta J/J_0$  avant, après une contrainte CVS à la température ambiante et après des recuits successifs en température.

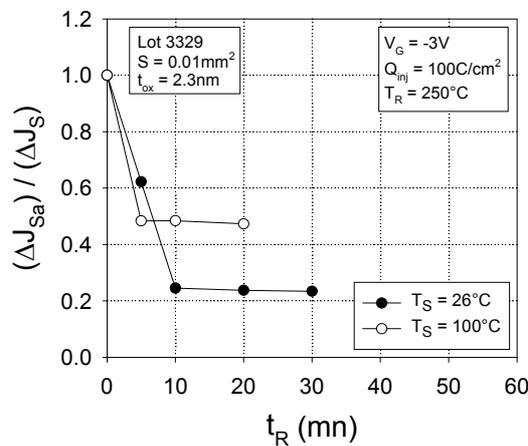


**Figure 66 :** Variation de  $\Delta J_{Sa}/J_S$  en fonction de la température de recuit d'une durée de 60mn, pour une contrainte CVS à température ambiante. **Figure 67 :** Variations relatives du SILC en fonction du temps de recuit pour différentes températures de recuit.

Les figures 68 a et b montrent que pour les deux polarités de contrainte, la quantité de SILC non recuite est à pas peu près la même. D'autre part, dans ces deux cas, le SILC non recuit augmente légèrement avec la charge injectée pour une même tension de contrainte, et par conséquent un même courant de contrainte. Sur la figure 68c, nous avons représenté la quantité de SILC non recuite, en fonction du temps de recuit, après deux contraintes identiques ( $V_S = -3\text{V}$ ,  $Q_{inj} = 100\text{C/cm}^2$ ), mais effectuées à deux températures de contrainte différentes, la quantité de SILC non recuite augmente avec la température de contrainte. Non seulement le SILC augmente avec la température de contrainte, mais, les défauts créés à hautes températures de contrainte sont plus stables et donc beaucoup plus difficiles à recuire.



**Figure 68a :** Variation du SILC restant après un recuit à  $T = 250^{\circ}\text{C}$  et pour deux valeurs de charge injectée 10 et  $100\text{C}/\text{cm}^2$ , après **a)** une contrainte négative  $V_S = -4\text{V}$  et **b)** une contrainte positive  $V_S = +4\text{V}$ .



**Figure 68c :** Variation du SILC restant après un recuit à  $T = 250^{\circ}\text{C}$  après une contrainte négative  $V_S = -3\text{V}$ , une valeur de la charge injectée de  $100\text{C}/\text{cm}^2$  et pour deux température de contrainte.

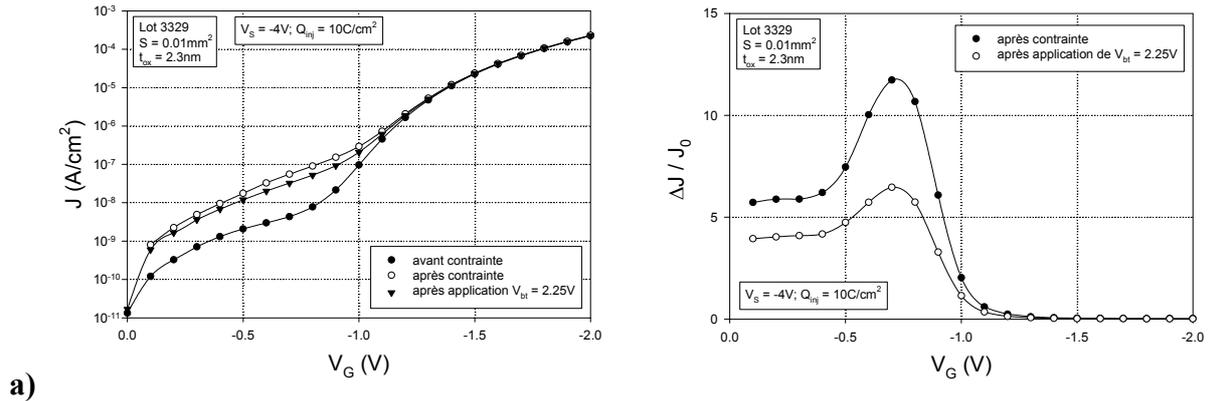
#### 2.5.1.4. Effet d'un recuit en tension après une contrainte négative à température ambiante

Nous avons voulu voir si l'application d'une basse tension  $V_{bt}$  sur la grille, après une contrainte en tension, pouvait avoir un effet sur le SILC.

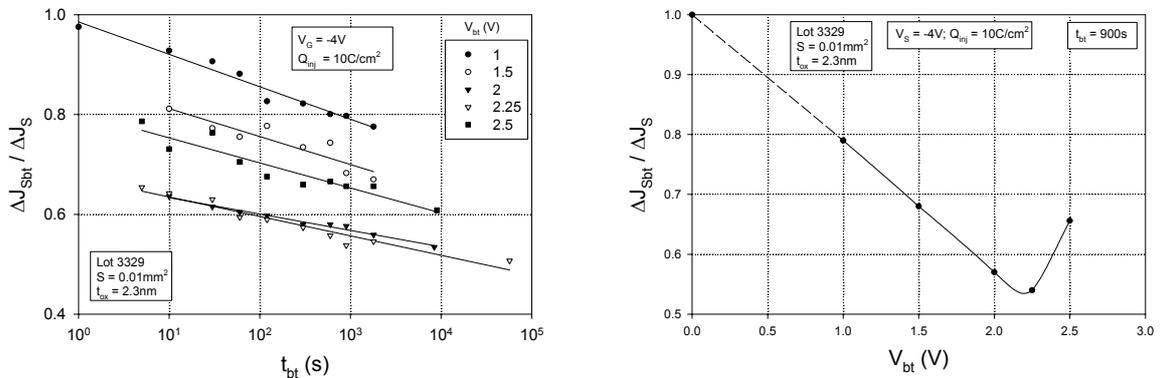
Les figures 69a et b montrent les caractéristiques  $I_G$   $V_G$  et  $\Delta J/J_0$  après une contrainte à tension constante ( $V_S = -4\text{V}$ ,  $Q_{inj} = 10\text{C}/\text{cm}^2$ ) et après application d'une basse tension positive  $V_{bt} = 2.25\text{V}$  pendant 900s. La diminution de  $\Delta J/J_0$  est linéaire en fonction du logarithme du temps d'application (figure 70) et de l'amplitude de cette basse tension (figure 71) jusqu'à 2.25V, ensuite nous observons une augmentation du SILC due au fait que la tension appliquée à la grille contraint l'échantillon. Cette diminution est stable, car nous avons vérifié que 24

heures après l'application de  $V_{bt}$  (l'échantillon étant resté non polarisé à température ambiante), le SILC, non seulement n'a pas augmenté, mais a continué à diminuer légèrement.

L'application d'une basse tension négative n'entraîne qu'une faible diminution de  $\Delta J/J_0$  en fonction du temps (figure 72) et de l'amplitude, entre 0 et  $-3V$  (figure 73);  $\Delta J/J_0$  augmente au-delà de  $-3V$ , la basse tension contraignant l'échantillon.

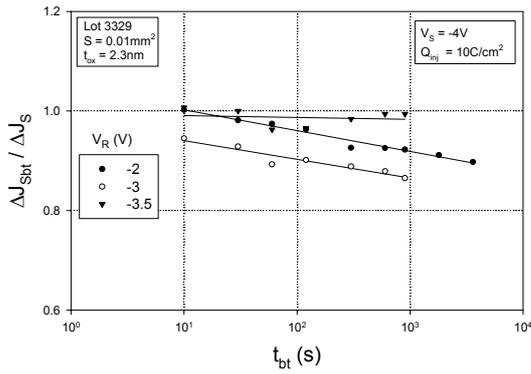


**Figure 69 :** a) Caractéristiques  $J-V_G$  et b) variations relatives du SILC avant, après une contrainte CVS à la température ambiante et après application d'une basse tension  $V_{bt} = +2.25V$  pendant 900s..

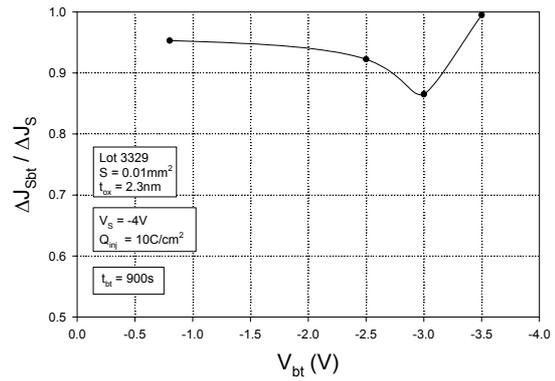


**Figure 70 :** Variation relative du SILC en fonction du temps d'application d'une basse tension positive.

**Figure 71:** Variation relative du SILC après application d'une basse tension positive pendant 900s.



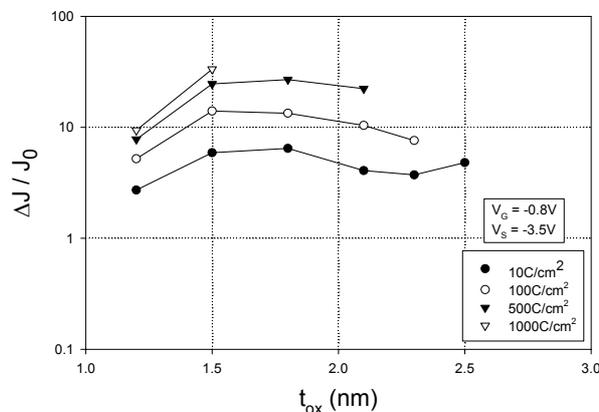
**Figure 72 :** Variation relative du SILC en fonction du temps d'application d'une basse tension négative.



**Figure 73 :** Variation relative du SILC après application d'une basse tension négative pendant 900s.

### 2.5.2. Etude du SILC sur des NMOSFETs d'épaisseur d'oxyde allant de 2.1 à 1.2nm du lot 6074

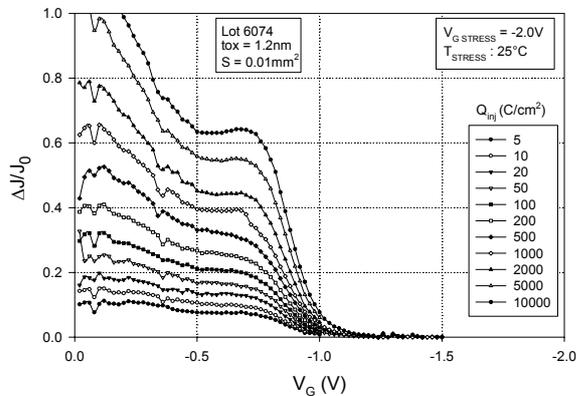
Nous avons effectué des mesures de  $\Delta J/J_0$  sur des échantillons du lot 6074 d'épaisseur d'oxyde allant de 1.2 à 2.5nm, après une contrainte en tension de  $V_S = -3.5V$  et pour plusieurs charges injectées. La figure 86 montre que, lorsque  $t_{ox}$  diminue de 2.5 à 1.2nm,  $\Delta J/J_0$  varie de moins d'une demi décade, alors que  $J_0$  s'accroît de plus de quatre décades. Par conséquent l'étude du SILC est une méthode qui reste très sensible pour l'étude de la dégradation des oxydes de grille dans toute cette gamme d'épaisseurs. Les résultats que nous avons obtenus à partir des mesures que nous avons effectuées sur les échantillons dont l'épaisseur de l'oxyde de grille est de 2.1nm, du lot 6074, sont très proches de ceux que nous venons d'exposer pour les échantillons d'épaisseur d'oxyde 2.3nm du lot 3329. Par conséquent, nous allons nous consacrer essentiellement aux NMOSs d'épaisseur de grille 1.2nm.



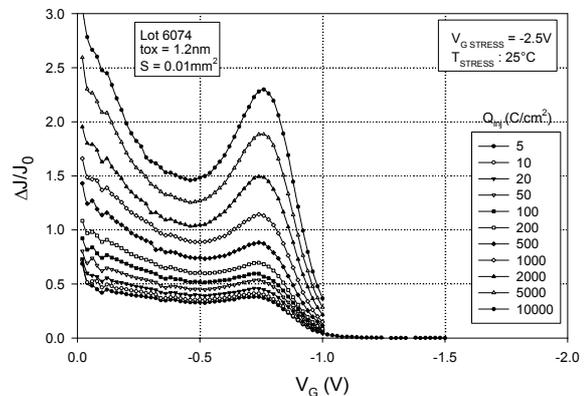
**Figure 86 :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de l'épaisseur de l'oxyde de grille  $t_{ox}$ , pour une contrainte à tension constante et pour plusieurs valeurs de charge injectée.

### 2.5.2.1. Effets de la tension de contrainte $V_S$

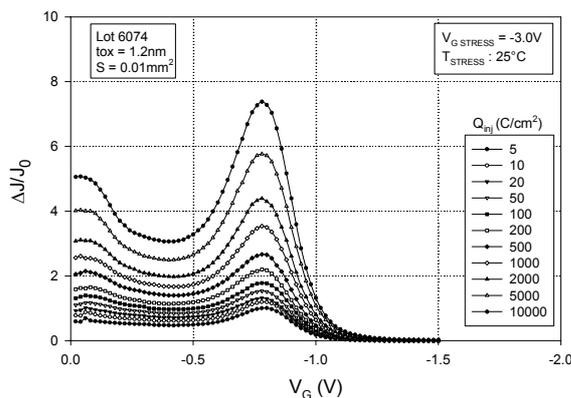
Les figures 77 à 80 montrent  $\Delta J/J_0$  en fonction de la tension  $V_G$ , pour diverses charges injectées et pour plusieurs tensions négatives de contrainte. Ces figures permettent de voir l'évolution de  $\Delta J/J_0$  entre 0 et  $-1V$ . Comme cela a été vu par Damien Zander [Zander2002] pour les échantillons d'épaisseur d'oxyde de grille de 2.1nm, pour les faibles tensions de contrainte, le SILC autour de 0V est plus élevé dans ce type d'échantillon qu'autour de  $-0.8V$ , contrairement à ce qui se passe à plus haut champ. Nous rappelons que cette structure n'est pas toujours observée.



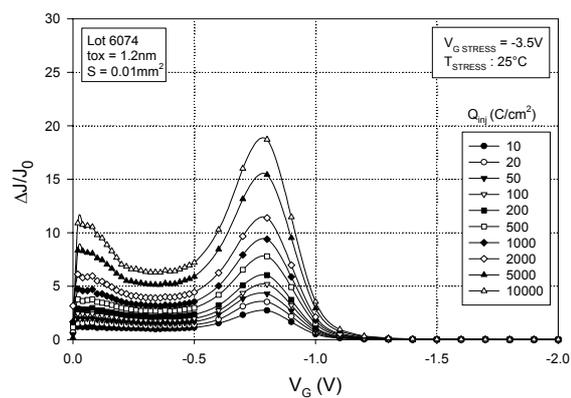
**Figure 77 :** Variation relative de  $\Delta J/J_0$  en fonction de  $V_G$ , après une contrainte négative à  $V_S = -2V$ , pour plusieurs charges injectées.



**Figure 78 :** Variation relative de  $\Delta J/J_0$  en fonction de  $V_G$ , après une contrainte négative à  $V_S = -2.5V$ , pour plusieurs charges injectées.



**Figure 79 :** Variation relative de  $\Delta J/J_0$  en fonction de  $V_G$ , après une contrainte négative à  $V_S = -3V$ , pour plusieurs charges injectées.

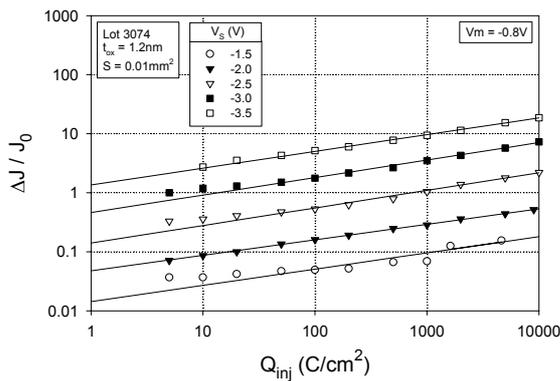


**Figure 80 :** Variation relative de  $\Delta J/J_0$  en fonction de  $V_G$ , après une contrainte négative à  $V_S = -3.5V$ , pour plusieurs charges injectées.

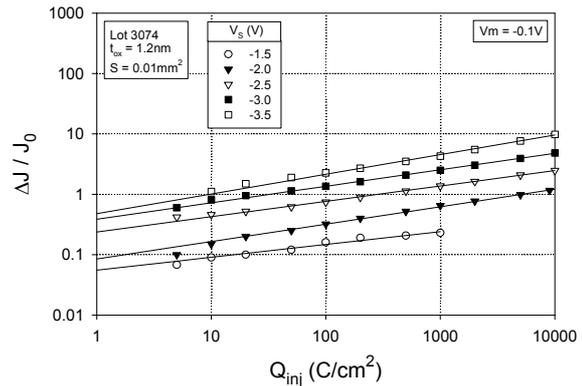
Les figures 81 et 82 montrent les variations de  $\Delta J/J_0$  pour  $V_G = -0.8V$  et  $V_G = -0.1V$ , après une contrainte négative. Les figures 83 et 84 montrent les variations de  $\Delta J/J_0$  pour les mêmes conditions de mesures mais après une contrainte positive [Meinertzhagen2002].

Pour les deux polarités de contrainte et pour les deux maxima, le SILC s'accroît en  $Q_{inj}^\alpha$ , avec une valeur de  $\alpha$  variant à la fois très peu avec la tension de contrainte  $V_S$  et la tension de mesure  $V_G$ . Dans ces quatre figures, les minima de charges injectables, qui sont limités à basse injection par le temps de montée du signal de contrainte, sont relativement élevés, en raison de la forte valeur du courant de grille  $I_G$ . Pour les oxydes plus épais, le maximum de charge injectée est limité par le temps de contrainte requis, mais aussi par le claquage de l'oxyde.

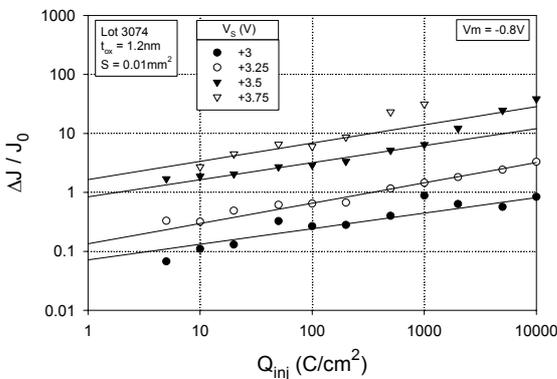
La figure 81 montre, qu'une tension aussi faible que  $-1.5V$  est contraignante à la température ambiante. Des défauts peuvent donc être créés avec une énergie de  $1.5eV$ .



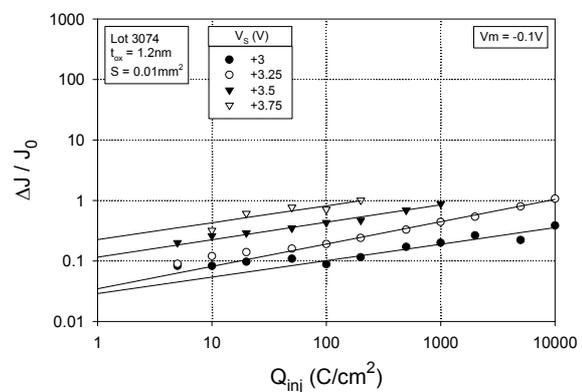
**Figure 81 :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée  $Q_{inj}$ , pour plusieurs tensions de contrainte négatives. La tension de mesure est  $-0.8V$ .



**Figure 82 :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée  $Q_{inj}$ , pour plusieurs tensions de contrainte négatives. La tension de mesure est  $-0.1V$ .

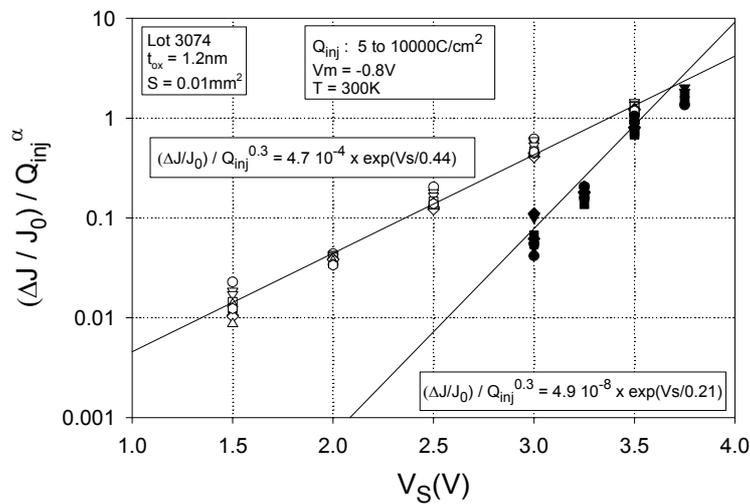


**Figure 83 :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée  $Q_{inj}$ , pour plusieurs tensions de contrainte positives. La tension de mesure est  $-0.8V$ .



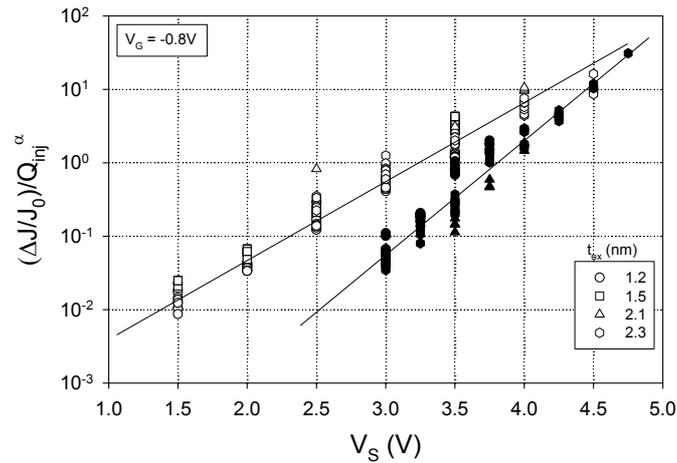
**Figure 84 :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée  $Q_{inj}$ , pour plusieurs tensions de contrainte positives. La tension de mesure est  $-0.1V$ .

$\alpha$  variant peu avec la tension de contrainte  $V_S$ , il est donc possible de représenter, comme nous l'avons fait pour les échantillons d'épaisseur d'oxyde 2.3nm, les variations  $(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha$  en fonction de  $V_S$  pour les deux sens de la polarité, comme nous le montre la figure 85, pour une tension de mesure  $V_G = -0.8V$ . Après une contrainte positive, la pente de la courbe est approximativement de deux décades par volt, et après une contrainte négative, cette pente est de une décade par volt. Ces valeurs sont identiques à celles que nous avons trouvées pour les épaisseurs 2.3nm. Le point de croisement a lieu aux alentours de  $|3.75|V$ , ce point est très légèrement inférieur à la valeur trouvée pour les 2.1nm.



**Figure 85 :** Variations de  $\Delta J/J_0/Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte  $V_S$  pour les deux sens de polarité, pour plusieurs valeurs de la charge injectée  $Q_{inj}$ . Les symboles noirs correspondent à une tension de contrainte positive et les symboles blancs à une tension de contrainte négative.

Nous avons tracé sur la figure 86 les variations de  $\Delta J/J_0/Q_{inj}^\alpha$  en fonction de  $|V_S|$  pour les deux sens de la polarité de  $V_S$ . Ces valeurs ont été mesurées à  $V_G = -0.8V$ , pour  $t_{ox} = 1.2, 1.5, 2.1$  et  $2.3nm$ . On voit que  $\Delta J/J_0/Q_{inj}^\alpha$  dépend peu de l'épaisseur de l'oxyde de grille.



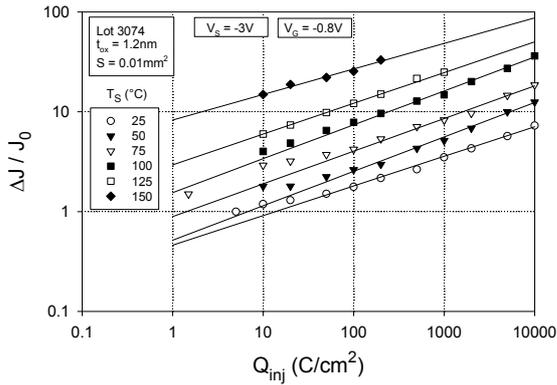
**Figure 86 :** Variations de  $\Delta J/J_0/Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte  $V_S$  pour les deux sens de polarité, pour plusieurs valeurs de la charge injectée  $Q_{inj}$  pour des épaisseurs d'oxyde de 1.2, 1.5, 2.1 et 2.3nm. Les symboles noirs correspondent à une tension de contrainte positive et les symboles blancs à une tension de contrainte négative.

### 2.5.2.2. Effets des contraintes en température

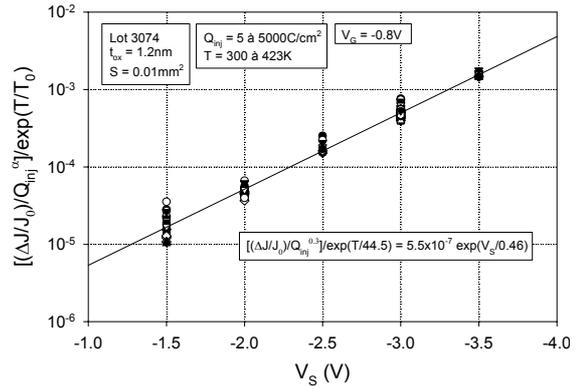
La figure 87 montre les variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée pour une tension de contrainte  $V_S = -3V$  et pour diverses températures de contrainte. Ces différentes figures montrent que  $\Delta J/J_0$  suit toujours une loi de puissance avec la charge injectée ( $Q_{inj}^\alpha$ ), quelle que soit la température de contrainte, avec un facteur  $\alpha$  variant très peu avec la température. Il est donc possible de normaliser ces variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction  $Q_{inj}^\alpha$  et de la température de contrainte  $T_S$ . La figure 88 montre la variation de  $\{[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]/[\exp(T_S/T_0)]\}$  en fonction de la tension de contrainte  $V_S$ , qui s'accroît d'une décade par volt, comme nous l'avons déjà remarqué pour les oxydes d'épaisseur 2.3nm.

Dans la figure 89, nous comparons les variations  $\{[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]/[\exp(V_S/V_0)]\}$  en fonction de la température de contrainte, pour  $t_{ox} = 2.3nm$  et pour  $t_{ox} = 1.2nm$ , où  $V_0$  est une constante pour chaque épaisseur. Nous voyons que l'accroissement est d'une décade par 100K pour les deux épaisseurs d'oxyde.

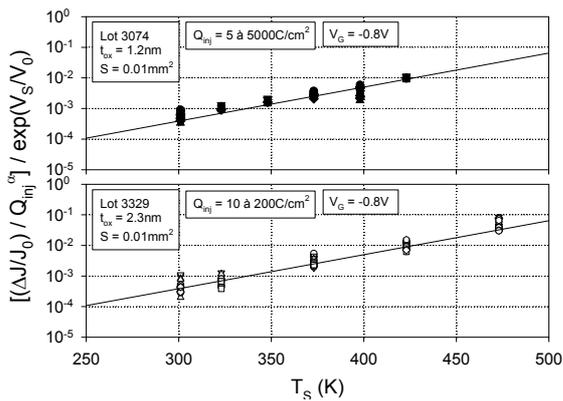
Dans la figure 90, nous comparons les variations du SILC mesuré à 0V et  $-0.8V$  en fonction de la température de contrainte et pour  $t_{ox} = 1.2nm$ . Nous voyons une saturation à haute température de  $\Delta J/J_0$  mesuré à 0V, alors que nous ne l'observons pas à  $-0.8V$ . Par conséquent les défauts actifs à 0V et  $-0.8V$  ont des caractéristiques différentes, ce que nous avons déjà observé au paragraphe 2.5.2.1. lors d'une étude en tension.



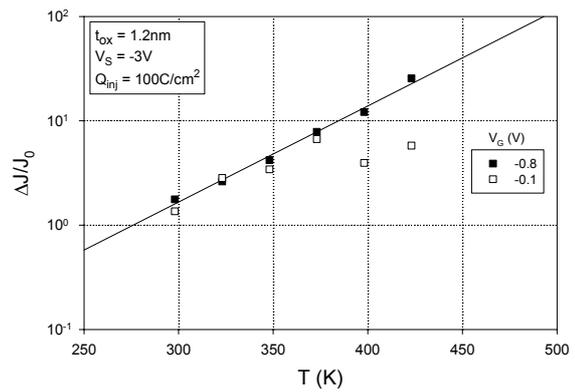
**Figure 87 :** Variations relatives du SILC en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de -3V et une tension de mesures  $V_G = -0.8V$ .



**Figure 88 :** Variation de  $\{[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]/[\exp(T_S/T_0)]\}$  en fonction de la tension de contrainte  $V_S$ , pour diverses températures de contrainte  $T_S$  et pour des charges injectées allant de 10 à 10000C/cm<sup>2</sup>.  $T_0$  est une constante et la tension de mesure est  $V_G = -0.8V$ .



**Figure 89 :** Variation de  $\{[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]/[\exp(V_S/V_0)]\}$  en fonction de la température de contrainte  $T_S$ , pour différentes conditions de contrainte et pour  $t_{ox} = 1.2nm$ , courbe supérieure et  $t_{ox} = 2.3nm$ , courbe inférieure.



**Figure 90 :** Comparaison entre les variations normalisées du SILC en fonction de la température de contrainte, du premier maximum du SILC ( $V_G = -0.1V$ ) et du second maximum ( $V_G = -0.8V$ ).

### 2.5.2.3. LVSILC et pièges neutres d'oxyde

La figure 91a montre les courbes de la densité de courant  $J_0(1/T)$  d'un échantillon avant contrainte et la variation du courant de fuite  $\Delta J(1/T)$  après une contrainte à température ambiante pour trois tensions de mesure et pour une épaisseur d'oxyde de 2.3nm.

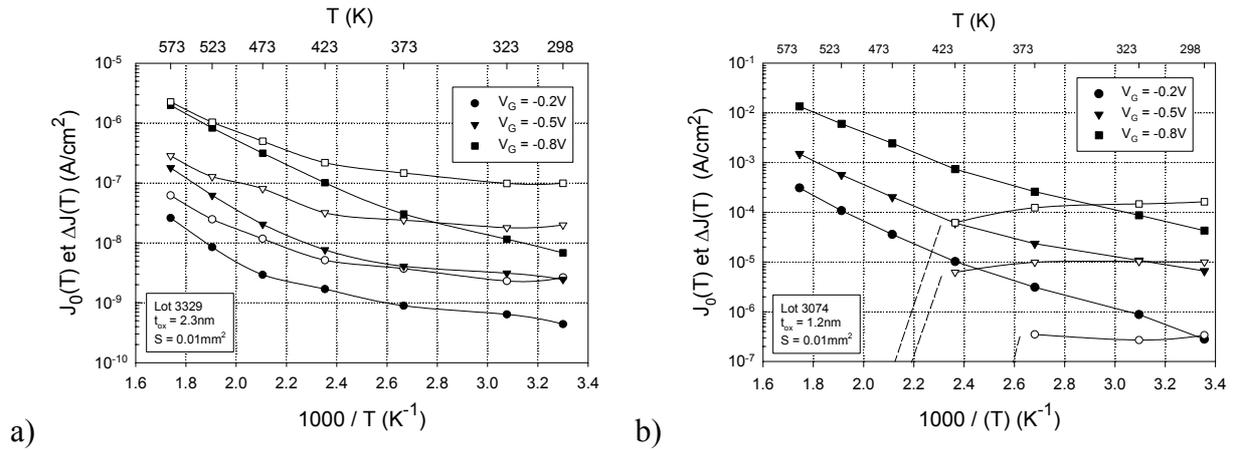
Ces courbes confirment que le courant grille avant contrainte a deux composantes, l'une (première composante), à basse température ( $< 373K$ ) indépendante de la température de mesure, et l'autre, à haute température (seconde composante), dépendant de la température de

mesure. Toutefois, pour la tension de mesure  $V_G = -0.8V$ , la dépendance du courant grille avec la température de mesure est importante dès la température ambiante. La première composante, observée à basse température, serait due d'après Ghetti et al [Ghetti2000] aux électrons "tunnelant" de la bande de conduction de la grille vers les états d'interface Si/SiO<sub>2</sub> (mécanisme 2 de la figure 92). La seconde composante, observée à haute température, est due aux électrons excités thermiquement "tunnelant", de la bande de conduction de la grille vers la bande de conduction du substrat (mécanisme 1 de la figure 92). C'est la composante principale à haute température. elle devient de plus en plus négligeable à température ambiante lorsque l'amplitude de la tension de mesure diminue.

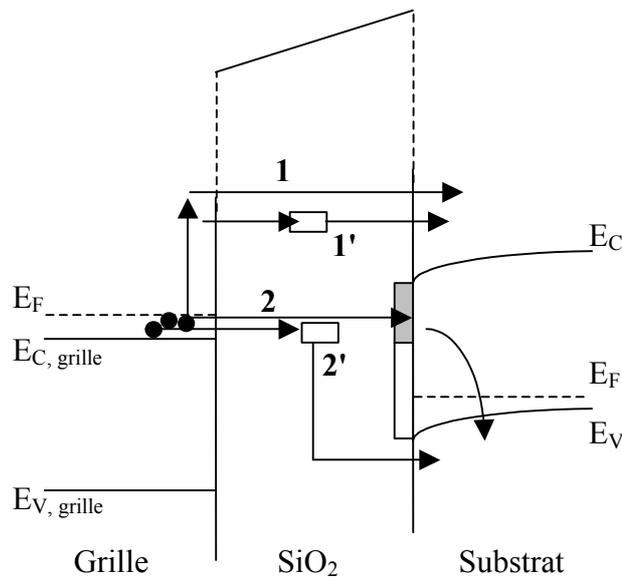
Le SILC a également ces deux mêmes composantes. Une composante dépendant de la température, observée à haute température et qui serait due aux électrons excités thermiquement tunnelant de bande à bande via les pièges d'oxyde créés par la contrainte. Nous pouvons en déduire que des pièges neutres ont été créés dans l'oxyde par la contrainte. Une composante indépendante de la température est due aux états d'interface créés par la contrainte (flèche 2 de la figure 92). D'après Ielmini [Ielmini2000a,b], cette seconde composante pourrait être due à un effet tunnel via des pièges d'oxyde (flèche 2', figure 92), mais ce mécanisme dépendrait plus de la température que le mécanisme via les effets d'interface.

Après contrainte, l'accroissement relatif de la première composante est plus important que celui de la seconde. Toutefois, la variation  $\Delta J$  à haute température est sous-estimée. En effet, nous avons vu précédemment que pour des températures supérieures à 425K, les phénomènes de recuits n'étaient plus négligeables. Ces pièges étaient visibles par l'augmentation du courant grille au dessus de la tension de bande plate comme on peut le voir sur les figures 52.

La figure 91b nous montre les mêmes courbes  $J_0(1/T)$ , mais pour une épaisseur d'oxyde de 1.2nm. Nous voyons que le courant avant contrainte dépend de la température dès la température ambiante, et ceci quelle que soit la tension de mesure. La seconde composante n'est plus négligeable à basse température. Cependant, le SILC reste indépendant de la température pour des température allant de 423K à la température ambiante, et,  $\Delta J$  n'est plus mesurable à hautes températures en raison de l'augmentation du courant tunnel direct activé thermiquement, il n'est plus donc possible de mettre en évidence la présence de pièges dans l'oxyde si de tels pièges étaient créés par la contrainte par des mesures à haute température.



**Figure 91 :** Variation du courant grille  $J_0(T)$  avant contrainte (symboles noirs) et de  $\Delta J(T)$  (symboles blancs) en fonction de  $1/T$ , où est la température de mesure, pour plusieurs valeurs de la tension de mesure  $V_G$ . Les conditions de contrainte sont  $V_S = -3.5V$ ,  $Q_{inj} = 100C/cm^2$ . **a)** L'épaisseur de l'oxyde est  $t_{ox} = 2.3nm$ . **b)** L'épaisseur de l'oxyde est  $t_{ox} = 1.2nm$



**Figure 92 :** Mécanismes de conduction tunnel dans une structure MOS de faible épaisseur d'oxyde de grille.

### 2.5.3. Conclusions

Compte tenu de l'augmentation du courant tunnel, les variations du courant grille ne peuvent être étudiées que dans le domaine du LVSILC.

Nous avons vu que le LVSILC a deux composantes :

- une composante dépendant de la température, observée à haute température et qui serait due aux électrons excités thermiquement "tunnelant" de bande à bande via les pièges d'oxyde créés par la contrainte

- une composante indépendante de la température, due aux états d'interface, situés près du niveau de la bande de conduction, créés par la contrainte.

Nous avons vu que dans la gamme d'épaisseur allant de 2.3 à 1.2nm,  $\Delta J/J_0$  varie de moins d'une demi décade, alors que  $J_0$  s'accroît de plus de quatre décades. Par conséquent l'étude du SILC est une méthode qui reste très sensible pour l'étude de la dégradation des oxydes de grille dans toute cette gamme d'épaisseurs.

Pour les échantillons NMOSFETs d'épaisseur d'oxyde variant de 2.3 à 1.2nm, nous avons observé pour les contraintes CV, que  $\Delta J/J_0$  présentait un maximum à  $-0.8V$ . La variation de ce maximum varie en fonction de la charge injectée selon une loi de puissance en  $Q_{inj}^\alpha$ . L'accélération en tension est de l'ordre de  $\sim 2$  décades par V, pour les contraintes positives et de  $\sim 1$  décade par V, pour les contraintes négatives. Nous avons vu qu'au dessus du point de croisement de ces deux courbes, le claquage de l'oxyde est rapidement atteint. Par conséquent, à bas champ, une contrainte positive sera moins dégradante qu'une contrainte négative.

Les diverses mesures de  $\Delta J/J_0$ , nous ont permis de voir que pour une tension aussi basse que  $-1.5V$ , des dégradations étaient encore visibles.

Lors de contraintes en température, l'accélération en température est d'une décade par 100K, quelle que soit la charge injectée et la tension de contrainte, si  $V_S < |3|V$ . Les pièges créés sont plus stables que ceux créés à la température ambiante quelle que soit la polarité de contrainte.

Nous n'avons pas effectué de statistique de claquage, mais nous avons pu noter au cours de nos mesures, que la plupart des claquages de l'oxyde arrivent lorsque l'amplitude  $\Delta J/J_0$ , mesuré à  $-0.8V$ , atteint une valeur critique de 80. Cette valeur semble être indépendante de la température de contrainte et, lorsque l'on peut l'atteindre, de la tension de contrainte.

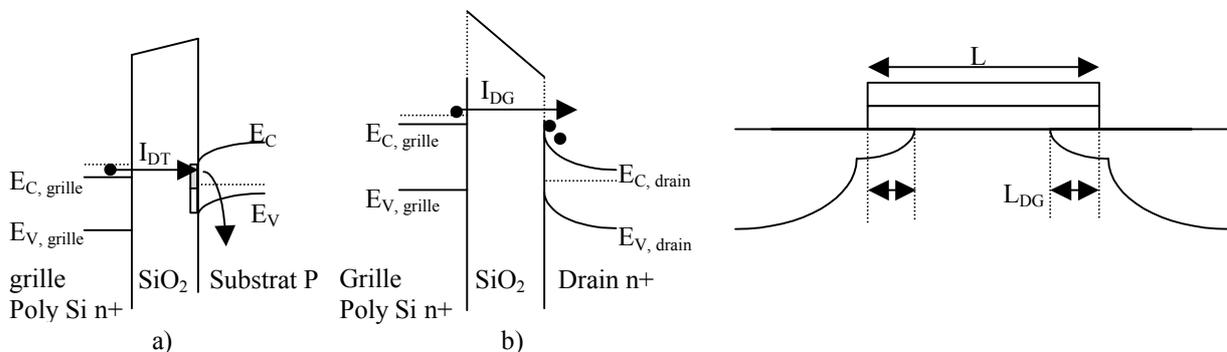
Pour ces épaisseurs d'oxyde, les recuits en tension ne sont efficaces que pour des faibles tensions de signe opposé à la tension de contrainte.

## 2.6. Courant de fuite drain source (Edge Direct Tunnel - EDT)

Nous allons voir maintenant que le courant grille-drain à basse tension grille peut l'emporter sur le courant grille-substrat lorsque la taille des échantillons diminue.

Toutes les mesures que nous avons réalisées jusqu'à présent, ont été effectuées sur des composants de grande surface. Si les dimensions des composants diminuent, le courant grille-substrat diminue proportionnellement avec les dimensions du canal ( $W \times L$ ). Toutefois, si la zone de chevauchement drain-grille (ou source-grille) reste constante le courant tunnel associé à la région de chevauchement diminuera seulement comme  $W$ , donc moins rapidement que le courant grille-substrat. Dans le domaine de mesure du LVSILC, le courant grille-substrat étant dû à un effet tunnel via les états d'interface, sa densité sera très inférieure à la densité du courant grille-drain (ou source) ( $J_{DG}$ ) qui lui, est dû à un courant direct tunnel (voir figure 93a et b). Il pourra être du même ordre de grandeur que le courant grille, voire le dominer. Si  $L < L_{DG} \times (J_{DG}/J_G)$ , le courant grille-drain l'emportera sur le courant grille-substrat dans le domaine du LVSILC. Ce courant ne dépend pas de la surface  $W \times L$  du canal, mais de la surface de chevauchement  $W \times L_{DG}$ , où  $L_{DG}$  est la longueur de la région de chevauchement (fig. 93c), il est donc indépendant de la longueur du canal, si  $L_{DG}$  reste constant.

Pour étudier la création de défauts lors d'une contrainte à tension constante, il est possible d'utiliser des MOSFETs ayant une surface active de grille ( $W \times L$ ) importante. Pour étudier la dégradation de l'oxyde, induite par une injection de porteurs chauds à partir du canal, des MOSFETs à faible longueur de canal sont nécessaires. Dans ce dernier cas il sera toujours important de vérifier l'importance du courant grille-drain (ou grille-source).



**Figure 93a :** Diagramme de bandes d'énergie de la région a) grille-oxyde-substrat, b) grille-oxyde-drain.

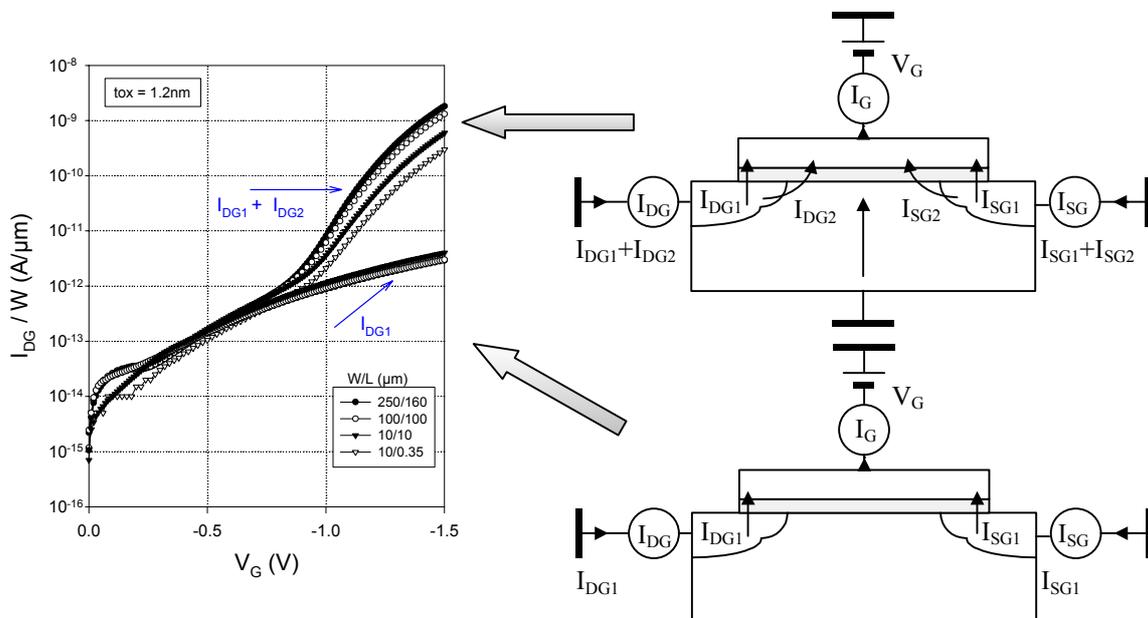
**Figure 93c :** Schéma montrant la zone de chevauchement.

### 2.6.1. Méthode de mesure du courant grille-drain

Il est donc important de comparer expérimentalement le courant grille-drain au courant grille-substrat, afin de voir lequel est dominant à basse tension, et de permettre ainsi d'interpréter les mesures du LVSILC après contrainte. Il est intéressant aussi de regarder si ce courant de chevauchement varie avec la dégradation.

Pour cela, nous avons réalisé deux types de mesure. Dans les deux cas, la grille est polarisée et le drain et la source sont reliés à la masse. Le substrat est, dans un cas relié à la masse, dans l'autre cas, laissé en l'air, comme le montre la figure 94. Nous avons tracé, figure 94, les variations de  $I_{DG}/W$  pour différentes valeurs de  $W$  et de  $L$ . Lorsque le substrat est en l'air, le courant de fuite grille-drain est indépendant de la longueur du canal, il est donc égal au courant EDT. Nous appellerons ce courant  $I_{DG1}$ . Lorsque le substrat est à la masse, le courant  $I_{DG}$  devient supérieur au courant  $I_{DG1}$  pour des valeur de  $V_G < -0.75V$ . Nous avons noté ce courant  $I_{DG} = I_{DG1} + I_{DG2}$ . Le courant  $I_{DG2}$  doit provenir de la région voisine du drain, comme le montre la figure 94, il varie avec  $L$ .

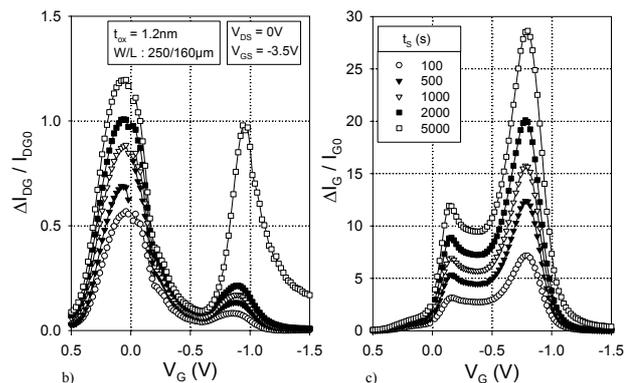
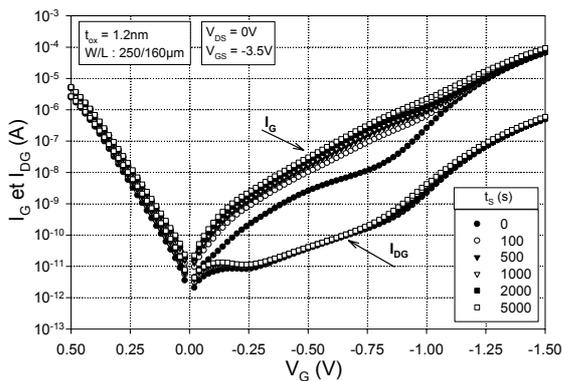
L'étude du courant EDT peut donc permettre d'avoir des renseignements sur la dégradation de la zone de chevauchement, par le suivi de  $I_{DG1}$ , mais aussi de la zone voisine de la zone de chevauchement, par le suivi de  $I_{DG2}$ .



**Figure 94 :** Caractéristiques  $I_{DG}/W$  ( $V_G$ ) pour plusieurs valeurs de  $L$ .  $I_{DG} = I_{DG1}$  ou  $I_{DG1}+I_{DG2}$  suivant que le substrat est en l'air ou à la masse.

### 2.6.2 Comparaison des courants grille-substrat et grille-drain après une contrainte CV

La figure 95a montre les caractéristiques  $I_G(V_G)$  et  $I_{DG}(V_G)$  avant et après une contrainte à tension constante ( $V_G = -3.5V$ ), pour différentes charges injectées et pour un transistor de grande surface ( $W/L = 250/160\mu m$ ). Les figures 95b et c montrent les variations relatives de  $\Delta I_G/I_{G0}$  et  $\Delta I_{DG}/I_{DG0}$ . Sur la figure 95b, nous voyons un maximum autour de  $V_G = 0V$  dû à  $I_{DG1}$  et un second maximum vers  $-0.8V$ , dû à  $I_{DG2}$ . Ces deux maxima augmentent en fonction de la durée de contrainte. D'autre part, nous voyons sur cette courbe une très forte augmentation du maximum à  $V_G = -0.8V$ , due à  $I_{DG2}$ , après une injection pendant 5000s. Cette brutale augmentation correspond à un soft-breakdown dans la région voisine du drain. Nous avons observé une dégradation similaire du courant source. Nous pouvons remarquer que cette augmentation brutale de la dégradation n'est pas visible sur les courbes  $I_G(V_G)$  (ou  $\Delta I_G/I_{G0}$ ) (figure 95c) [Meinertzhagen2002].



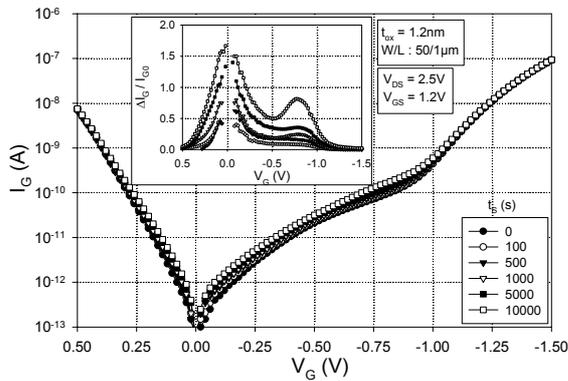
**Figure 95a :**  $I_G$  et  $I_{DG}(V_G)$  avant et après une contrainte à tension constante.

**Figure 95b, c :** Variations de  $\Delta I_G/I_{G0}$  et  $\Delta I_{DG}/I_{DG0}$ , avant et après une contrainte à tension constante.

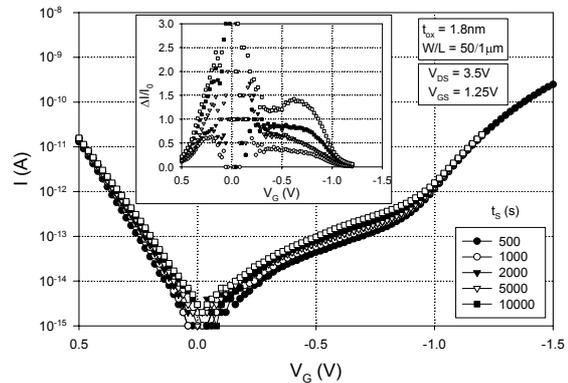
### 2.6.3 Comparaison des courants grille-substrat et grille-drain après une contrainte par porteurs chauds

Dans un transistor, les contraintes par porteurs chauds, CHC (Channel Hot Carrier), à maximum de courant substrat, sont d'autant plus importantes pour une même tension  $V_{DS}$ , que la longueur du canal ( $L$ ) est faible. Si les dimensions du transistor diminuent, le courant grille diminue également. Les transistors que nous avons étudiés ont pour dimensions  $W/L = 50/1\mu m$ , nous n'avons pu observer le LVSILC. Pour les épaisseurs plus épaisses, le courant grille devient plus faible que le niveau de bruit de l'appareil de mesure et le LVSILC

n'est plus observable. Les figures 96 et 97 montrent que le LVSILC peut être observé, après contrainte CHC, pour des épaisseurs de 1.2 et 1.8nm. Vers 0V, pour  $t_{ox} = 1.8\text{nm}$ , les mesures manquent de précision, néanmoins, nous pouvons remarquer pour ces deux épaisseurs, que le maximum autour de 0V est plus élevé que le maximum autour de  $-0.8\text{V}$ .



**Figure 96** : Caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  avant et après contrainte CHC et variations relatives du SILC à  $V_{DS} = 2.5\text{V}$  et  $V_{GS} = 1.2\text{V}$ , pour  $t_{ox} = 1.2\text{nm}$ .

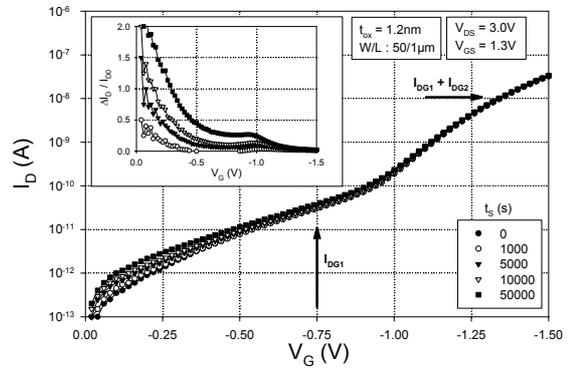
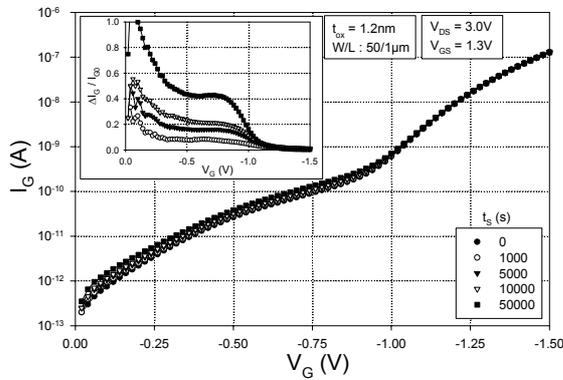


**Figure 97** : Caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  avant et après contrainte CHC et variations relatives du SILC à  $V_{DS} = 3.5\text{V}$  et  $V_{GS} = 1.25\text{V}$ , pour  $t_{ox} = 1.8\text{nm}$ .

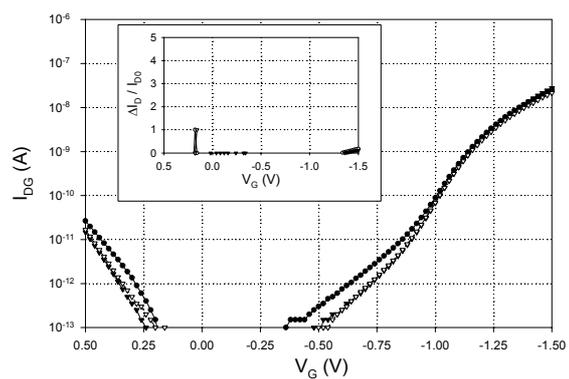
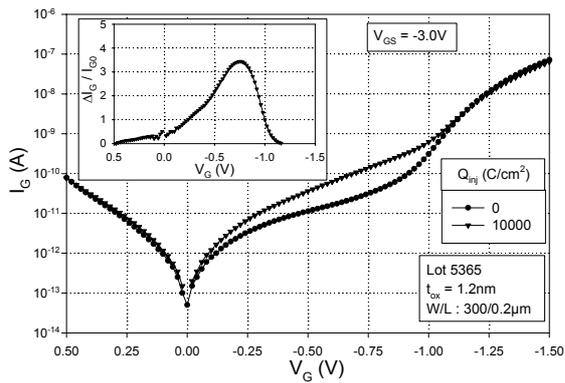
Les figures 98a et b montrent les courbes  $I_G(V_G)$  et  $I_{DG}(V_G)$ , ainsi que les variations relatives de  $\Delta I_G/I_{G0}$  et  $\Delta I_{DG}/I_{DG0}$  avant et après contraintes. On peut remarquer que dans ce cas, le courant  $I_G$  n'est que très légèrement supérieur à  $I_{DG1}$ . L'accroissement de  $I_G$  et de  $I_{DG}$  se produit pour des valeurs inférieures à  $V_G = -0.8\text{V}$ . Dans cette région de tension,  $I_{DG} = I_{DG1}$ . Nous n'avons constaté aucune dégradation du courant grille-source. La comparaison de ces deux figures montre que l'accroissement de  $I_G$  est dû en grande partie à l'accroissement de  $I_{DG1}$ . La dégradation de  $I_{DG}$  jusqu'à  $-0.8\text{V}$  ne peut être expliquée que par la création de pièges d'oxyde au dessus du drain. Le pic à 0V a été également observé pour des contraintes à tension constante.

Sur les figures 99a et b et 100a et b sont représentées les caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  et  $I_{DG}$ - $V_G$ , avant et après respectivement une contrainte CV ou une contrainte CHC, pour des échantillons d'un lot différent (lot 5365) et de dimension différente. La première remarque que nous pouvons faire est, que pour cet échantillon, le courant grille-drain est beaucoup plus faible que dans les échantillons précédents et est négligeable devant le courant grille-substrat à basse tension. La zone de chevauchement doit être plus faible. D'autre part, pour les deux types de contrainte choisies (CVS et CHC), le pic à 0V a disparu. Nous voyons également que le courant  $I_{DG}$  tend à diminuer après une contrainte CV ou CHC. Il semblerait donc qu'une charge négative soit piégée dans la zone de chevauchement. La différence entre la dégradation

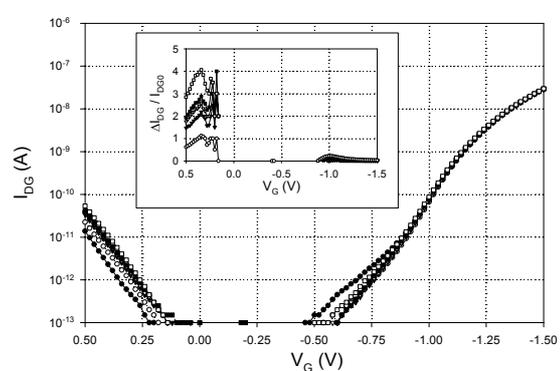
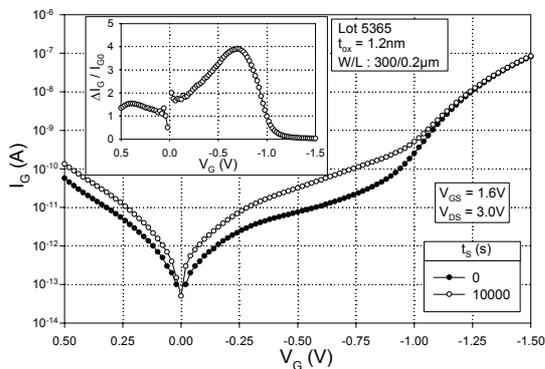
des courants  $I_{DG}$  des figures 98 et 100 pourrait être due à un effet de la largeur de la zone de chevauchement.



a) b)  
**Figure 98a et b** :  $I_G(V_G)$  et  $I_D(V_G)$  avant et une après une contrainte au maximum de courant substrat. Les variations  $\Delta I_G/I_{G0}$  et  $\Delta I_{DG}/I_{DG0}$  sont représentées dans les inserts.



**Figure 99a et b** :  $I_G(V_G)$  et  $I_{DG}(V_G)$  avant et après une contrainte à tension constante  $V_G = -3V$ . Dans les inserts sont représentés  $\Delta I_G/I_{G0}$  et  $\Delta I_{DG}/I_{DG0}$ .



**Figure 100a et b** :  $I_{DG}(V_G)$  et  $I_G(V_G)$  avant et après une contrainte CHC à  $V_{DS} = 3.0V$  et  $V_G = 1.6V$ . Dans les inserts sont représentés  $\Delta I_G/I_{G0}$  et  $\Delta I_{DG}/I_{DG0}$ .

#### 2.6.4. Conclusions

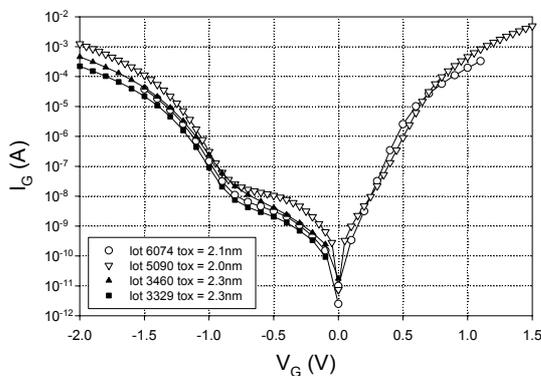
Nous avons vu au cours de cette étude, qu'à basse tension, lorsque la longueur du canal diminue, le courant grille-substrat peut être dominé par le courant grille-drain ( $I_{DG}$ ). Il est donc nécessaire, avant d'interpréter les courbes du LVSILC, obtenues après des contraintes effectuées sur des transistors à canaux courts, de vérifier quel est le courant dominant à basse tension.

Nous avons vu également que, lorsque le drain et la source étaient à la masse et le substrat en inversion, une partie du courant  $I_{DG}$  venait de porteurs ayant traversé la zone de l'oxyde voisine de la zone de chevauchement. L'étude de ce courant peut apporter des renseignements non seulement sur la dégradation de la zone de chevauchement mais aussi sur celle voisine de cette zone d'oxyde

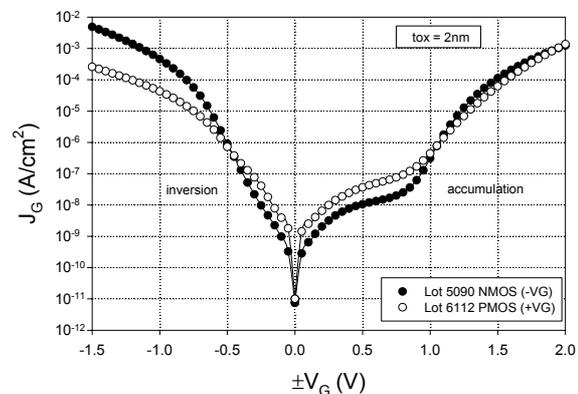
L'étude de la fiabilité au dessus du drain est importante, puisque, les défauts créés dans cette zone seraient responsables du hard-breakdown [**Degreave2001**] alors que le claquage de l'oxyde situé au-dessus du substrat serait responsable du soft-breakdown.

## 2. 7. Comparaison de la dégradation entre des échantillons N et PMOSFETs d'épaisseur d'oxyde de 2nm des lots 5090 et 6112.

Nous allons comparer dans ce paragraphe, les résultats obtenus sur des N (lot 5090) et PMOSFETs (lot 6112) de même technologie et de même épaisseur d'oxyde de grille (2.0nm), contrairement aux échantillons étudiés précédemment, des poches ont été implantées dans ces deux lots. Nous avons regroupé sur la figure 101, les caractéristiques  $I_G$ - $V_G$  avant contrainte, des différents échantillons que nous avons étudiés, pour  $t_{ox}$  compris entre 2.0 et 2.3nm. Pour  $V_G$  comprise entre  $-1.25$  et  $0.75V$ , la forme des courbes du lot 5090 diffère légèrement de celle des autres lots, ce qui peut être dû à l'implantation des poches. Sur la figure 102, nous avons représenté les courbes  $I_G$  ( $\pm V_G$ ) d'un PMOSFET et d'un NMOSFET. Les courants sont égaux dans le cas où les substrats sont en accumulation, car pour ces deux types de transistors, ce sont les électrons qui "tunnellent". Lorsque le substrat est en inversion, le courant du PMOS est inférieur à celui du NMOS, car dans ce cas les mécanismes de conduction sont différents. Entre 0 et  $-1.5$  le courant est un courant de trous pour les PMOS. Lorsque les substrats sont en déplétion ou en légère inversion, les courbes ont une forme similaire.



**Figure 101 :** Caractéristiques  $I_G(V_G)$  pour différents lots.

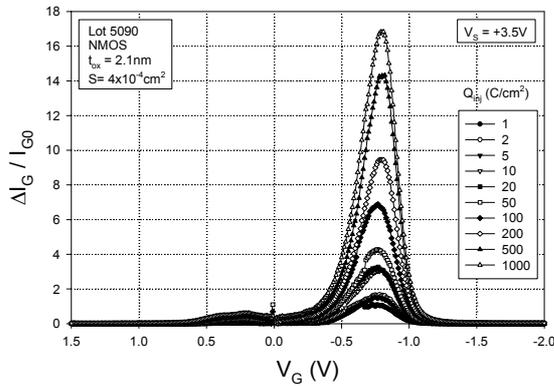


**Figure 102 :** Caractéristiques  $I_G(V_G)$  pour les lots 5090 (NMOSFETs) et 6112 (PMOSFETs), d'épaisseur d'oxyde 2nm.

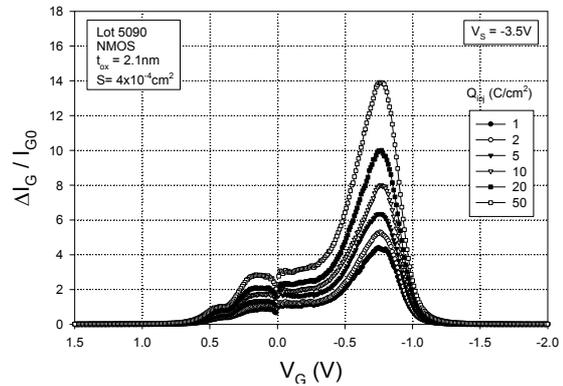
### 2.7.1. SILC dans les NMOSFET du lot 5090

Comme nous allons comparer les PMOSFET du lot 6112 et NMOSFET du lot 5090, nous commençons par donner des courbes de variations obtenues dans les NMOSFET du lot 5090, ces résultats sont similaires à ceux que nous avons vu précédemment

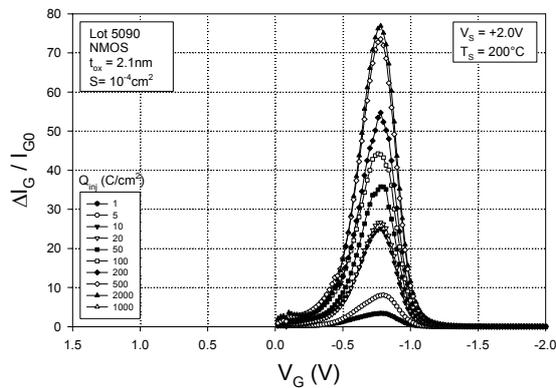
Les figures 103 et 104 montrent les variations relative du SILC, après une contrainte positive (figure 103) et après une contrainte négative (figure 104), et pour plusieurs charges injectées. La figure 105, montre les variations relatives du SILC après une contrainte négative effectuée à  $V_G = +2V$  et à une température de contrainte  $T_S = 200^\circ C$



**Figure 103 :** Variations relatives  $\Delta J/J_0$  après une contrainte positive à  $V_G = +3.5V$  et pour plusieurs charges injectées.



**Figure 104 :** Variations relatives  $\Delta J/J_0$  après une contrainte négative à  $V_G = -3.5V$  et pour plusieurs charges injectées.



**Figure 105 :** Variations relatives  $\Delta J/J_0$  après une contrainte négative à  $V_G = +2V$ , à une température  $T_S = 200^\circ C$  et pour plusieurs charges injectées.

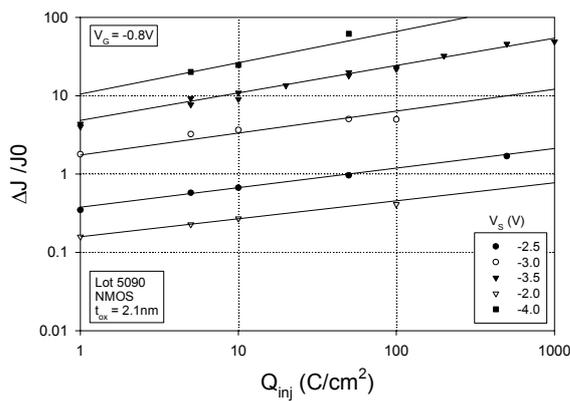
Pour les deux polarités de contrainte et pour une tension de mesure  $V_G = -0.8V$  (position du maximum de  $\Delta J/J_0$ ), le SILC s'accroît en  $Q_{inj}^\alpha$ , avec une valeur de  $\alpha$  variant à la fois très peu avec la tension de contrainte  $V_S$ , comme on peut le voir sur les figures 106 et 107. On peut toutefois remarquer que pour les basses tensions négatives de contrainte, les mesures manquent de précision. La figure 108 montre les variations  $(\Delta J/J_0)/ Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte, en considérant  $\alpha$  comme constant, quelle que soit la tension de contrainte. L'accélération en tension est de l'ordre de une décade par volt, pour les contraintes négatives, et de un peu moins de deux décades par volt pour les contraintes positives. Les

mesures effectuées à  $V_S = +2V$ , que nous n'avions pas réalisées jusqu'à présent, pourraient laisser penser que deux mécanismes de conduction existent, l'un à basse tension, l'autre à haute tension, à moins que cela soit dû à un manque de précision des mesures. Comme ce résultat est très important, car il permet ou non d'extrapoler les mesures à haute tension vers les mesures à basse tension, nous avons essayé de lever cette ambiguïté en effectuant des mesures à haute température.

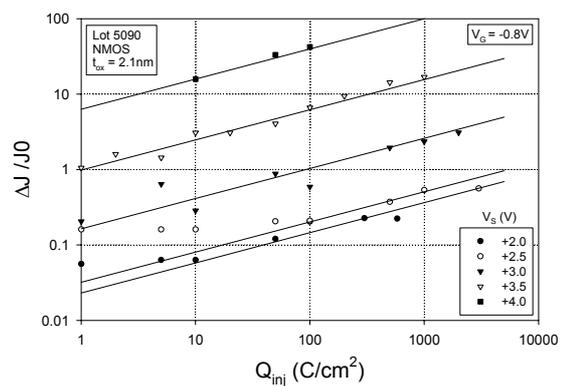
La figure 109 montre l'évolution de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour des températures de contrainte allant de  $25^\circ C$  à  $200^\circ C$ . Ces courbes évoluent en  $Q_{inj}^\alpha$ , avec une valeur de  $\alpha$  variant peu avec la température. Ceci va permettre d'extrapoler les valeurs basses températures, difficiles à mesurer, des valeurs mesurées à hautes températures.

Sur la figure 110, nous avons représenté pour la tension  $V_G = +2V$ , les mesures obtenues à la température ambiante (valeurs entourées) et les mesures extrapolées des mesures à hautes températures.

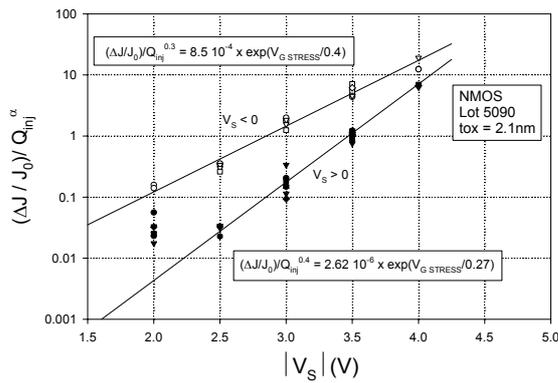
Si on les considère comme erronées, cette figure montre qu'il n'y a pas de rupture dans l'évolution de la variation du SILC à basse tension de contrainte. Le facteur d'accélération est l'ordre d'un peu moins de deux décades par volt et ce, jusqu'à  $V_S = +2V$ . La discontinuité à basse tension de contrainte, que nous avons vu figure 108, semble être due à un manque de précision des mesures faites à basse tension et à la température ambiante.



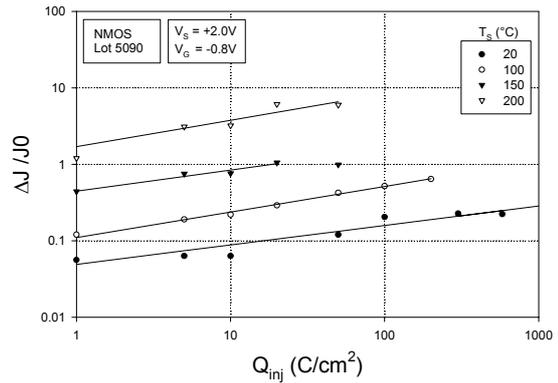
**Figure 106 :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée  $Q_{inj}$ , pour plusieurs tensions de contrainte négatives. La tension de mesure est  $-0.8V$ .



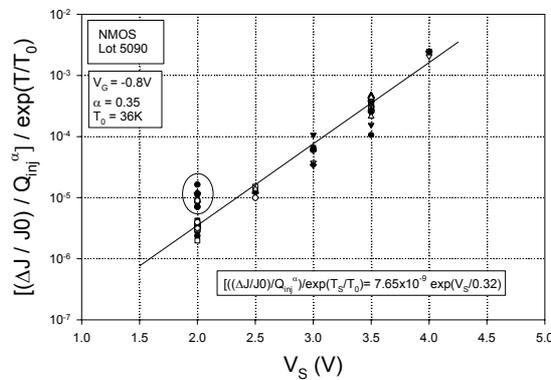
**Figure 107 :** Variations de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée  $Q_{inj}$ , pour plusieurs tensions de contrainte négatives. La tension de mesure est  $-0.8V$ .



**Figure 108 :** Variation de  $(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha$  en fonction des deux polarités de la tension de contrainte, pour plusieurs valeurs de la charge injectée  $Q_{inj}$ .



**Figure 109 :** Variations relatives du SILC en fonction de la charge injectée, pour différentes températures de contrainte, pour une tension de contrainte de +2V et une tension de mesures  $V_G = -0.8V$ .

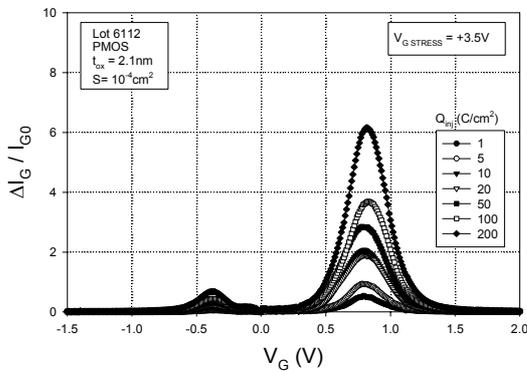


**Figure 110 :** Variation de  $\{[(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha]/\exp(T_s/T_0)\}$  en fonction de la tension de contrainte  $V_s$ , pour diverses températures de contrainte  $T_s$ . La tension de mesure est  $V_G = -0.8V$ .

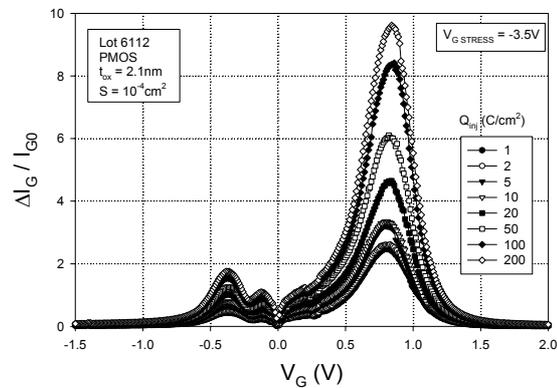
### 2.7.2. SILC dans les PMOSFET du lot 6112

Les figures 111 et 112 montrent les courbes  $\Delta J/J_0$  en fonction de  $V_G$ , obtenues après des contraintes positives et négatives et après plusieurs charges injectées. Ces deux figures sont assez similaires sauf autour de 0V. Pour cette amplitude de la tension de contrainte,  $\Delta J/J_0$  est plus élevé pour une contrainte négative que pour une contrainte positive. Dans les deux cas, on observe un pic important à +0.8V, un second pic est également observé aux environs de -0.45V. Pour ce second pic, la décroissance du côté des hautes tensions négatives, est due à l'augmentation du courant tunnel direct quand le composant passe en inversion; la décroissance du côté des faibles tensions négatives, pourrait être expliquée par la présence des pièges d'oxyde. L'allure de ces courbes est très proche de celle des figures 102 et 103,

réalisées sur le lot 5090, que nous avons étudié précédemment (à condition de changer  $V_G$  en  $-V_G$ ), excepté le pic situé à  $-0.45V$ , qui est relativement plus prononcé sur les NMOSFETs.

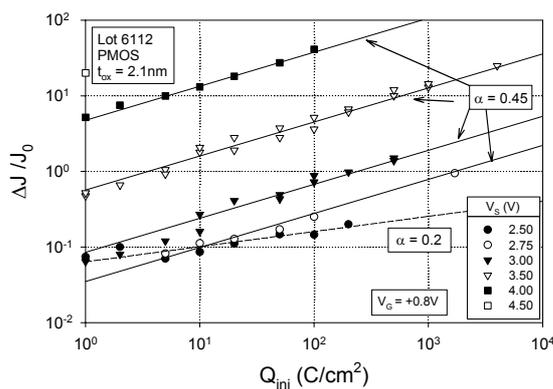


**Figure 111 :** Variations relatives  $\Delta J/J_0$  après une contrainte positive à  $V_G = +3.5V$  et pour plusieurs charges injectées.

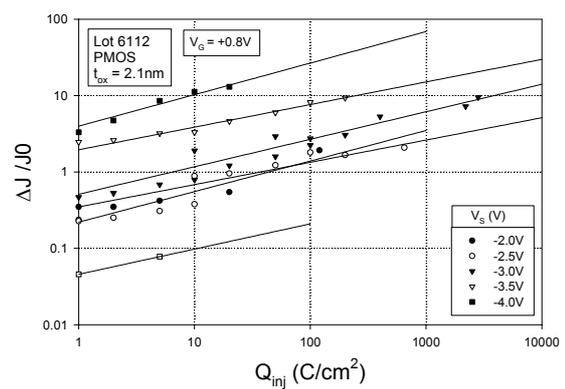


**Figure 112 :** Variations relatives  $\Delta J/J_0$  après une contrainte positive à  $V_G = -3.5V$  et pour plusieurs charges injectées.

Les figures 113 et 114 montrent que les variations relatives de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, quelle que soit la polarité de la contrainte, varie en  $Q_{inj}^\alpha$ , avec une valeur de  $\alpha$  comprise entre 0.2 et 0.5. La précision des mesures, pour des basses tensions de contrainte réalisées à la température ambiante, est faible. A condition que le mécanisme de la contrainte ne varie pas trop avec la température, des mesures plus précises, obtenues à des contraintes effectuées à plus haute température, peuvent être extrapolées à la température ambiante.



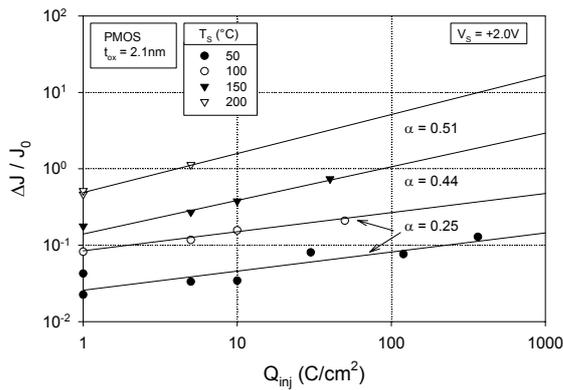
**Figure 113 :** Variations relatives du SILC en fonction de la charge injectée pour des contraintes à tensions négatives.



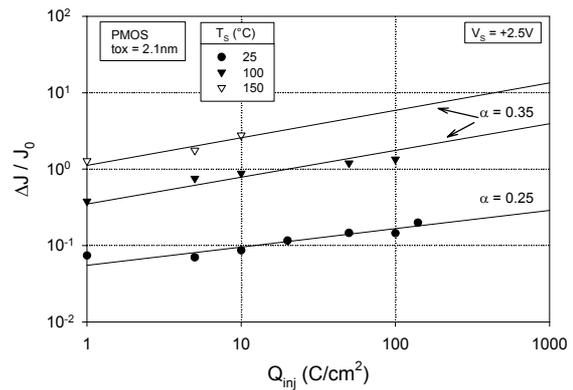
**Figure 114 :** Variations relatives du SILC en fonction de la charge injectée pour des contraintes à tensions positives.

Les figures 115 et 116 montrent l'évolution de  $\Delta J/J_0$  en fonction de la charge injectée, pour des tensions de contrainte de 2 et 2.5V et pour plusieurs températures de contrainte. Ces

résultats montrent que  $\alpha$  varie peu pour des températures de contrainte inférieures ou égales à 100°C, et augmente au dessus de cette valeur. Le même comportement a été observé pour des tensions de contrainte plus élevées. Les mesures en température ont montré également que  $\Delta J/J_0$  augmentait d'environ d'une décade pour 100K, pour des tensions de contrainte inférieures ou égales à 2.5V. Il est donc possible d'extrapoler les mesures obtenues à 50 et 100°C à la température ambiante.



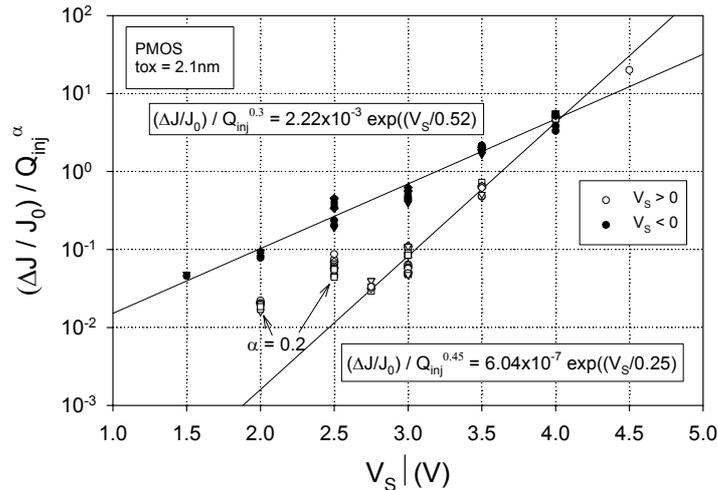
**Figure 115 :** Variations relatives du SILC en fonction de la charge injectée pour différentes températures de contrainte à  $V_s = 2V$ .



**Figure 116 :** Variations relatives du SILC en fonction de la charge injectée pour différentes températures de contrainte à  $V_s = 2.5V$ .

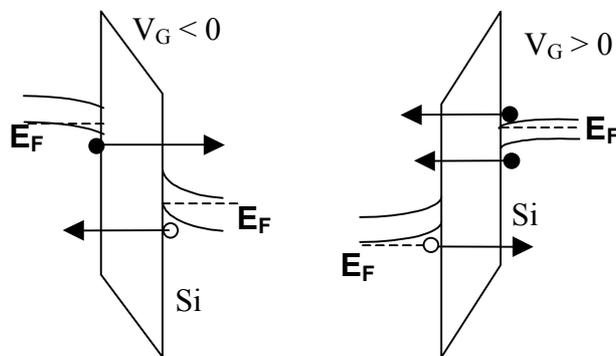
La figure 117 montre les variations de  $(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha$  entre fonction de la tension de contrainte, pour les deux sens de la polarité, où  $\alpha$  est une valeur constante, égale à la valeur moyenne de toutes les données expérimentales, excepté pour  $V_s = 2$  et  $2.5V$ , où  $\alpha$  a été pris égale à 0.2. Pour les tensions de contrainte inférieures à 2.75V, les données à la température ambiante ont été extrapolées à partir des mesures obtenues à  $T_s = 50$  et  $100^\circ C$ . On observe sur cette figure que le facteur d'accélération en tension est différent à haute et basse tension de contrainte positive. Il n'est donc pas possible d'extrapoler les mesures à hautes tensions vers les basses tensions, dans le cas d'une contrainte positive, contrairement à ce que nous avons observé pour les NMOS. Par contre, dans le cas des contraintes négatives, il est tout à fait possible d'extrapoler les valeurs haute tension, vers les valeurs basse tension.

Il est important de souligner que le point de fonctionnement des PMOS est aux environs de -1V, l'extrapolation de -1.5V à -1V est tout à fait réalisable sans grand risque d'erreur.



**Figure 117 :** Variation de  $(\Delta J/J_0)/Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte pour différentes charges injectées à la température ambiante.

La figure 118 montre les mécanismes de conduction des PMOSFET. D'après Céline Trapes [Trapes2004] il a été monté expérimentalement que le courant était principalement un courant de trous pour  $V_G$  comprise entre -1.5 et 0V et principalement un courant d'électrons pour  $V_G$  inférieure à -1.7V.



**Figure 118 :** Mécanismes d'injection dans les PMOSFETs pour les deux sens de polarité.

Il est surprenant qu'un seul facteur d'accélération soit observé pour les contraintes négatives à la fois pour les PMOS et NMOS, alors que le mode de conduction est différent. En effet, le courant grille est principalement un courant d'électrons quelle que soit la tension pour les NMOS, alors que pour les PMOS, il est principalement un courant de trous pour les tensions comprise entre -1.7 et 0V et un courant d'électrons pour les tensions inférieures à -1.7V (figure 118). Pour une tension positive il est surprenant au contraire d'observer une

variation du facteur d'accélération, puisque pour les N et PMOS, le courant grille est principalement un courant d'électrons.

### 2.7.3. Conclusions

La comparaison des résultats que nous avons obtenus sur les P et NMOSFETs montrent que :

Aussi bien pour les NMOSFETs que pour les PMOSFETs, une contrainte négative est plus dégradante, dans le domaine de tensions étudiées (1.5 à 4V), qu'une contrainte positive, et l'accélération en tension est plus grande pour les tensions de contrainte positives que négatives. En conséquence, les deux courbes se croisent. Au-dessus de ce croisement, le claquage de l'oxyde sera très rapidement atteint.

Dans les P et NMOSFETs, des dégradations de l'oxyde sont encore visibles pour des tensions aussi basses que  $-1.5V$ . Par conséquent, la tension de fonctionnement des PMOSFETs étant autour de  $-1V$ , l'extrapolation de  $-1.5V$  à  $-1V$  est tout à fait réalisable sans grand risque d'erreur.

Une contrainte à tension négative induit des dégradations à peu près identiques dans les P et NMOSFETs, avec une même accélération en tension de  $-1.5V$  à  $-4V$  ( $\sim 1$  décade par V), ce qui est surprenant étant donné que le courant de grille est principalement un courant de trous dans les PMOSFETs à basse tension et d'électrons à haute tension.

Dans les P et NMOSFETs, les dégradations induites par une contrainte à tensions positives sont différentes à basse tension. Pour les contraintes en tensions négatives, l'accélération en tension (1.5 à 2 décades par volt) est constante de 2V à 4V dans les NMOSFETs, mais deux accélérations en tension sont observées dans les PMOSFETs, une au-dessus de 3V et une plus faible en-dessous. Pour les basses tensions de contrainte, la dégradation est plus grande dans les NMOSFETs que dans les PMOSFETs. Dans ces conditions, il n'est plus possible d'extrapoler les données à hautes tensions vers les basses tensions.

Comme les tensions usuelles de fonctionnement devraient être autour de  $-1V$  pour les PMOSFETs et  $+1V$  pour les NMOSFETs, les dégradations à tension constante dans les CMOS seront plus dégradantes, pour le PMOS que pour le NMOS.

## CHAPITRE 3

### Synthèse et conclusions

Nous avons vu dans cette étude du courant  $I_G$  en fonction de l'épaisseur de l'oxyde de grille que les différences dans les caractéristiques  $I_G$ - $V_G$ , trouvées avant et après contrainte, pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde  $t_{ox}$ , correspondaient aux différentes régions d'une même courbe générale. Cette courbe ne peut être explorée qu'à l'intérieur d'une fenêtre, limitée d'une part, par le niveau de bruit de l'appareil de mesure, vers les faibles courants, et d'autre part, par le claquage de l'oxyde, vers les courants élevés et dépend par conséquent de l'épaisseur.

Sur les échantillons d'épaisseur d'oxyde égale à 7nm, les différents résultats que nous avons obtenus, ont montré qu'il est possible, comme c'était le cas pour les échantillons dont  $t_{ox}$  était plus élevée ( $> 10$ nm), d'observer la création de charges, sur les courbes  $I_G$ - $V_G$ ,  $I_{Ginj}(Q_{inj})$  et  $C(V_G)$ . A haute injection, une contrainte positive ou négative crée des charges négatives, des états lents et des pièges neutres. A basse injection, une contrainte négative peut, en outre, créer des charges positives. Outre cette variation du courant FN, nous avons montré que le courant grille en excès à basse tension (SILC) avait trois composantes, l'une due aux trous ou électrons piégés, situés près de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, une seconde due aux états lents et une troisième due aux pièges neutres d'oxyde. Seule, cette dernière composante est observée quelle que soit la polarité et fréquence de balayage. Nous avons également vu, qu'un champ non contraignant, de signe opposé au champ de contrainte, recuit ou rend inactif une partie des pièges neutres.

Sur les échantillons d'épaisseur d'oxyde égale à 5nm, après des contraintes électriques à champ élevé, nous avons observé l'apparition d'un SILC important, et la présence d'une très légère charge positive et d'un petit nombre d'états lents, mais d'aucune charge négative. Ceci semble exclure la charge positive comme cause principale du SILC et confirme que le mécanisme de conduction est un effet tunnel assisté via des pièges neutres d'oxyde. En raison du faible nombre de trous piégés et des états lents, le SILC n'a plus qu'une seule composante due aux pièges neutres.

Nous avons remarqué également que les courbes représentant  $\Delta J/J_0$ , que ce soit lors de contrainte en inversion ou en accumulation, étaient des lois de puissance en  $Q_{inj}^\alpha$  avec une valeur de  $\alpha$  variant entre 0.5 et 0.65, suivant la polarité de la contrainte, valeurs très proches de celles qu'a trouvées D. Goguenheim [Goguenheim1999].

Comme précédemment, un champ non contraignant, mais cette fois si, quelle que soit sa polarité, recuit ou rend inactif une partie des pièges neutres. Cet effet est maximum pour une tension de recuit de polarité opposée à la tension de contrainte. Les pièges désactivés ne peuvent être réactivés par effet thermique. Comme la présence d'aucune charge négative n'est observée après la contrainte, la désactivation ne peut être due à un piégeage d'électrons dans l'oxyde. Nous pensons donc qu'il s'agit plutôt d'un recuit.

Le recuit en température de tous les pièges commence vers 200°C. Après contrainte, un certain nombre de défauts ne sont pas actifs mais peuvent être activés par un effet thermique, pour des températures inférieures à 200°C. Au dessus de cette température, le recuit des pièges commence.

Pour les épaisseurs inférieures ou égales à 3.5nm, on n'observe plus de charges d'oxyde ou d'états lents.

Pour les épaisseurs d'oxyde de 3.5 et 3.8nm, nous avons observé que le SILC avait deux composantes, l'une pouvant être recuite en tension et en température (300°C). Cette composante est créée quelle que soit la polarité de la contrainte et évolue avec la charge injectée suivant une loi de puissance. L'autre composante ne peut être recuite, ni en tension, ni en température (pour  $T \leq 300^\circ\text{C}$ ). Cette composante est créée après une contrainte négative mais est négligeable après une contrainte positive. Nous avons montré également que les pièges désactivés par recuit en tension ne peuvent pas être réactivés par un recuit thermique et ne sont pas transformés en états d'interface. Nous pensons à nouveau qu'il s'agit d'un véritable recuit en tension.

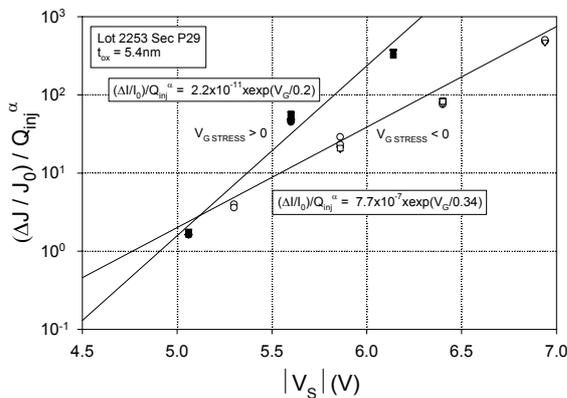
Pour les échantillons d'épaisseur d'oxyde allant de 1.2 à 2.5nm, le SILC devient négligeable, mais le LVSILC devient important. Toutes les courbes  $\Delta J/J_0 (V_G)$  présentent un maximum autour de  $-0.8\text{V}$  pour les NMOS et  $+0.8\text{V}$  pour les PMOS.

Les courbes représentant  $\Delta J/J_0$ , quelles que soient la polarité et la température de contrainte, sont des lois de puissance en  $Q_{inj}^\alpha$ , avec une valeur de  $\alpha$  variant entre 0.2 et 0.5

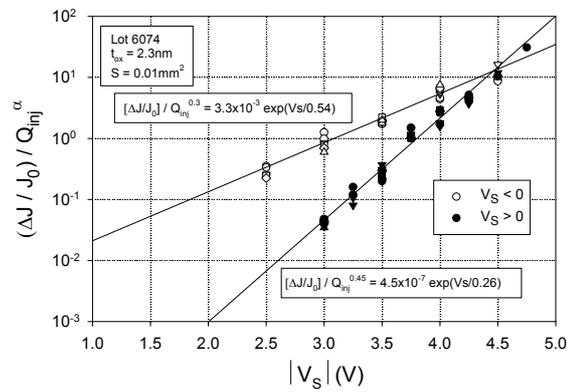
suivant la polarité de la contrainte,  $\alpha$  variant très peu avec la température. Après une contrainte à tension constante, l'accélération en tension est de 1.8 à 2 décades par volt (suivant l'épaisseur) après une contrainte négative et de 0.8 à 1 décade par volt après une contrainte positive.

Nous avons représenté sur les figures 1 à 4 la variation de  $[(\Delta I/I_0)/Q_{inj}^\alpha]$  en fonction de la tension de contrainte, pour plusieurs charges injectées pour des NMOSFETs dont l'épaisseur d'oxyde est de 5nm (fig. 1), 2.3nm (fig. 2), 1.2nm (fig. 3) et pour un PMOSFET d'épaisseur d'oxyde de 2nm (fig. 4), avec une valeur  $\alpha$  qui est la valeur moyenne obtenue à partie de l'ensemble des mesures que nous avons réalisées.

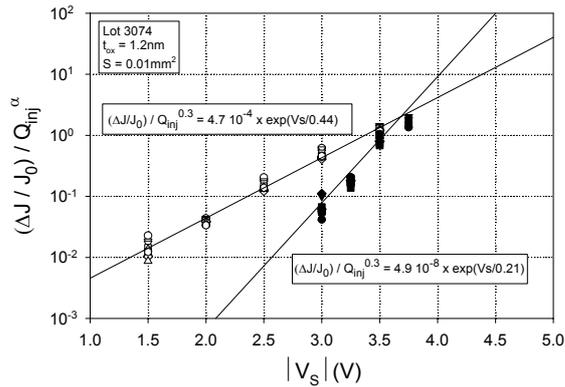
Toutes ces courbes présentent un point de croisement qui varie suivant l'épaisseur de l'oxyde, il est légèrement supérieur à  $|5|$  V pour  $t_{ox} = 5$ nm, de  $|4.5|$  V pour  $t_{ox} = 2.3$ nm et de  $|3.5|$  V pour  $t_{ox} = 1.2$ nm. Au dessus de ce point de croisement, une tension positive sera plus contraignante qu'une contrainte négative, en dessous de ce point, une tension négative sera plus contraignante qu'une contrainte positive. Pour ces épaisseurs d'oxyde, le point de fonctionnement usuel étant toujours en dessous du point de croisement, une contrainte négative sera plus dégradante qu'une contrainte positive.



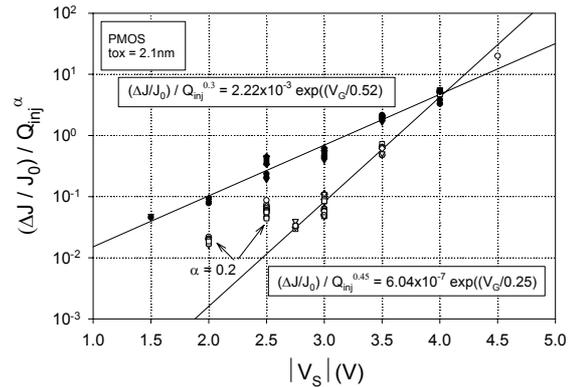
**Figure 1 :** Variation de  $(\Delta I/I_0) / Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte  $|V_S|$  pour diverses charges injectées  $Q_{inj}$  pour un NMOSFET d'épaisseur d'oxyde  $t_{ox} = 5.4$ nm.



**Figure 2 :** Variation de  $(\Delta I/I_0) / Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte  $|V_S|$  pour diverses charges injectées  $Q_{inj}$  pour un NMOSFET d'épaisseur d'oxyde  $t_{ox} = 2.3$ nm.



**Figure 3 :** Variation de  $(\Delta I/I_0) / Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte  $|V_S|$  pour diverses charges injectées  $Q_{inj}$  pour un NMOSFET d'épaisseur d'oxyde  $t_{ox} = 1.2nm$ .



**Figure 4 :** Variation de  $(\Delta I/I_0) / Q_{inj}^\alpha$  en fonction de la tension de contrainte  $|V_S|$  pour diverses charges injectées  $Q_{inj}$  pour un PMOSFET d'épaisseur d'oxyde  $t_{ox} = 2.1nm$ .

Di Maria [Di Maria1997] a montré que le taux initial de création des pièges neutres était inversement proportionnel à la charge de claquage de l'oxyde. Ce taux peut être mesuré lorsqu'on peut atteindre la partie linéaire de la caractéristique  $\Delta I/J_0$  ( $Q_{inj}$ ) qui est observée à très faible injection. Cette partie linéaire est de plus en plus difficile à atteindre lorsque l'épaisseur d'oxyde diminue, en raison de l'augmentation du courant tunnel.

Nous allons montrer qu'à partir des mesures de LVSILC que nous avons réalisées, il est possible d'atteindre le temps de vie des échantillons à très basse tension de contrainte.

Au cours des différentes manipulations que nous avons menées, nous avons remarqué que les échantillons claquaient lorsque nous atteignions une valeur de  $\Delta I/J_0$  qui se situait autour de 80. A partir des relations  $(\Delta I/J_0)/Q_{inj}^\alpha = K \times \exp(V_S/V_0)$  déduites de nos résultats expérimentaux, et des caractéristiques  $I_G-V_G$  avant contrainte, nous pouvons estimer la durée de vie ( $t_{BD}$ ) du composant.

Nous avons :

$$Q_{BD} = \sqrt[\alpha]{(K \times \exp(V_S/V_0)) / (\Delta I/J_0)}$$

$$Q_{BD} = J_G \times t_{BD}$$

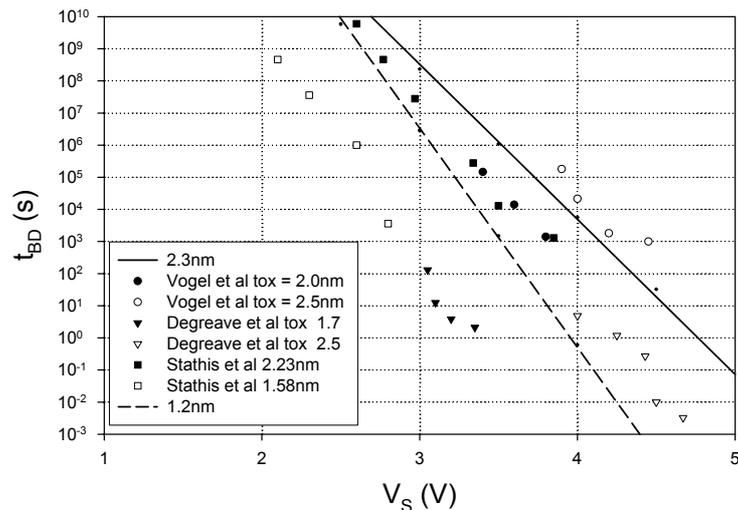
La valeur de  $Q_{BD}$  que nous allons déterminer est donc très dépendante de  $\alpha$ . Toutefois, nous avons représenté sur la figure 5, pour des échantillons ayant épaisseur d'oxyde de 2.3nm et 1.2nm ayant une surface de  $10^{-4}cm^2$  et pour une valeur moyenne de  $\alpha$  respectivement égale à 0.45 et 0.3 (moyenne de l'ensemble de nos mesures), la courbe  $t_{BD}$  en fonction de  $V_S$ . Nous avons ajouté sur cette figure les résultats  $t_{BD}(V_S)$ , obtenus à partir de statistiques de claquage,

par Degreave et al [**Degreave1999-2001**] pour des épaisseurs d'oxyde de 1.7 et 2.5nm et par Stathis [**Stathis2001**] pour des épaisseurs d'oxyde de 1.6 et 2.2nm. Ces résultats ont été obtenus à partir de mesures effectuées sur des échantillons dont la surface est de (ou a été ramenée à)  $10^{-4}\text{cm}^2$ . En effet afin de comparer les statistiques de claquage d'échantillons ayant différentes surfaces, il est nécessaire de normaliser toutes les mesures à une même surface équivalente [**Kaczer2000, Degreave1998, Vogel2000**]. Nous avons fait figurer, à titre de comparaison, les résultats (normalisés pour une surface de  $2.2 \times 10^{-7}\text{cm}^2$ ) obtenus par Vogel et al [**Vogel2000**], pour des épaisseurs d'oxyde de 2 et 2.5nm.

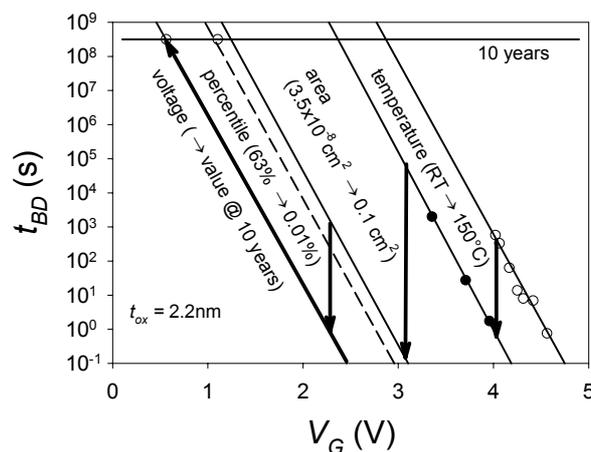
La première remarque que nous pouvons faire est que la pente de la caractéristique  $t_{BD}(V_s)$ , que nous avons obtenues pour  $t_{ox} = 2.3\text{nm}$  est pratiquement identique à celle qui a été obtenue par des statistiques de claquage pour les épaisseurs d'oxyde de 2.5 et 2.23nm. La même remarque s'applique pour la pente obtenue pour l'épaisseur d'oxyde de 1.2nm et celle obtenue par des statistiques de claquage pour les épaisseurs d'oxyde de 1.7 et 1.58nm.

La détermination de la durée de vie du composant en fonction de la tension de contrainte que nous avons obtenue à partir de nos résultats expérimentaux de l'évolution de  $\Delta J/J_0$  est très proche de la détermination de  $t_{BD}$  en fonction de  $V_G$  obtenue à partir des statistiques de claquage obtenus par Vogel, Degreave et Stathis. Bien entendu, la durée de vie que nous mesurons est celle de l'échantillon que nous avons étudié, alors que celle mesurée par des statistiques de claquage correspondent à un taux de claquage de 37% sur la totalité des échantillons étudiés. Ces résultats semblent montrer qu'à première vue, la durée de vie ne sera pas limitée par le claquage de l'oxyde, puisqu'à la tension normale d'utilisation, il dépasserons largement les 10ans de fonctionnement ( $3.1 \times 10^8\text{s}$ ). Toutefois, si l'on tient compte, comme l'ont montré Kackzer et al [**Kaczer2000**], de la température de fonctionnement, de la surface des échantillons, du pourcentage de fiabilité passant de 63% à 0.01% (ce qui sera exigé par l'industrie automobile, ...) comme on peut le voir sur la figure 6, cette durée de vie pourrait être très fortement raccourcie.

Si l'on ne peut affirmer que les défauts à l'origine du SILC sont responsables du claquage de l'oxyde, par contre on peut penser que les mécanismes de création des défauts responsables du claquage et ceux du LVSILC sont probablement très proches. En effet, le claquage pourrait être dû aux pièges d'oxyde qui sont encore créés, comme nous l'avons vu, dans les oxydes d'épaisseur de 2.1nm, mais le sont-ils encore pour les épaisseurs de 1.2nm ? L'étude et le suivi du SILC sont une bonne méthode de détermination de la durée de vie.



**Figure 5 :** Durée de vie  $t_{BD}$  en fonction de la tension de grille, extrapolée à partir de mesures du LVSILC, pour  $t_{ox} = 2.3nm$  et  $t_{ox} = 1.2nm$  comparée à des résultats obtenus à partir de statistiques de claquage par d'autres laboratoires.

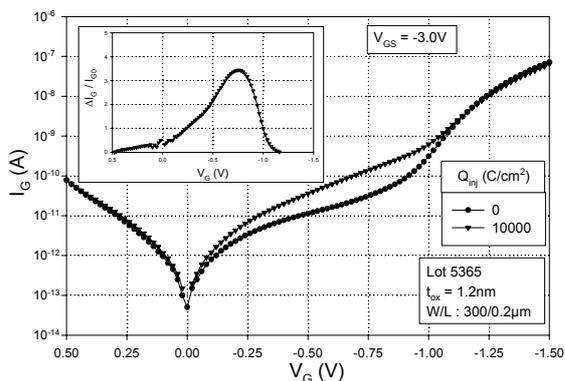


**Figure 6 :** Prédiction de la tension maximum de fonctionnement, pour un échantillon d'épaisseur d'oxyde de 2.2nm, en tenant compte de l'accélération en température, de l'échelle des surfaces, de la fiabilité passant de 63 à 0.01%. d'après Kaczner et al [Kaczner2000].

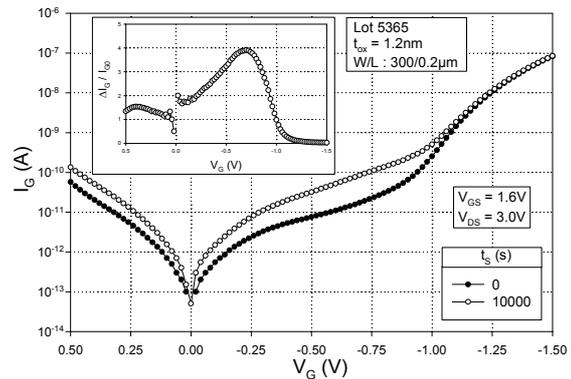
En effet un problème se pose toujours, le LVSILC est-il dû aux états d'interface ou aux pièges d'oxyde ?

Les résultats que nous avons montrés concernant l'évolution du LVSILC montrent de nombreuses similitudes avec les résultats obtenus D. Zander [Zander2002] concernant l'évolution des états d'interface par la mesure de pompage de charge : même cinétique de création, valeurs de l'accélération en tension très proches. Mais des différences importantes existent. En effet, suivant le type de contrainte, on peut obtenir pour un même LVSILC, des valeurs différentes d'états d'interface, comme nous allons le voir, la comparaison entre les figures 7 et 8 montrent que pour une même valeur du LVSILC autour de  $-0.8V$  (figures 7a et

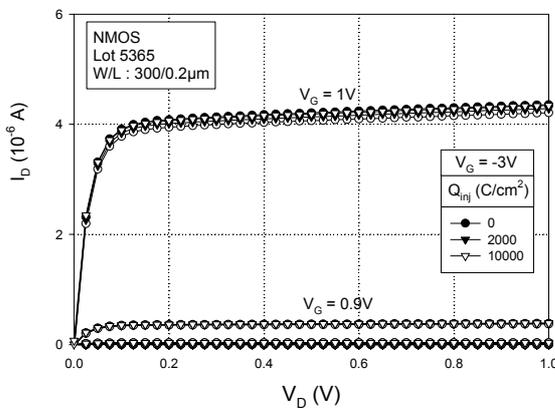
7b), la variation du courant drain après contrainte CV (figure 8a) et CHC (figure 8b) est très différente. Or, il a été montré que la variation du courant drain dépend de la variation des états d'interface mesuré par la technique de pompage de charge. Cette comparaison du LVSILC, créé par des contraintes CV et par des contraintes CHC sur des MOSFET de même dimension, montre qu'il n'y a pas de relation entre le LVSILC autour de -0.8V et les états d'interface, mesuré par la technique de pompage de charge, responsables de l'écroulement des caractéristiques  $I_D$ - $V_D$ . Ceci peu s'expliquer, puisque le LVSILC est dû aux états d'interface situés au voisinage de la bande de conduction (NMOS) ou de valence (PMOS), alors que ceux mesurés par la technique de pompage de charge sont situés de part et d'autre du milieu de la bande interdite. Et l'on sait que des états d'interface peu profonds auront moins d'influence sur le courant drain que les états d'interface profonds. Mais le problème qui se pose est de savoir pourquoi une contrainte CV crée des états d'interface peu profond et entraîne le claquage de l'oxyde alors qu'une contrainte CHC crée des états d'interface plus profonds qui entraîne pas le claquage de l'oxyde.



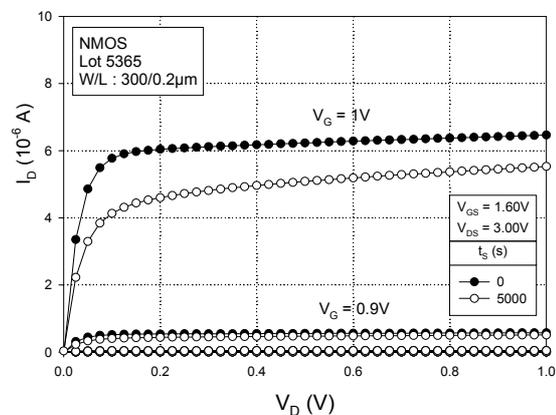
**Figure 7a :**  $I_G(V_G)$  et  $I_{DG}(V_G)$  avant et après une contrainte à tension constante  $V_G = -3V$ .



**Figure 7b :**  $I_{DG}(V_G)$  et  $I_G(V_G)$  avant et après une contrainte CHC à  $V_{DS} = 3.0V$  et  $V_G = 1.6V$ .

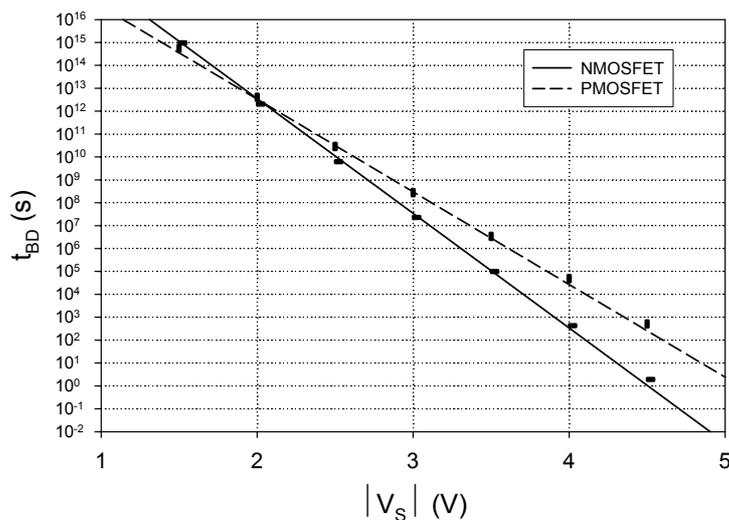


**Figure 8a :** Caractéristiques  $I_D$ - $V_D$  après une contrainte à tension constante à  $V_G = -3V$ .



**Figure 8b :** Caractéristiques  $I_D$ - $V_D$  après une contrainte CHC à  $V_{DS} = 3V$  et  $V_{GS} = 1.6V$ .

La comparaison des résultats que nous avons obtenus sur les P et NMOSFETs montrent, qu'à charge injectée constante, et à basse tension, une contrainte négative est plus dégradante qu'une contrainte positive aussi bien pour les NMOSFETs que pour les PMOSFETs. L'accélération en tension est plus grande pour les tensions de contrainte positives que négatives. Ceci ne signifie pas que le temps de vie des PMOSFETs sera plus court que celui des NOMSFETs, car pour  $|4.5|V > V_G > |0.5|V$ , donc aux tensions de polarisation usuelles, le courant dans les PMOS est plus faible que dans les NMOS (voir figure 102 du chapitre 2). Nous avons représenté figure 9,  $t_{BD}$  en fonction de la tension grille, la courbe correspondant au NMOSFET coupe celle correspondant au PMOSFET à  $V_G \approx |2|V$ . Pour les faibles valeurs de la tension grille (inférieures à  $|2|V$ ), correspondant aux tensions usuelles de fonctionnement, la durée de vie  $t_{BD}$  sera plus grande pour les NMOSFETs que pour les PMOSFETs.



**Figure 9** : Durée de vie  $t_{BD}$  en fonction de la tension de grille, extrapolée à partir de mesures du LVSILC, pour un NMOS et un PMOS, d'épaisseur d'oxyde 2.1nm.

La fiabilité de l'oxyde aux tensions de polarisation usuelles des P et NMOSFETs ne sera pas forcément le facteur limitant fiabilité des circuits CMOS. En effet, considérons par exemple un circuit inverseur représenté sur la figure 10 qui est l'élément le plus commun dans un circuit logique.

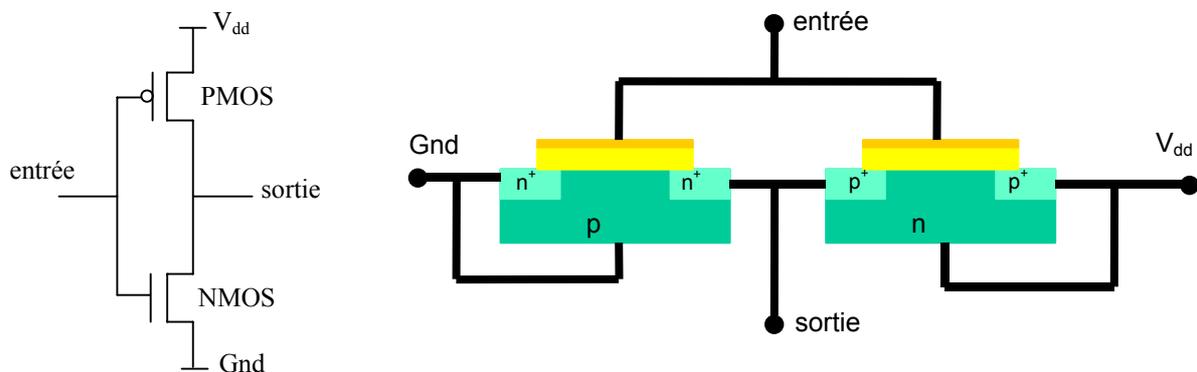
Lorsque l'on applique un '1' logique à l'entrée ( $V_{DD}$  sur l'entrée), ce qui revient à appliquer une contrainte positive sur le NMOS, le NMOS conduit, le PMOS est bloqué, la tension de sortie est égale à 0. Par contre, il y a une différence de potentielle  $V_{DD}$  entre la grille et le drain du PMOS, ce qui peut entraîner une dégradation de la zone de recouvrement

grille-drain du PMOS et de la zone de déplétion au voisinage du drain (diode drain-substrat bloquée).

Lorsque l'on applique un '0' logique à l'entrée (entrée à la masse), ce qui revient à appliquer une contrainte négative sur le PMOS, le PMOS conduit, le NMOS est bloqué, la tension de sortie est égale à 1. Par contre, il y a une différence de potentielle  $-V_{DD}$  entre la grille et le drain du NMOS, ce qui entraîne une dégradation de la zone de recouvrement grille-drain du NMOS et de la zone de déplétion au voisinage du drain (diode drain-substrat bloquée). Cependant, dans ce dernier cas, le drain étant de type  $n^+$ , le courant drain-grille sera plus élevé que dans le cas précédent où le drain était de type  $p^+$ .

Au cours du fonctionnement de l'inverseur, les zones d'oxyde situées au dessus des substrats ne se dégraderont que lorsque l'inverseur sera dans l'état haut (NMOS) ou bas (PMOS). Par contre, les zones d'oxyde situées entre la grille et le drain ou voisinage du drain se dégraderont quelle que soit la tension d'entrée. Par conséquent la zone d'oxyde qui risque d'être la plus dégradée au cours du fonctionnement de l'inverseur, sera l'oxyde situé dans la zone de recouvrement drain-grille du NMOS. Or, Degreave et al [**Degreave2001**] ont montré que les phénomènes de hard-breakdown correspondent à une dégradation de l'oxyde de la zone de recouvrement alors que les phénomènes de soft-breakdown correspondent à une dégradation de l'oxyde au-dessus du substrat.

La dégradation de la zone de recouvrement grille-drain du PMOS, comme du NMOS, entraînera une dégradation des caractéristiques de transfert entrée/sortie, comme cela a été observé par Rodriguez et Stathis [**Rodriguez2003, Stathis2003**].



**Figure 10** : Inverseur CMOS.

Le travail que nous avons présenté, qui est, rappelons essentiellement expérimental, est complémentaire de ceux réalisés par Damien Zander [**Zander2002**] et Céline Trapes

**[Trapes2004]**. L'ensemble de ces études a été réalisé dans le cadre de deux contrats avec le CEA-LETI et du projet ULTIMOX. Il serait intéressant de pouvoir poursuivre ces travaux, en particulier sur les PMOSFETs d'épaisseur d'oxyde allant de 1 à 2.5nm, en faisant une étude conjointe, plus systématique, de l'évolution du SILC et des états d'interface mesurés par la technique de pompage de charge, quel que soit le type de contrainte (CV ou porteurs chauds) en fonction de la température de contrainte et de voir l'importance de ces dégradations sur les circuits simples de type inverseurs.

## BIBLIOGRAPHIE

- [**Alam2002**] Alam, *SILC as a measure of trap generation and predictor of  $T_{BD}$  in ultrathin oxides*, IEEE Trans. Electron. Dev., **49**, 226, (2002)
- [**Berglund1966**] C. N. Berglund, *Surface states at steam-grown silicon-silicon oxide interfaces*. IEEE Trans. Electron. Devices, **13**, 701, (1966)
- [**Bravais2001**] A. Bravaix , D. Goguenheim , N. Revil , E. Vincent, *Hot-carrier reliability study of second and first impact ionization degradation in 0.15- $\mu$ m channel-length N-MOSFETS*, Microelectronic Engineering, **59**,101 (2001)
- [**Brugler1969**] J. S. Brugler, P. G. A. Jespers, *Charge pumping in MOS devices*, IEEE Trans. Electron. Dev., **16**, 297, (1969)
- [**Castagné1968**] R. Castagné, *Capacité et conductance parallèle de structures MIS irradiées avec de électrons de basse énergie*, C. R. Acad. Sci. Paris, **26**, 937, (1968)
- [**Courrier1983**] S. Courrier, P. Friedel, *Caractérisation électrique des états électroniques d'interface isolant-semiconducteur*, Acta Electronica, **25**, 217, (1983)
- [**Degraeve1998**] R. Degraeve, G. Groeseneken, R. Bellens, J. L. Ogier, M. Depas, P. J. Roussel, and H. E. Maes, *New insights in the relation between electron trap generation and the statistical properties of oxide breakdown*, IEEE Trans. Electron Devices, **45**, 904 (1998)
- [**Degraeve1999**] R. Degraeve, B. Kaczer, G. Groeseneken, *Degradation and breakdown in thin oxide layers: mechanisms, models and reliability prediction*, Microelectronics Reliability, **39** 1445 (1999)
- [**Degraeve2001**] R. Degraeve, B. Kaczer, A. De Keersgieter, and G. Groeseneken, *Relation Between Breakdown Mode and Location in Short-Channel nMOSFETs and Its Impact on Reliability Specifications*, IEEE Trans. Device Materials reliability, **1**,163, (2001).
- [**Depas1995**] M. Depas, B. Vermeire, P. W. Mertens, R. L. Meirhaeghe and M. M. Heyns, *Determination of tunneling parameters in ultra-thin oxide layer poly-Si/SiO<sub>2</sub>/Si structures*, Solid-State-Electronics, **38**, 1465, (1995)
- [**DiMaria1989**] D. J. DiMaria, J. W. Stasiak, *Trap creation in silicon dioxide produced by hot carrier*, J. Appl. Phys. **65**, 2342 (1989)
- [**DiMaria1992**] D. J. DiMaria, D. Arnold, and E. Cartier, *Impact ionization and positive charge formation in silicon dioxide films on silicon*, Appl. Phys. Lett., **60**, 2118 (1992)
- [**DiMaria1995**] D. J. DiMaria and E. Cattier, *Mechanism for stress-induced leakage currents in thin silicon dioxide films*, J. Appl. Phys. **78**, 3883 (1995)

- [**DiMaria1997**] D. J. DiMaria and J. H. Stathis, *Ultimate limit for defect generation in ultra-thin silicon dioxide*, Appl. Phys. Lett., **71**, 3230 (1997)
- [**Dumin1993**] D. J. Dumin and J. R. Maddux, *Correlation of stress-induced leakage current in thin oxides with trap generation inside the oxides*, IEEE Trans. Electron. Devices. **40**, 986 (1993)
- [**Elliot1976**] A. B. M Elliot, *The use of charge pumping currents to measure surface state densities in MOS transistor*, Solid State Electronics, **19**, 241, (1976)
- [**Ghetti2000**] A. Ghetti, E. Sangiori, J. Bude, T. W. Sorsh and G. Weber, *Tunneling into interface states as reliability monitor for ultrathin oxides*, IEEE Trans. Electron. Dev. **47**, 2358 (2000)
- [**Ghetti2001**] A. Ghetti, M. Alam, J Bude, *Anode hole generation mechanisms*, Microelectronics. Reliability, **41**, 1347 (2001)
- [**Ghibaudo2000**] G. Ghibaudo, R. Clerc, E. Vincent, S. Bruyere, J. L. Autran, *Gate dielectrics for ultimate CMOS technologies – Limitations and alternative solutions*, C. R. Acad. Sci. Paris, t.1, Série IV, 911, (2000)
- [**Goguenheim1999**] D. Goguenheim, A. Bravaix, D. Vuillaume, F. Mondon, M. Jourdain, A. Meinertzhagen, *Stress induced leakage currents in N-MOSFETS submitted to channel hot carrier injections*, J. Non-Crystalline Solids, **245**, 41, (1999)
- [**Goguenheim2003**] D. Goguenheim, C. Trapes, A. Bravais, *Comparison of degradation modes in 1.2-2.1nm thick SiO<sub>2</sub> oxides submitted to uniform and hot carrier injections in NMOSFETS*, J. non-crystalline solids, **322**, 183 (2003)
- [**Groeseneken1984**] G. Groeseneken, H. E. Maes, N. Beltran, R. F. De Keersmaeker, *A reliable approach to charge-pumping measurements in MOS transistors*, IEEE Trans. Electron. Dev., **31**, 42, (1984)
- [**Groeseneken1999**] G. Groeseneken, R. Degraeve, T. Nigam, G. Van den Bosch and H. E. Maes, *Hot carrier degradation and time-dependant dielectric breakdown in oxides*, Microelectronics Engineering, **49**, 27 (1999)
- [**Hadjadj2001**] A. Hadjadj, G. Salace, and C. Petit, *Fowler-Nordheim conduction in polysilicon (n<sup>+</sup>)-oxide-silicon (p) structures : Limit of the classical treatment in the barrier height determination*, J; Appl. Phys., **89**, 7994 (2001)
- [**Heremans1988**] P. Heremans, R. Bellens, G. Groseneken, H. E. Maes, *Consistent model for the hot-carrier degradation in n-channel and p-channel*, IEEE Trans. Electron. Dev., **35**, 2194, (1988)

- [Heremans1989]** P. Heremans, J. Witters, G. Groseneken, H. E. Maes, *Analysis of the charge pumping technique and its application for the evaluation of MOSFET degradation*, IEEE Trans. Electron. Dev., **36**, 1318, (1989)
- [Hesto1986]** P. Hesto, *Nature of electronic conduction*, in G. Barbottin, A. Vapaille (Ed.), *Instabilities in silicon devices*, North Holland, Amsterdam, vol. **1**, p 263, (1986)
- [Hoeneisen1972]** B. Hoeneisen and C. A. Mead, *Fundamental limitations in microelectronics I. MOS technology*, Solid-State Electron., **15**, 819 (1972)
- [Ielmini2000a]** D. Ielmini, A. Spinelli, M. A. Rigamonti and A.L. Lacaita, *Modeling of SILC based on electron and hole tunneling – Part I : Transfert effects*, IEEE Trans. Electron. Dev., **47**, 1258 (2000)
- [Ielmini2000b]** D. Ielmini, A. Spinelli, M. A. Rigamonti and A.L. Lacaita, *Modeling of SILC based on electron and hole tunneling – Part II : Steady-State*, IEEE Trans. Electron. Dev., **47**, 1266 (2000)
- [Jimenez2001]** F. Jimenez-Molinos, A. Palma, F. Gamiz, J. Banqueri, J. A. Lopez-Villanueva, *Physical model for trap-assisted inelastic tunneling in metal-oxide-semiconductor structures*, J. Appl. Phys., **90**, 3396, (2001)
- [Kaczer2000]** B. Kaczer, R. Degraeve, N. Pangon, and G. Groeseneken, *The Influence of Elevated Temperature on Degradation and Lifetime Prediction of Thin Silicon-Dioxide Films*, IEEE Trans. Electron Devices, **47**, 1514 (2000)
- [Keer1969]** D. R. Keer, Proc. I. Conf on the Properties and use of MIS structures, Grenoble, (1969), J. Bond ed..
- [Kuhn1970]** M. Kuhn, *A quasi-static technique for MOS C-V and surface state measurements*, Solid State Electron., **13**, 873, (1970)
- [Lee1999]** B. H. Lee, L. Kang, W.-J. Qi, R. Nieh, Y. Jeon, K. Onishi and J. C. Lee, *Ultrathin Hafnium Oxide with Low Leakage and Excellent Reliability for Alternative Gate Dielectric Application*, IEDM 1999
- [Maserjian1974]** J. Maserjian, *Tunneling in thin MOS structures*, J. Vac. Sci. Technol, **11**, 996 (1974)
- [Maserjian1982]** J. Maserjian and N. Zamani, *Behavior of the Si/SiO<sub>2</sub> interface observed by Fowler-Nordheim tunnelling*, J. Appl. Phys., **53**, 559 (1982).
- [Meinertzhagen1998]** A. Meinertzhagen, C. Petit, M. Jourdain and F. Mondon, *Stress-induced leakage current reduction by a low field of opposite polarity to the stress field*, J. Appl. Phys., **84**, 5070, (1998)

- [Meinertzhagen1999]** A. Meinertzhagen, C. Petit, M. Jourdain, F. Mondon and D. Gogenheim, *On positive charge annihilation and stress-induced leakage current decrease*, Microelectronics. Reliability, **39**, 191 (1999)
- [Meinertzhagen2000a]** A. Meinertzhagen, C. Petit, M. Jourdain and F. Mondon, *Anode hole injection and stress induced leakage current decay in metal-oxide-semiconductor capacitors*, Solid-State Electronics, **44**, 633 (2000)
- [Meinertzhagen2000b]** A. Meinertzhagen, D. Zander, C. Petit, M. Jourdain, and D. Gogenheim, *On stress induced leakage current in 5 and 3nm thick oxides*, Microelectronics. Reliability, **40**, 711 (2000)
- [Meinertzhagen2001]** A. Meinertzhagen, D. Zander, C. Petit, M. Jourdain and D. Gogenheim, *Low voltage and temperature effects on SILC in stressed ultrathin oxide films*, Solid-State Electron, **45**, 1371 (2001)
- [Meinertzhagen2002a]** A. Meinertzhagen, C. Petit, D. Zander, O. Simonetti, T. Maurel, and M. Jourdain, *Low voltage stress induced leakage currents and surface states in ultrathin (1.2–2.5 nm) oxides*, J. Appl. Phys., **91**, 2123 (2002)
- [Meinertzhagen2002b]** A. Meinertzhagen, D. Zander, C. Petit, M. Jourdain, *On stress induced gate drain leakage current*, Integrated Reliability Workshop, Stanford Sierra Camp, CA, USA 21-24 october 2002
- [Nagai1988]** K. Nagai and Y. Hayashi, *Static characteristics of 2.3nm gate-oxide MOSFETs*, IEEE Trans. Electron. Devices, **35**, 1145 (1988)
- [Nicollian1967]** E. H. Nicollian, A. Gotzberger, *The SiO/SiO<sub>2</sub> interface-electrical properties as determined by metal-insulator-silicon conductance technique*, Bell Syst; Tech. J., **46**, 1055, (1967)
- [O'dwyer1973]** J. J. O'dwyer, *The theory of electrical conduction and breakdown in solid state*, Clarenton, Oxford, p. 75 (1973)
- [Olivo1988]** P. Olivo, T. H. Nguyen, *High-field-induced degradation in ultra-thin SiO<sub>2</sub> films*, IEEE Trans. Electron. Devices. **35**, 2259 (1988)
- [Pananakakis1995]** G. Pananakakis, G. Ghibaudo and R. Kies, *Temperature dependence of the Fowler-Nordheim current in metal-oxide-degenerate semiconductor structures*, J; Appl. Phys., **78**, 2635 (1995)
- [Ricco1998]** B. Ricco, G. Gozzi and M. Lanzoni, *Modeling and simulation of stress-induced leakage current in ultrathin SiO<sub>2</sub> films*, IEEE Trans. Electron. Dev., **45**, 1554 (1998)

- [**Riess1998a**] P. Riess, R. Kies, G. Ghibaudo, G. Pananakakis and J. Brini, *Reversibility of charge trapping and SILC creation in thin oxides after stress/anneal cycling*, Microelectronics Reliability, **38**, 1057 (1998)
- [**Riess1998b**] P. Riess, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, and J. Brini, *Annealing kinetics and reversibility of stress-induced leakage current in thin oxides*, Appl. Phys. Lett, **72**, 3041 (1998)
- [**Rodriguez2003**] R. Rodriguez, J. H. Stathis, B. P. Linder, R. V. Joshi, C. T. Chuang, *Influence an d model of gate oxide breakdown on CMOS inverters*, Microelectron. Reliab., **43**, 1439 (2003)
- [**Rosenbaum1997**] E. Rosenbaum and L. F. Register, *Mechanism of stress-induced leakage current in MOS capacitors*, IEEE Trans. Electron. Devices. **44**, 317 (1997)
- [**Sakakibara1997**] K. Sakakibara, N. Ajika, M. Hatanaka, H. Miyoshi and A. Yasuoka, *Identification of stress-induced leakage current components and the corresponding trap models in SiO<sub>2</sub> films*, IEEE Trans. Electron. Devices. **44**, 2267 (1997)
- [**Salace1999**] G. Salace, A. Hadjadj and C. Petit, *Temperature dependence of the electron affinity difference between Si and SiO<sub>2</sub> in polysilicon (n+) – oxide – silicon (p) structures : Effect of the oxide thickness*, J. Appl. Phys., **85**, 7768, (1999)
- [**Stathis2001**] J. H. Stathis, *Physical and predictive models of ultrathin oxide reliability in CMOS devices and circuits*, IEEE Trans. Device and Materials Reliability, **1**, 43, (2001)
- [**Stathis2002**] J. H. Stathis, *Reliability limits for the gate insulator in CMOS technology*, IBM J. Res. & Dev., **46**, 265 (2002)
- [**Stathis2003**] J. H. Stathis, B. P. Linder, R. Rodriguez, S. Lombardo, *Reliability of ultra-thin oxides in CMOS*, Microelectronics. Reliability, **43**, 1353 (2003)
- [**Takagi1999a**] S. Takagi, N. Yasuda, and A. Toriumi, *Experimental evidence of inelastic tunneling in stress-induced leakage current*, IEEE Trans. Electron. Dev., **46**, 335, (1999)
- [**Takagi1999b**] S. Takagi, N. Yasuda, and A. Toriumi, *A new I-V model for stress-induced leakage current including inelastic tunneling*, IEEE Trans. Electron. Dev., **46**, 348, (1999)
- [**Trapes2003**] C. Trapes, D. Goguenheim, A. Bravaix, *Impact of carrier injection in 2.2nm thick SiO<sub>2</sub> oxides after first and substrate enhanced electron injection*, J. Non-Crystalline Solids, **322**, 199, (2003)
- [**Trapes2004**] C. Trapes, *Etude expérimentale des phénomènes de dégradation sous différents modes d'injection dans les oxydes ultra-minces (<5nm) pour la microélectronique*, Doctorat, Université d'Aix-Marseille 1 (2004)

- [Vogel2000]** E. M. Vogel, J. S. Suehle, M. D. Edelstein, B. Wang, Y. Chen, and J. B. Bernstein, *Reliability of ultrathin silicon dioxide under combined substrate hot-electron and constant voltage tunneling stress*, IEEE Trans. Electron Devices, **47**, 1183 (2000)
- [Vogel2002]** E. M. Vogel, *Issues with electrical characterization of advanced gate dielectrics in metal-oxide-semiconductor devices*, Proceeding WoDIM, 183 (2002)
- [Vuillaume1999]** D. Vuillaume, *Hot-carrier injections in SiO<sub>2</sub> and related instabilities in submicrometer MOSFETs*, in "Instabilities in silicon devices, vol. 3, Ed. Barbottin, A. Vapaille (North-Holland, Amsterdam, 1999), pp. 265-339.
- [Yang2001]** K.N. Yang, HT Huang, M.J.Chen, Y.M. Lin, M.C. Yu, S.M. Jang, Douglas FC.H. Yu, and M.S. Liang, *Characterization and modeling of edge direct tunneling (EDT) leakage in ultrathin gate oxide MOSFETs*, IEEE Trans. Electron Devices, **48**, 1159-1164 (2001).
- [Zander2001]** D. Zander, C. Petit, F. Saigne, A. Meinertzhagen, *High field stress at and above room temperature in 2.3 thick oxides*, Microelectronics. Reliability, **41**, 1023 (2001)
- [Zander2002]** D. Zander , *Contribution à l'étude de la dégradation des couches d'oxyde de silicium ultra-minces, sous contraintes électriques*, Doctorat, Université de Reims (2002)



## Seconde partie

### **Caractérisation physique de capacités Métal-Oxyde-Semiconducteur (MOS) par spectroscopie tunnel inélastique des électrons (IETS)**



## Introduction

Actuellement, du fait de la réduction des dimensions des composants, l'épaisseur d'oxyde de ceux-ci a été réduite à des valeurs inférieures à 5nm, et dans le développement des futures générations de technologie Métal-Oxyde-Semiconducteur (MOS), le courant de fuite tunnel sera loin d'être négligeable, affectant le fonctionnement et la fiabilité des composants. Les propriétés des isolants ultra minces (inférieurs à 5nm) et de leurs interfaces entre les semi-conducteurs et l'électrode de composants MOS sont très critiques dans l'industrie de la micro-électronique. Diverses méthodes d'analyse spectroscopique, telle que la spectroscopie infra-rouge, Raman ou XPS, ont été utilisées pour étudier les propriétés de ces isolants. Toutefois, ces méthodes ne sont pas compatibles avec l'étude de structures de test MOS.

La spectroscopie tunnel inélastique (IETS) a été découverte en 1966 par Jaklevic et Lambe [**Jaklevic1966**], alors qu'ils étudiaient les caractéristiques tension-courant de jonction métal-isolant-métal. Ils ont observé, qu'à certaines tensions de polarisation et à basse température, se produisait un saut de conductance qui se traduisait par un pic en mesurant la dérivée seconde de cette caractéristique tension-courant. Ces mesures furent le début de la spectroscopie tunnel inélastique. Cette méthode a été utilisée dans des domaines tels que l'absorption des molécules organiques ou biologiques, dans les polymères, etc [**Hansma1982**]. Plus récemment, la technique de mesure IETS a été utilisée pour l'étude de films de Langmuir-Blodgett afin de faire une recherche des excitations électroniques de molécules déposées sur une surface métallique [**Kudo1991, Wada1993, Brousseau1998**]. C'est une méthode de spectroscopie très sensible pour la détection de l'énergie des modes vibratoires de molécules ainsi que pour l'étude de divers composés à l'interface métal – isolant – métal (MIM) de la jonction tunnel. Elle permet d'obtenir un grand nombre d'informations telles que l'identification, la chimisorption et l'arrangement de molécules.

Par la suite, cette technique a été étendue, par plusieurs auteurs [**Cullen1970, Bencuya1984, Balk1987**], à l'étude de composants MOS. En effet, les électrons transitant par effet tunnel, peuvent interagir avec des impuretés situées dans le film de SiO<sub>2</sub> ou à l'interface avec l'électrode. Toutefois, la spectroscopie tunnel n'est pas adaptée pour la caractérisation d'oxydes dont l'épaisseur est supérieure à 5nm, mais aujourd'hui, la gamme des épaisseurs d'oxyde approchant cette valeur et même se situant au-dessous, la spectroscopie tunnel

inélastique devient une technique de spectroscopie très intéressante, car non destructive, pour caractériser les oxydes de composants MOS.

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un projet labellisé du Réseau Micro Nano Technologies (RMNT). Le projet ULTIMes Oxydes (ULTIMOX) avait pour thème la caractérisation, modélisation et fiabilité des oxydes de grille ultra-minces des technologies CMOS 50nm. Ce projet de recherche concerne donc la caractérisation physique et électrique, la modélisation et la fiabilité des diélectriques de grille ultra-minces qui seront employés dans les technologies du futur (CMOS ultime 30-50nm) et qui passeront en production industrielle d'ici quelques années.

## CHAPITRE 1 :

### Présentation de la spectroscopie tunnel inélastique

#### 1.1. Introduction

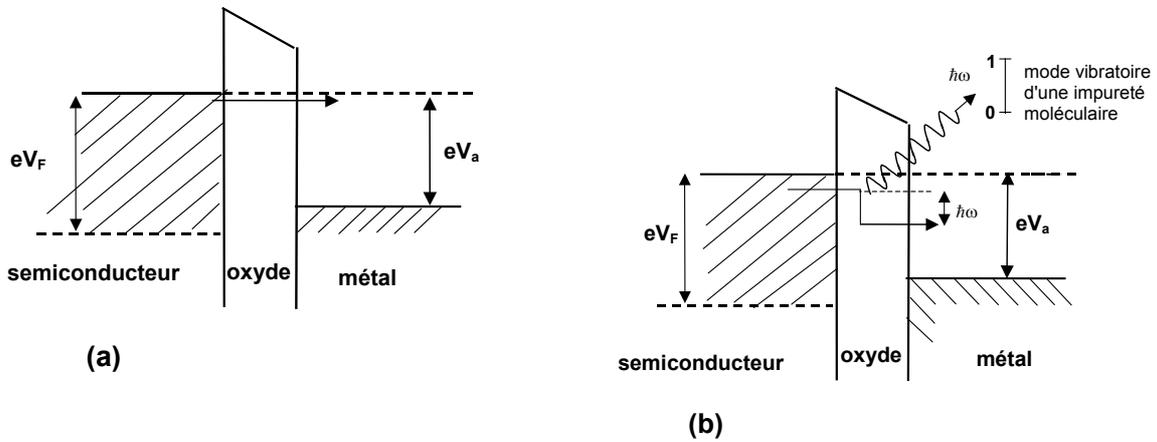
Dans ce premier chapitre, nous allons présenter la méthode de spectroscopie tunnel inélastique, c'est à dire les principes de base, les méthodes de dérivation (analogique et numérique), le traitement des spectres ainsi que les limites de résolution. Nous présenterons ensuite le système expérimental de mesure et d'acquisition des données que nous avons réalisé à partir de la méthode de dérivation analogique. Nous essaierons de déterminer les conditions de mesures optimum permettant d'obtenir le meilleur rapport signal/bruit possible. Enfin, nous présenterons les différents échantillons que nous avons utilisés dans cette étude.

#### 1.2. Principes de base de l'IETS

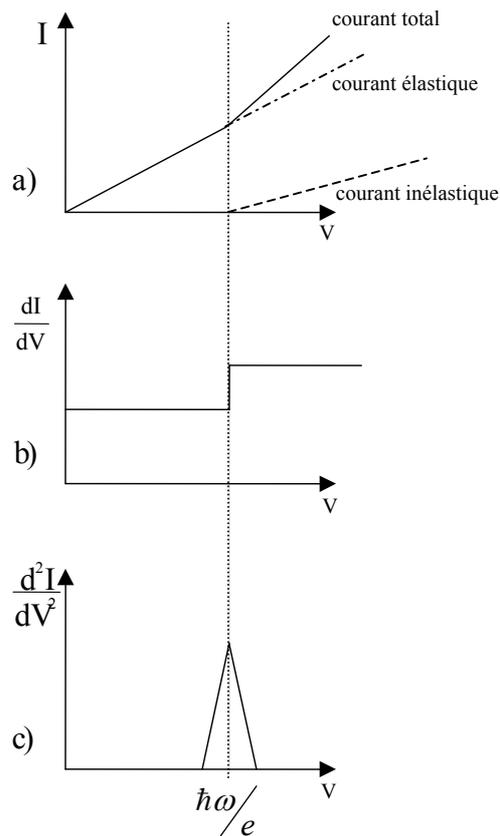
Dans le cas de l'effet tunnel élastique, les électrons passent à travers la barrière sans perte d'énergie (Fig. 1a), ce qui est le cas de la plupart des électrons. Toutefois, un autre mécanisme de transfert peut se produire, les électrons peuvent exciter un mode vibratoire  $\hbar\omega_0$  d'une impureté située dans la barrière et perdre cette énergie (Fig. 1b). Dans ce cas, la condition  $eV \geq \hbar\omega_0$ , doit être satisfaite afin que l'électron trouve à l'anode un niveau électronique libre, (où  $\hbar\omega_0$  est l'énergie associée au mode vibratoire de l'impureté). On appelle ce mécanisme tunnel "inélastique" car l'énergie finale de l'électron arrivant à l'anode est plus basse que l'énergie initiale de l'électron partant de la cathode. Cet effet tunnel inélastique amène un faible courant qui s'additionne au courant tunnel élastique principal. Cela se traduit par une cassure et donc un changement de pente dans la caractéristique courant-tension (I-V) pour la valeur de cette tension (représenté schématiquement dans le figure 2a). Il apparaît donc une très faible discontinuité de la conductance se traduisant par une marche dans la dérivée première (Fig. 2b) et un pic dans la dérivée seconde (Fig. 2c) à température nulle (ou à basse température).

Un spectre IET consiste en une série de pics, chacun à une tension correspondant aux différentes énergies de vibrations des impuretés situées dans l'isolant. Dans la réalité, ce saut de conductance est très faible, de l'ordre de 1%, voire moins. Toutefois, cela est suffisant pour

observer des pics dans la dérivée seconde, ce qui montre la sensibilité de la spectroscopie tunnel inélastique, pourvu que le taux de couverture soit  $1/40^{\text{ème}}$  de monocouche.



**Figure 1 :** Diagramme énergétique de la barrière tunnel a) dans le cas d'un canal élastique, b) dans le cas d'un canal inélastique.



**Figure 2 :** (a) Représentation schématique de la caractéristique I-V montrant que le courant total est la somme de la contribution due aux courants élastique et inélastique. (b) dérivée première et (c) dérivée seconde de cette caractéristique I-V

### 1.3. Méthode expérimentale

Expérimentalement, la dérivée seconde est mesurée par une technique de modulation. La tension appliquée à la jonction tunnel consiste en un petit signal alternatif  $V_\omega$  superposé à une tension de polarisation continue  $V_0$ . En considérant la jonction comme un élément passif non linéaire, la tension développée à ses bornes peut s'exprimer à l'aide d'un développement en série de Taylor :

$$\begin{aligned}
 I(V) &= I(V_0 + V_\omega \cos \omega t) \\
 &= I(V_0) + \left( \frac{dI}{dV} \right)_{V_0} V_\omega \cos \omega t + \frac{1}{2} \left( \frac{d^2I}{dV^2} \right)_{V_0} V_\omega^2 \cos^2 \omega t + \dots \\
 &= I(V_0) + \left( \frac{dI}{dV} \right)_{V_0} V_\omega \cos \omega t + \frac{1}{4} \left( \frac{d^2I}{dV^2} \right)_{V_0} V_\omega^2 + \frac{1}{4} \left( \frac{d^2I}{dV^2} \right)_{V_0} V_\omega^2 \cos 2\omega t + \dots \quad (1)
 \end{aligned}$$

Ainsi pour une modulation  $\omega$  d'amplitude constante, la composante en  $\omega$  de  $I(V_0)$  sera proportionnelle à  $dI/dV$  et celle en  $2\omega$  sera proportionnelle à  $d^2I/dV^2$ .

A partir des mesures de la dérivée première obtenue par la technique de modulation, nous pouvons également obtenir la dérivée seconde par une technique de dérivée numérique. Toutefois, une dérivation numérique entraîne du bruit dû à la quantification du signal. Il est donc nécessaire de supprimer ces effets du bruit sans pour autant affecter la hauteur et la largeur des pics du spectre IET. Nous avons utilisé des filtres de Savitzky-Golay [Savitzky1964, Press1995], ce sont des filtres passe-bas, adaptés au lissage de données, mais aussi au calcul de dérivées numériques. Cette méthode de lissage est basée par l'ajustement polynomial par la méthode des moindres carrés, en prenant pour chaque point de mesure l'ensemble des données contenues dans une fenêtre mobile, encadrant ce point de mesure, et en remplaçant cette donnée par la valeur calculée à partir du polynôme ajusté. La dérivée numérique est donc obtenue pour chaque point de mesure à partir de chaque polynôme ajusté. La figure 3 nous montre le spectre IET d'un même échantillon, l'un, obtenu par une méthode de dérivation numérique, l'autre par dérivation analogique. Ces deux spectres sont proches l'un de l'autre, toutefois, le spectre obtenu par dérivation analogique semble mieux résolu que celui obtenu par dérivation numérique.

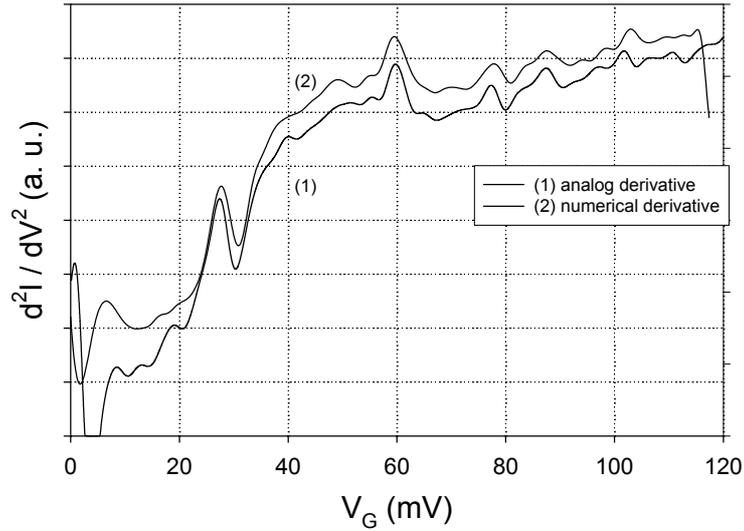


Figure 3 : Spectre IET obtenu (1) par dérivation analogique, (2) par dérivation numérique.

#### 1.4. Traitement des spectres IET et intensité des pics

La figure 4 nous montre un spectre IET obtenu pour une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si n+. Nous voyons que pour exploiter correctement ce spectre et déconvoluer les différents pics, il est nécessaire de soustraire la ligne de fond. Whye-Kei Lye et al [Lye 1997] ont montré que l'on pouvait y parvenir à partir de la ligne obtenue à 77K et de celle obtenue à 4.2K. La variation de la conductance inélastique à 4.2K est égale à :

$$\Delta G_{i,4.2K} = \frac{(\Delta G_{4.2K} - \xi) G_{77K} - \Delta G_{77K} G_{4.2K}}{G_{77K} - \gamma G_{4.2K}}$$

avec  $\gamma = 4.2/77 = 0.0545$

et  $\xi = (\Delta G_{4.2K} - \Delta G_{i,4.2K}) \left( 1 - \frac{1}{\rho} \frac{G_{4.2K}}{G_{77K}} \right)$  (2)

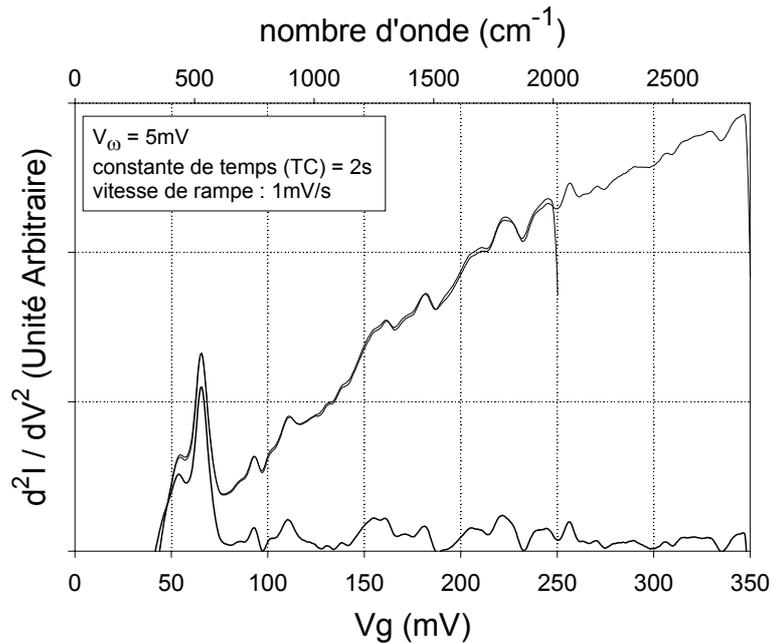
$$\rho = \left( \frac{\Delta G_{4.2K}}{\Delta G_{77K}} \right)_{\text{moyen}} = 0.95$$

où  $G_{77}$  et  $G_{4.2}$ ,  $\Delta G_{77}$  et  $\Delta G_{4.2}$  sont respectivement la conductance à 77K et 4.2K et la variation de la conductance à 77K et 4.2K.

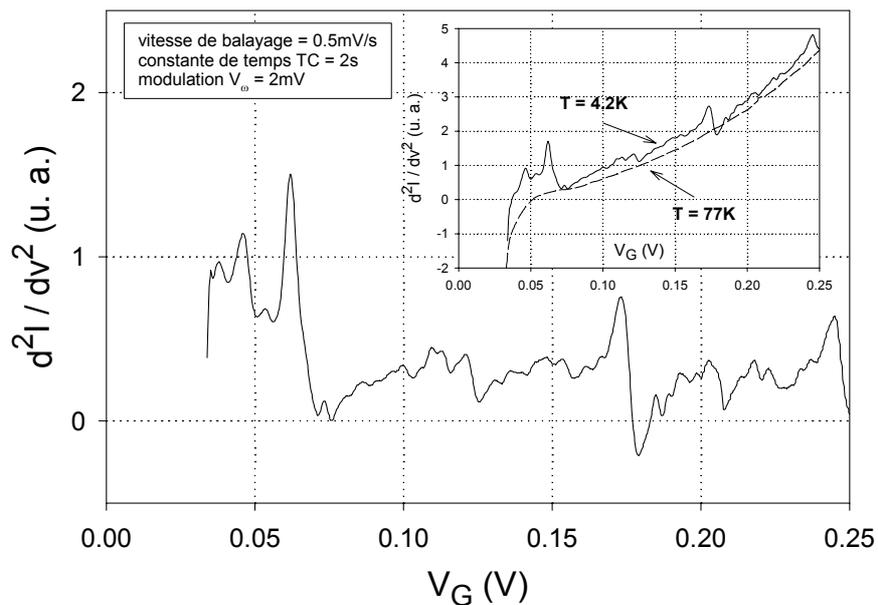
En fait, nous avons utilisé une version simplifiée de cette méthode en soustrayant directement le spectre obtenu à 77K de celui obtenu à 4.2K comme le montre la figure 5. On peut également déterminer la ligne de fond en la calculant à partir des minima du spectre à

4.2K. Nous avons utilisé le logiciel 'TableCurve' de SPSS Inc. [TableCurve] en effectuant une identification polynomiale sur les minima du spectre afin de soustraire la ligne de fond

Les énergies des pics sont très proches les unes des autres, il est donc nécessaire de déconvoluer ces spectres afin de mettre en évidence ces différentes structures. Nous avons isolé les pics inélastiques en effectuant une identification à partir de gaussiennes à l'aide du logiciel 'PeakFit' de SPSS Inc. [PeakFit].



**Figure 4 :** Spectre IET pour une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si n+. Le spectre en bas de la figure est obtenu après soustraction de la ligne de fond.



**Figure 5 :** Spectre IET pour une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si n+. L'insert montre les spectres à 77K et 4.2K

Yanson et al [Yanson1972] ont montré que l'intensité des processus inélastiques est caractérisée par un saut  $\Delta G/G$  dans la conductance  $G$  pour la tension  $V = \hbar\omega_0/e$ . La conductance peut être facilement déterminée par la courbe de dérivée première pour certains modes de vibration (en particulier à basse tension). La quantité  $\Delta G/G$  est donnée à partir de la caractéristique I-V et la dérivée seconde par la relation :

$$\frac{\Delta G}{G} = V \int_{V_1}^{V_2} \frac{1}{I} \frac{d^2 I}{dV^2} dV \quad (3)$$

où  $V_1$  et  $V_2$  sont les tensions de début et de fin de la bande de vibration. Cette relation peut être utilisée pour quantifier les modes vibratoires.

La mesure de la conductance est effectuée à l'aide de l'amplificateur de détection synchrone pour la fréquence  $f$ . La tension de sortie est proportionnelle au rapport  $dI/dV$  mesuré par le détecteur synchrone. Il suffit de calibrer ces valeurs de la tension de sortie à l'aide de résistances.

La figure 6 nous montre les spectres dérivée première et seconde d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si n+. On peut observer le saut de conductance  $\Delta G$  permettant de calculer  $\Delta G/G$ , ainsi que le pic sur la dérivée seconde dû à ce saut de conductance.

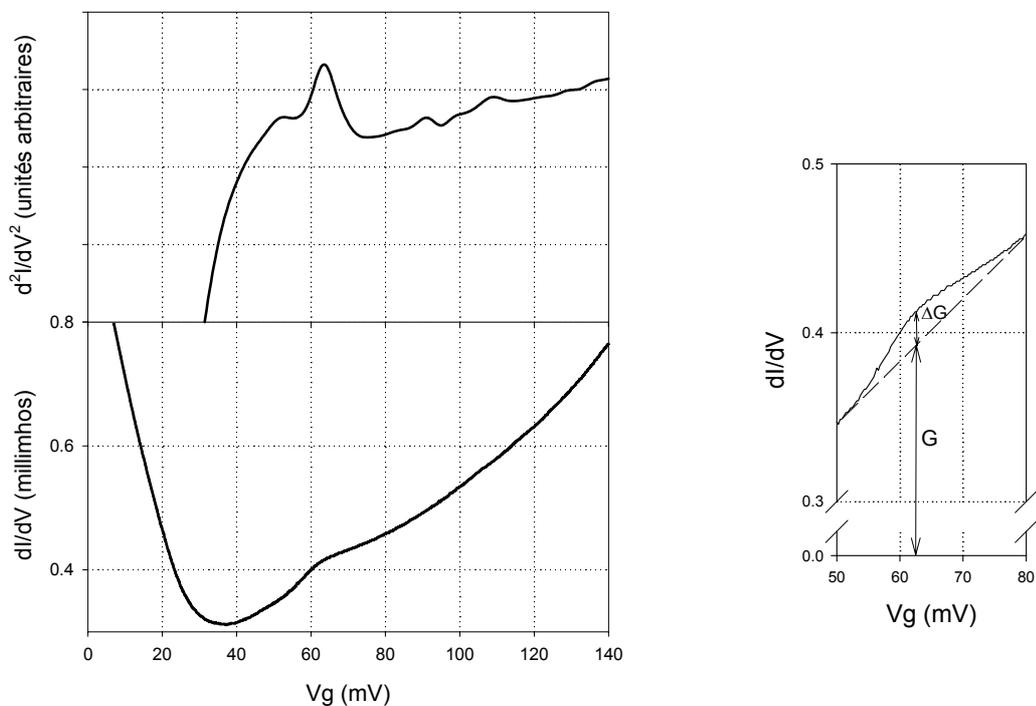


Figure 6 : Spectres de la dérivée première et seconde d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si n+.

## 1.5. Limites de la résolution

Lambe et Jackevic [**Lambe1968**] ont montré que la dérivée seconde est un produit de convolution du poids spectral  $D(\hbar\omega_0)$  avec une fonction thermique  $\chi(E)$  représentée figure 7a.

$$\frac{d^2I}{dV^2} = D^* \chi \quad (4)$$

$$\text{où} \quad \chi(E) = \frac{1}{kT} e^x \frac{(x-2)e^x + x + 2}{(e^x - 1)^3} \quad \text{avec} \quad x = \frac{E}{kT} \quad \text{et} \quad E = eV_G$$

Du fait de l'évolution en température de la statistique de Fermi-Dirac, la largeur à mi-hauteur de cette fonction thermique est de 5.44 kT, il est donc nécessaire de travailler à basse température afin d'avoir une bonne résolution. La largeur à mi-hauteur est égale à 35mV à 77K, température de l'azote liquide, elle est de 1.8mV à 4.2K, température de l'hélium liquide.

Klein et al [**Klein1973**] ont calculé les limitations de la résolution dues au signal modulant appliqué à la structure. Le courant résultant est une fonction du temps :

$$I = f(eV_0 + eV_\omega \cos \omega t),$$

où  $f(eV_0)$  est la caractéristique de la jonction et  $eV_\omega$ , le signal de modulation de fréquence  $\omega$ .

Soit  $F''$  la dérivée seconde expérimentale, nous avons vu précédemment que le courant mesuré à la fréquence  $2\omega$  est égal à  $\frac{1}{4} \times F'' \times V_0^2 \times \cos 2\omega t$ ,  $f' = d^2I/dV^2$  étant la dérivée exacte, Klein et al<sup>6</sup> ont montré que  $F''$  est un produit de convolution de  $f'$  et une fonction instrumentale  $\phi$ , représentée figure 7b.

$$F'' = f' * \phi \quad (5)$$

$$\text{où} \quad \phi(E) = \frac{8}{3\pi} \frac{1}{(eV_\omega)^4} (e^2 V_\omega^2 - E^2)^{3/2}$$

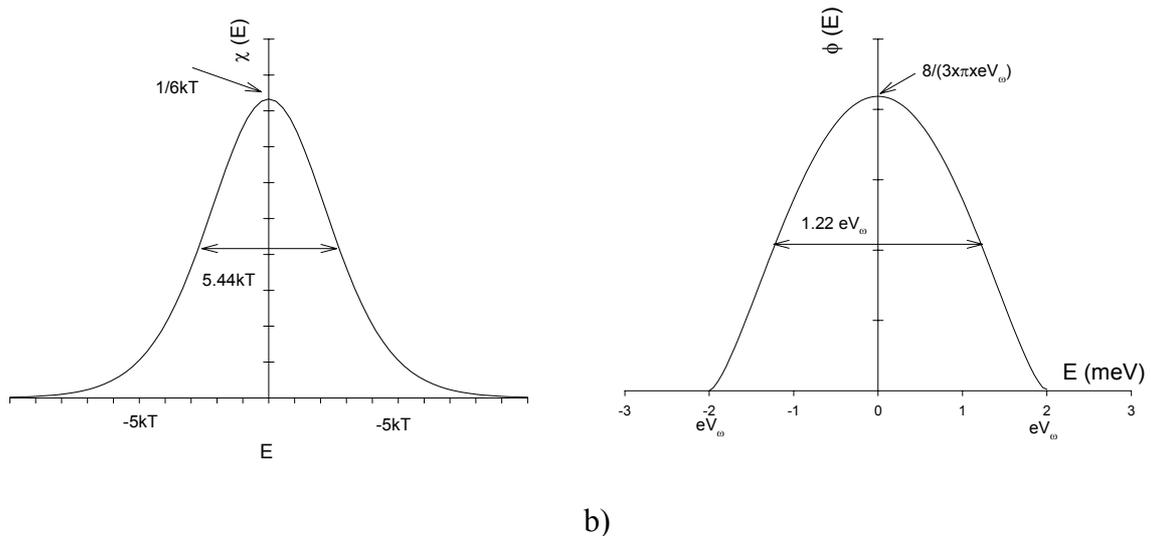
La largeur à mi-hauteur de cette fonction est égale à  $1.22eV_\omega$ . L'amplitude de modulation peut être ajustée afin de donner la résolution souhaitée. Toutefois, un compromis doit être trouvé entre l'amplitude de modulation et le rapport signal sur bruit. Le second harmonique varie en fonction du carré de l'amplitude de modulation, mais le rapport signal

sur bruit est inversement proportionnel à la racine carrée de la bande passante, donc proportionnel à la racine carrée du temps d'intégration. Nous verrons plus loin que le rapport signal/bruit est égal à :

$$S/B = \frac{V_e \times G}{\text{bruit d'entrée} \times G \times \sqrt{\Delta f}} \approx \frac{V_e \times \sqrt{\tau_c}}{\text{bruit d'entrée}} \quad (6)$$

où  $V_e$  est le signal d'entrée ( $dI/dV$  ou  $d^2I/dV^2$ ),  $G$  le gain,  $\Delta f$  la largeur de la bande passante et  $\tau_c$ , le temps d'intégration.

Lorsqu'on diminue le signal d'entrée d'un facteur  $a$ , le signal  $d^2I/dV^2$  diminue d'un facteur  $a^2$ , il faudra donc augmenter la constante de temps d'un facteur  $a^4$  pour garder le même rapport signal/bruit.



**Figure 7 :** Influence sur la largeur à mi-hauteur du spectre tunnel a) de la température, b) de l'amplitude de modulation

Deux facteurs vont donc affecter la résolution du spectre tunnel : la température de mesure et l'amplitude de modulation. Ils affectent la largeur à mi-hauteur (FWHM : Full Width Half-Maximum) suivant la relation suivante :

$$\delta V = \sqrt{(5.4kT)^2 + (1.22eV_\omega)^2} \quad (7)$$

où  $k$  est la constante de Boltzman,  $T$  la température en K,  $V_\omega$  l'amplitude de la tension de modulation et  $e$  la charge de l'électron.

La figure 8 nous montre l'influence de la valeur de l'amplitude de la tension de modulation sur la largeur à mi-hauteur du spectre  $d^2I/dV^2$ , pour trois valeurs de la température de mesure. La figure 9 nous montre le spectre IET pour quatre valeurs de l'amplitude de modulation. Nous pouvons constater que la résolution est d'autant meilleure que la taille de la modulation est faible.

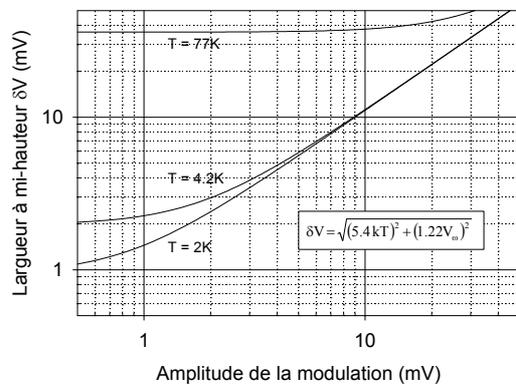
Shen et al. [Shen1982] ont calculé la dépendance de l'intensité relative de la ligne des pics et de la largeur  $\delta V$  avec la température  $T$  et l'amplitude de modulation  $V_\omega$ . Ils ont ainsi donné une ligne de fond théorique afin de déterminer les conditions optimum de mesure. Ils ont montré que lorsque  $T$  diminue fortement, la hauteur de pic  $D$  augmente. Si nous traçons la courbe  $\delta V/eV_\omega$  en fonction de  $kT/eV_\omega$  ( $\delta V/eV_\omega = \sqrt{(5.4kT/eV_\omega)^2 + (1.22)^2}$ ), pour une valeur de  $eV_\omega$  fixée,  $\delta V$  décroît quand la température diminue. Toutefois, si  $kT/eV_\omega$  est très faible ( $kT/eV_\omega < 0.2$ ), une diminution de la température  $T$  aura peu d'effet significatif sur la valeur  $\delta V$ , mais l'amplitude du signal continuant à décroître, la sensibilité continuera à être améliorée. Les conditions de mesure optimum pour détecter un spectre IET sont obtenues pour  $kT/eV_\omega = 0.2$ , où la largeur de la ligne  $\delta V$  est très étroite et la valeur du pic est très élevée. A la température de 4.2 K (température de l'hélium liquide), la simple égalité entre la limitation due à la température (5.44 kT) et celle due à l'amplitude de modulation (1.22 eV<sub>ω</sub>) nous donne une amplitude de modulation de 1.6mV. A 2K, ces conditions entraînent une valeur de  $V_\omega$  égale à 0.8mV. Dans la pratique, cette condition est couramment utilisée [Walmsley1978].

L'échantillon est placé dans un bain à l'hélium liquide, il est donc possible, en pompant au-dessus de la phase liquide de l'hélium, de descendre à des températures de l'ordre de 1.8K. Toutefois, cette manipulation n'a d'intérêt que si l'amplitude de la modulation est inférieure à 2mV (figure 10). La figure 11 nous montre le spectre IET d'une jonction tunnel Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+) pour quatre valeurs de la température de mesure et pour une amplitude de modulation de 0.8mV. Dans l'insert de la figure 11, nous donnons les valeurs calculées et expérimentales de la largeur à mi-hauteur  $\delta V$ . Cette valeur expérimentale est obtenue après soustraction de la ligne de fond et déconvolution. Nous pouvons remarquer une différence entre ces deux valeurs de la largeur à mi-hauteur : la ligne expérimentale est plus large. Wamsley *et al* [Walmsley1978] ont expliqué cette différence en attribuant au pic du mode de vibration une largeur naturelle avec un profil Gaussien et ont trouvé une largeur naturelle FWHM de 1.504mV. A notre avis, cette largeur naturelle ( $\delta V_{nat}$ ), ou largeur intrinsèque, est

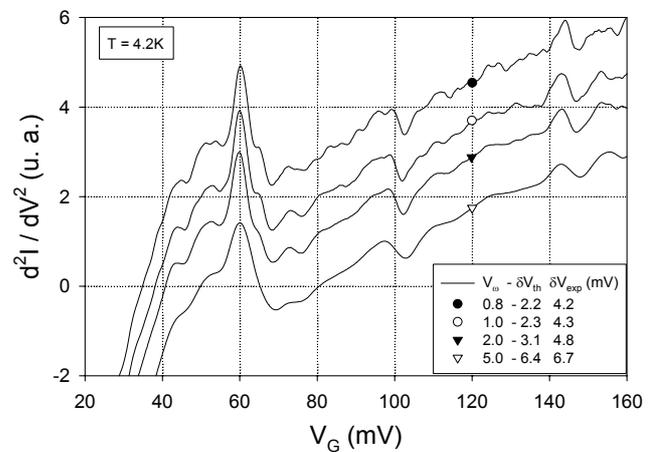
due, en partie à la difficulté de déterminer correctement la ligne de fond, mais aussi, en partie à la complexité de la ligne naturelle du pic dans l'interaction tunnel inélastique avec les modes de vibrations comme l'ont évoqué certains auteurs [Lauhon2001, Higgs2002]. Cette imperfection dans la soustraction de la ligne de fond avait déjà été remarquée par Lauhon et al [Lauhon2001] ainsi que par Higgs et Mazur [Higgs2002]. Avec ce nouveau paramètre, la largeur à mi-hauteur FWHM des pics peut être donnée par la formule suivante :

$$\delta V = \sqrt{(5.4kT)^2 + (1.22eV_\omega)^2 + (\delta V_{nat})^2} \quad (8)$$

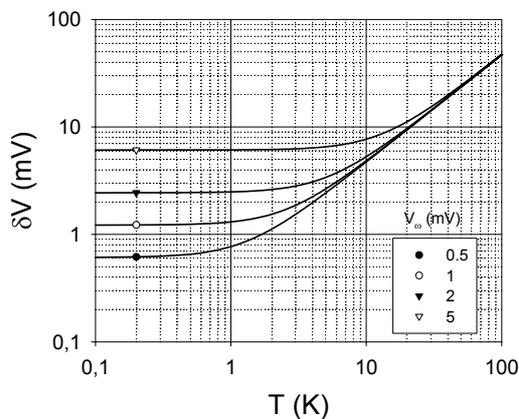
Dans les différentes mesures que nous avons effectuées, nous avons trouvé une valeur de  $\delta V_{nat}$  de l'ordre de 2mV.



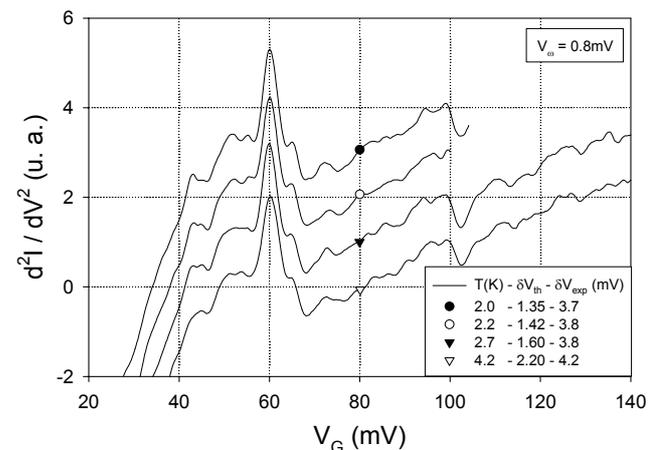
**Figure 8 :** Evolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de l'amplitude de modulation et pour plusieurs températures de mesure.



**Figure 9 :** Spectre IET pour 4 valeurs de l'amplitude de modulation et pour une température T = 4.2K.



**Figure 10 :** Evolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de la température de mesure et pour plusieurs amplitudes de modulation.



**Figure 11 :** Spectre IET pour 4 valeurs de la température de mesure et pour une amplitude de modulation de 0.8mV.

## 1.6. Instrumentation

Le système que nous avons réalisé reprend dans son principe les circuits qu'avaient utilisés Lambe et Jacklevic [**Lambe1968**], système qui avait été mis au point pour l'étude des vibrations moléculaires par spectroscopie tunnel inélastique. Des circuits similaires, avec quelques améliorations ont été proposés par Colley et Hansma [**Colley1977**], Walmsley et al [**Walmsley1983**] pour l'étude par IETS de films minces métal-isolant-métal (MIM) dont la résistance varie dans une gamme allant de  $20\Omega$  à  $1000\Omega$ . Plus récemment Wang [**Wang1993**] a décrit la réalisation d'un spectromètre IET, simple et bon marché et Seman et Maliik [**Seman1999**] ont présenté la réalisation d'un régulateur de signal améliorant la résolution en spectroscopie tunnel. Le système que nous présentons reprend dans son principe les circuits précédents, mais adapté aux mesures sur des films métal-oxide-semiconducteur (MOS) [**Petit2003a**].

### 1.6.1. Rampe de tension et oscillateur

Le banc de mesure que nous avons réalisé, est donnée par le schéma synoptique de la figure 12. La rampe de tension a été réalisée à partir d'une carte entrée-sortie PCI-6024E de chez National Instrument [**National Instrument**]. Il s'agit d'une carte numérique-analogique avec un convertisseur numérique/analogique de 12bits dont la gamme de tension de sortie est fixée à  $\pm 10V$ . La tension de polarisation dont nous avons besoin pour effectuer les mesures IETS étant comprise entre  $-500mV$  et  $+500mV$  (gamme habituelle d'énergie infra-rouge), à l'aide de l'amplificateur opérationnel A1, nous avons ramené la tension de sortie de la carte PCI-6024E à  $\pm 500mV$ , ce qui nous donne un pas d'incrément  $\Delta V$  égal à  $244\mu V$ . La vitesse de la rampe de tension est programmable et peut être réglée dans une gamme allant de  $0.1mV/s$  à  $2mV/s$ . Il a été montré que la largeur des pics, dans les caractéristiques de la dérivée seconde, dus à l'effet tunnel inélastique, dépend de la vitesse de la rampe de tension de polarisation [**Skarlatos1976**]. Ce phénomène est indépendant de la résolution de l'appareil de mesure, qui doit être plus grande que la largeur des pics observés.

L'amplificateur à détection synchrone EGG 7265 possède un oscillateur interne qui peut être utilisé comme signal de modulation  $\omega$ , mais également comme signal de référence pour la détection synchrone. La fréquence de cette modulation a été choisie égale à  $983Hz$ , afin d'éviter les perturbations dues au secteur  $50Hz$  et à ses harmoniques.

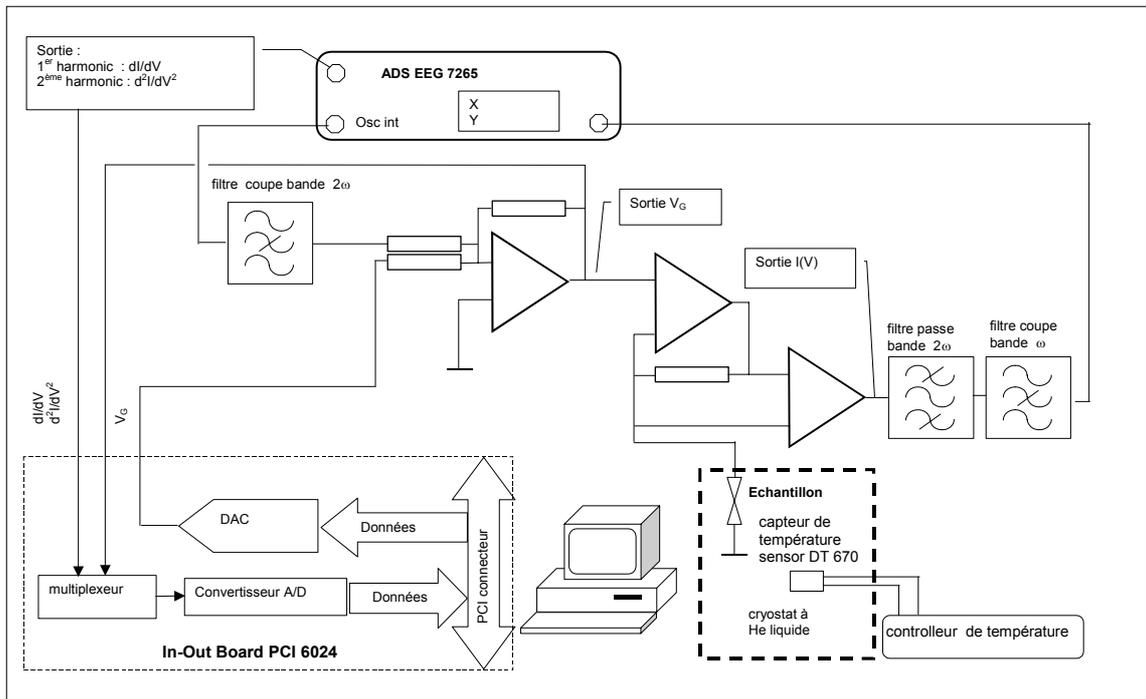


Figure 12 : Schéma synoptique du banc de dérivation

### 1.6.2. Système de mesure

Le schéma électronique du système de mesure est donné par la figure 13. Il est essentiel de ne pas détecter le premier harmonique ( $2\omega$ ) du signal modulant  $\omega$ , pour cela, nous avons placé dans le circuit de modulation un filtre réjecteur en  $2\omega$  dont la courbe de réponse est donnée par la figure 14a. Un amplificateur opérationnel A3, monté en sommateur, effectue la somme de la tension de polarisation (rampe de tension) et de la modulation, qui est appliquée à l'échantillon par l'intermédiaire de l'amplificateur opérationnel A4, monté en source de courant. Pour mesurer le courant qui traverse l'échantillon et les deux résistances de  $1K\Omega$ , nous avons utilisé un amplificateur d'instrumentation (A5) de gain 1, qui nous donne une tension de sortie proportionnelle au courant qui traverse l'échantillon, effectuant ainsi une conversion courant-tension. La résistance ajustable de  $1K\Omega$  permet d'avoir le meilleur compromis entre l'amplitude de la tension de sortie de l'amplificateur A5 et la tension de saturation de celui-ci.

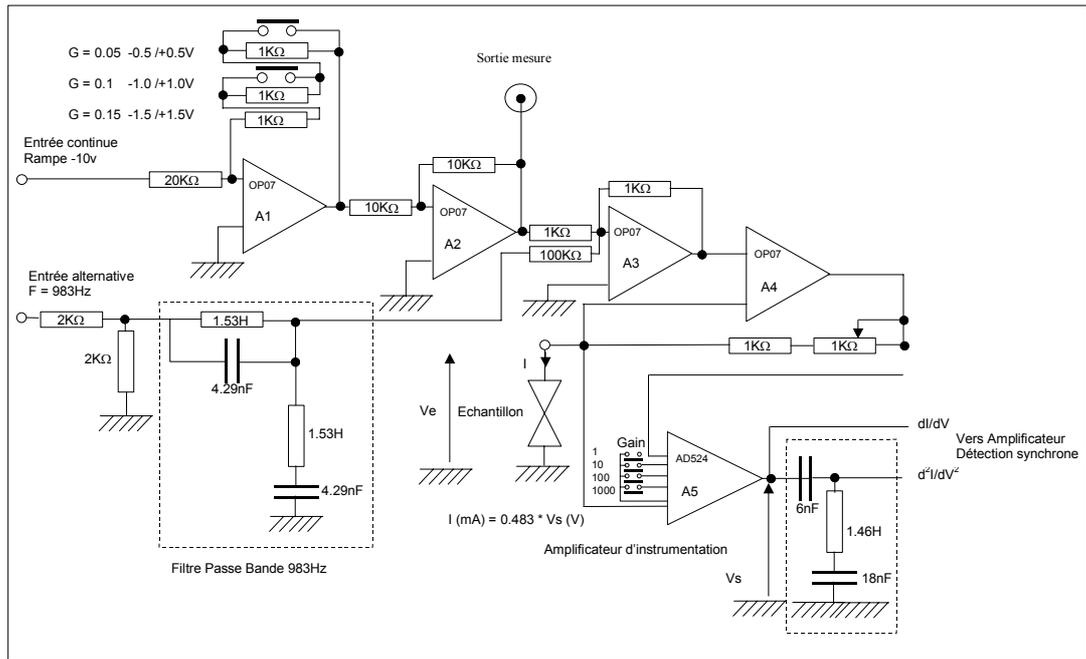


Figure 13 : Schéma électronique du banc de dérivation

### 1.6.3. Amplificateur à détection synchrone et rapport signal/bruit

La sortie de l'amplificateur d'instrumentation est reliée à l'amplificateur à détection synchrone EGG 7265, soit directement pour effectuer la mesure de la dérivée première, soit par l'intermédiaire d'un filtre réjecteur de la pulsation  $\omega$  et amplificateur de celle en  $2\omega$ , dont la courbe de réponse est donné par la figure 14b, pour la dérivée seconde. Ce filtre a une bande passante à  $-3\text{dB}$  de 100Hz et un coefficient de surtension de 23dB.

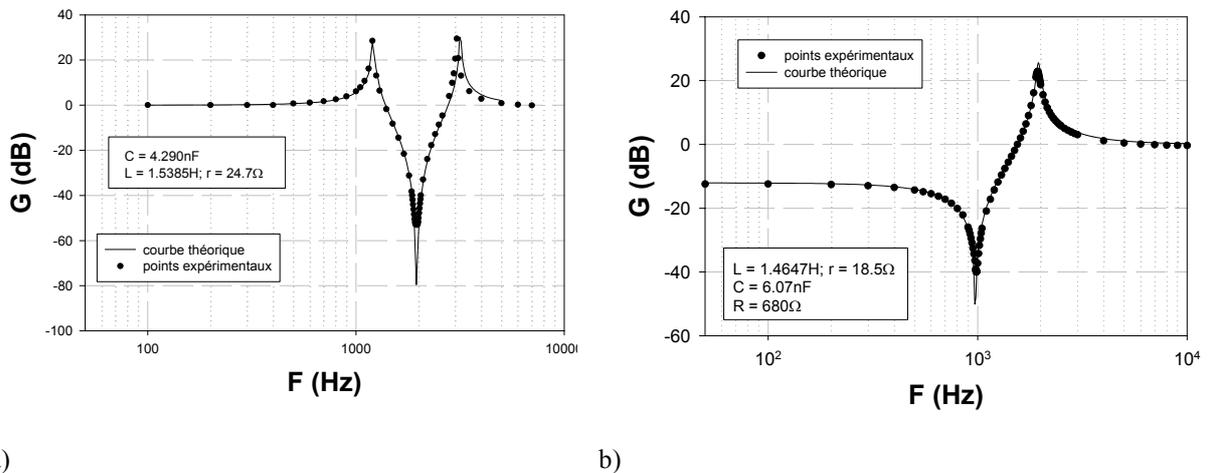


Figure 14 : Courbe de réponse a) du filtre réjecteur du  $2\omega$ , b) du filtre réjecteur  $\omega$  et amplificateur  $2\omega$ .

Le signal à la sortie de l'amplificateur d'instrumentation est de l'ordre de quelques mV à quelques dizaines de mV, pour la dérivée première et de quelques dizaines de nV à quelques dizaines de  $\mu\text{V}$ , pour la dérivée seconde. Afin d'avoir un rapport signal/bruit convenable et de détecter dans de bonnes conditions le signal dérivée seconde, l'utilisation d'un amplificateur à détection synchrone s'impose.

En effet, si l'on utilise un très bon amplificateur, ayant un bruit d'entrée de  $4\text{nV}\sqrt{\text{Hz}}$ , une bande passante de 1MHz et un gain de 1000, afin d'avoir un signal de l'ordre du mV en sortie de l'amplificateur, le bruit dû à cet amplificateur sera de  $4\text{mV}(\sqrt{1\text{MHz}} \times 4\text{nV} \times 1000)$ , le signal amplifié par cet amplificateur sera de quelques mV. Il sera donc difficile de mesurer un signal en présence de ce bruit.

Dans les mêmes conditions de mesure, pour un amplificateur à détection synchrone ayant une constante de temps de 1s avec une pente du filtre passe-bas de 12 dB/octave, la largeur de bande équivalente de bruit est de 0.166Hz, ce qui entraîne un bruit accompagnant le signal de  $1.6\mu\text{V}(\sqrt{0.166\text{Hz}} \times 4\text{nV} \times 1000)$ . Ces performances peuvent être améliorées en augmentant la constante de temps  $\tau$  (pour 5s de constante de temps, le bruit sera de  $0.7\mu\text{V}$ ), toutefois cela se traduira par un accroissement sensible du temps de mesure. Il est en effet nécessaire d'adapter la vitesse de la rampe de tension de polarisation à la constante de temps de l'amplificateur de détection synchrone. L'amplitude du signal variant avec le temps, la fréquence de coupure du filtre passe-bas devra être supérieure ou égale à fréquence du signal  $d^2I/dV^2(t)$ .

Le tableau I nous donne la bande passante équivalente de bruit,  $B_{\text{ENBW}}$ , en Hz en fonction de la constante de temps pour 2 valeurs de la pente du filtre passe-bas [EG&G]. En pratique, la bande passante équivalente de bruit n'est pas très différente de la bande passante à -3dB (pour un simple circuit RC,  $B_{\text{ENBW}} = (\pi/2)B_{-3\text{dB}} = 1/4RC$ ).

Pour une amplitude de modulation de 2mV et une température de mesure de 4.2K, la largeur à mi-hauteur des pics sera de l'ordre de 3mV. Le temps pour balayer un pic sera égal à  $3\text{mV}/V_r$  ( $V_r$  étant la vitesse de la rampe en mV/s); on peut donc en déduire la fréquence de coupure du filtre passe bas et à l'aide du tableau ci-dessous, la valeur de la constante de temps.

Par exemple, pour une constante de temps de 5s et une pente de 12dB/octave, la bande passante équivalente de bruit est de 0.03335Hz, c'est à dire que tous les bruits ou signaux de fréquence supérieure à 0.03335Hz seront atténués; la vitesse de la rampe  $V_r$  sera de 0.1mV/s. Pour une valeur de la constante de temps de 2s, la fréquence de coupure sera de 0.08337Hz et la vitesse de rampe  $V_r$  devra être de 0.264mV/s.

constante de temps	Bande passante équivalente de bruit (Hz) pour une pente de	
	6dB/octave	12dB/octave
100ms	2.5	1.6675
200ms	1.25	0.83375
500ms	0.5	0.3335
1s	0.25	0.16675
2s	0.125	0.083375
5s	0.05	0.03335
10s	0.025	0.016675

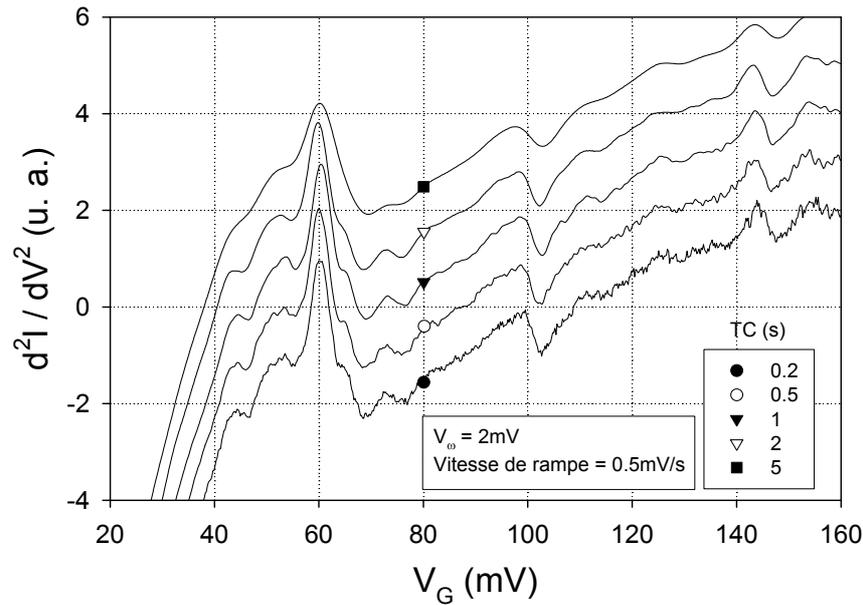
**Tableau I :**  $B_{ENBW}$  en fonction de la pente et de la constante de temps du filtre passe bas de l'amplificateur à détection synchrone [EG&G].

Le tableau II nous donne la valeur de la constante de temps optimum en fonction de la vitesse de la rampe de tension, pour une pente du filtre passe bas de 12dB/octave.

$V_r$ (mV/s)	0.1	0.25	1	2	5
$\tau_c$	5s	2s	500ms	200ms	50ms

**Tableau II :** Valeur de la constante de temps en fonction de la vitesse de la rampe de tension.

Nous avons tracé sur la figure 15, la dérivée seconde en fonction de la tension de polarisation, pour une tension de modulation de 2mV, une vitesse de rampe de 0.5mV/s et pour plusieurs valeurs de la constante de temps  $\tau_c$  allant de 200ms à 5s. La valeur idéale de la constante de temps pour une vitesse de rampe de 0.5mV/s est de 1s; nous voyons que pour les valeurs inférieures à 1s le spectre devient plus bruyant et pour les valeurs supérieures à 2s, le spectre est atténué. Le choix de la constante de temps de l'amplificateur à détecteur synchrone sera un compromis entre le rapport signal/bruit et le temps de manipulation.



**Figure 15 :** Spectre IET pour une vitesse de rampe de  $0.5\text{mV/s}$  une tension de modulation de  $2\text{mV}$  et plusieurs valeurs de la constante de temps.

Le détecteur synchrone EGG 7265 a la possibilité de détecter les signaux dont la fréquence est le double de la fréquence de référence. En réglant la phase du détecteur synchrone, on peut ainsi détecter un signal proportionnel à la dérivée première pour la fréquence  $f$  ou un signal proportionnel à la dérivée seconde, pour la fréquence  $2f$ . La sortie analogique de ce détecteur synchrone est reliée à l'entrée analogique de la carte entrée-sortie PCI 6024E. Cette carte, qui possède 8 canaux d'entrée différentielle, est à gain programmable de valeur  $0.5$ ,  $1$ ,  $10$  et  $100$ ,  $100$  (correspondant à une tension d'entrée de  $\pm 10\text{V}$ ,  $\pm 5\text{V}$ ,  $\pm 500\text{mV}$  or  $\pm 50\text{mV}$ ) et possède un convertisseur analogique/numérique dont la résolution est de 12 bits. La sortie de la rampe de tension est également reliée à celle-ci, qui, avec un gain de 10 pour une tension d'entrée variant entre  $-500$  et  $+500\text{mV}$ , nous donne une précision de  $244.1\mu\text{V}$ . Elle permet donc d'effectuer l'acquisition des données  $dI/dV$  et  $d^2I/dV^2$  en fonction de la tension de polarisation.

L'ensemble de la manipulation ainsi que l'acquisition des données est piloté par micro-ordinateur. Le logiciel du programme de commande a été écrit en langage graphique LabView de National Instrument [**National Instrument**] et est donné par la figure 16 et la figure 17 nous montre la face avant du programme de commande de la manipulation IETS.

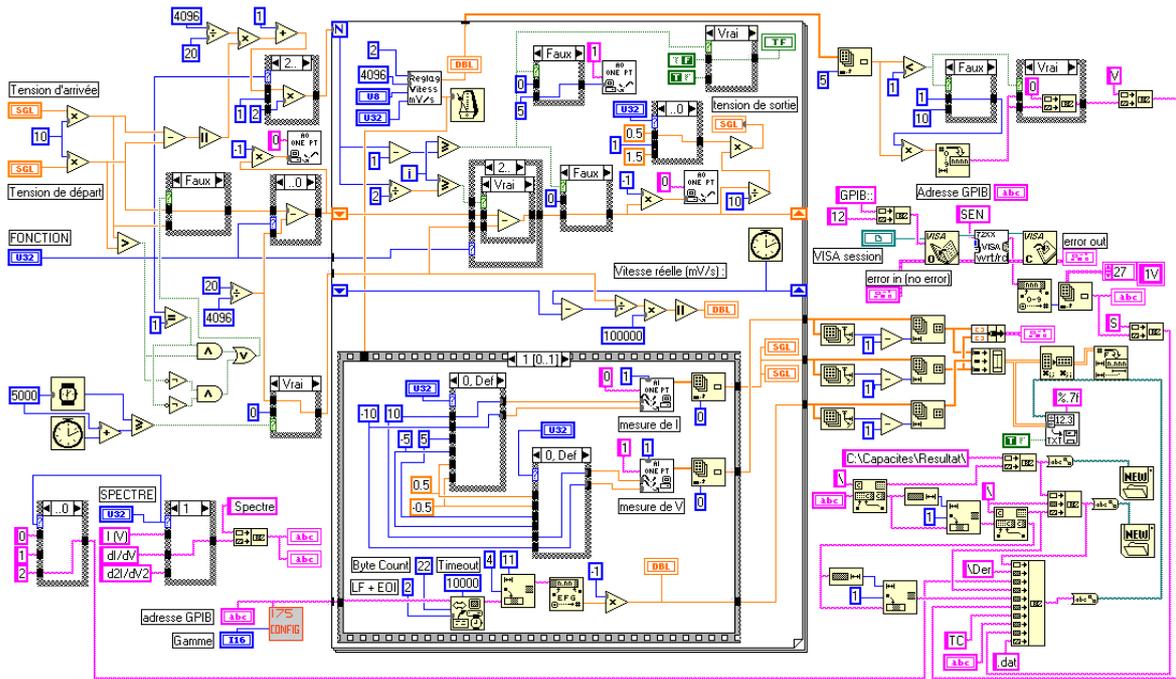


Figure 16 : Programme de commande de la manipulation IETS, réalisée sous LabView

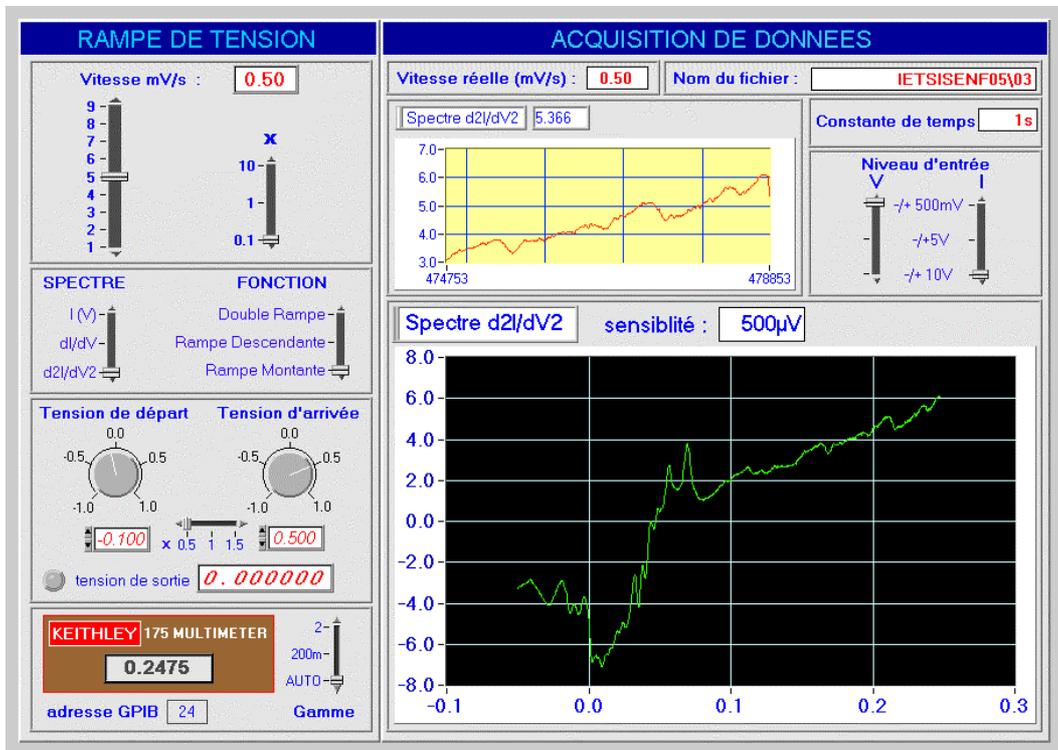


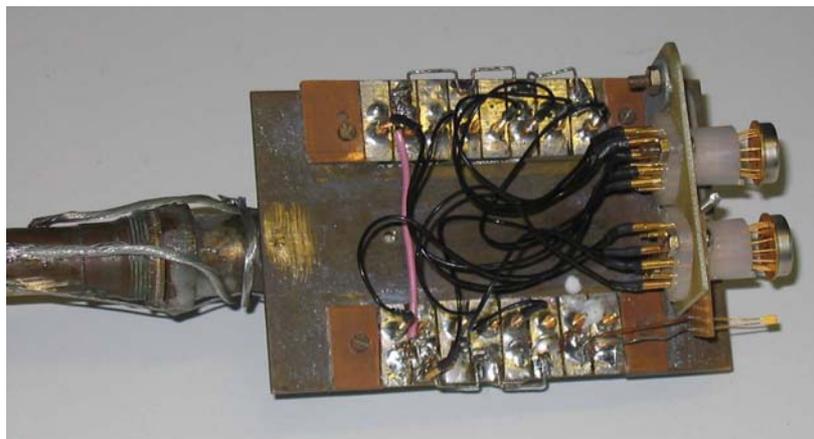
Figure 17 : Face avant du programme de commande de la manipulation IETS, réalisée sous LabView

Ces mesures IETS sont complétées par des caractéristiques courant-tension (I-V), à l'aide d'un picoampèremètre HP4140B et de caractéristiques capacité-tension (C-V), avec un capacimètre HP4284, mesures effectuées à la température ambiante et à la température de l'hélium liquide.

La figure 18 montre une photographie du banc de mesure par spectroscopie tunnel inélastique. Sur la partie droite de la photo, derrière le bidon d'hélium liquide, nous avons le cryostat à hélium liquide. Sur la partie gauche, nous avons le système de mesure ainsi que l'amplificateur à détection synchrone. La figure 19 nous montre la photographie de la tête de mesure comprenant les échantillons ainsi que la sonde de température.



**Figure 18 :** Banc de mesure IETS



**Figure 19 :** Tête de mesure

### 1.6.4. Cryogénie

Les échantillons sont immergés dans un cryostat à hélium liquide. Ce cryostat en verre, dont le schéma nous est donné figure 20, fabriqué par les ateliers Vincent, à Paris, est à double vase, avec une garde à azote liquide, d'une contenance de 6 litres, ce qui nous procure une autonomie de 4 heures environ et avec un vase argenté à hélium liquide dont le vide d'isolement peut être refait périodiquement à l'aide d'un robinet à boisseau. Ce cryostat nous permet d'effectuer des mesures à la température de l'azote liquide, de l'hélium liquide ainsi qu'à des températures inférieures à 4.2K ( $kT = 0.4\text{mV}$ ), jusqu'à 1.8K ( $kT = 0.17\text{mV}$ ) en pompant au-dessus de la phase liquide de l'hélium. La température est mesurée à l'aide d'une sonde au silicium, de chez Lakeshore, étalonnée de 1.2K à 100K [Lakeshore].

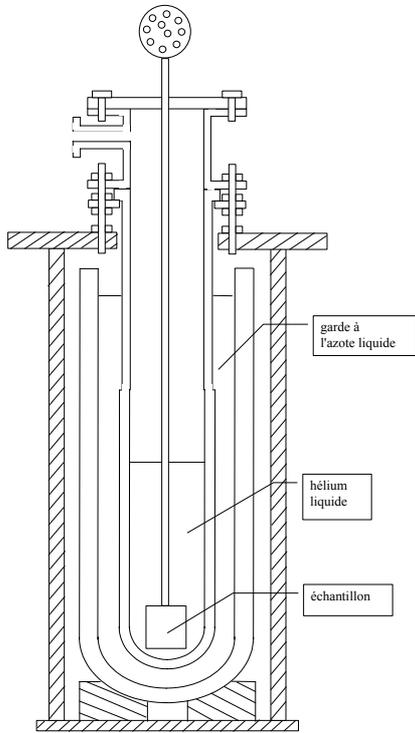


Figure 20 : Cryostat à hélium liquide

### 1.7. Préparation des échantillons

Nous avons disposé de deux sources d'échantillons, l'une étant fabriquée à l'IEMN de Lille, sous la responsabilité de Dominique VUILLAUME (l'oxydation étant réalisée par P. BIGOTTE (IEMN-CNRS) et la métallisation ainsi que l'encapsulation par D. DERESMES (IEMN-CNRS)) et l'autre au CEA-LETI, par Charles LEROUX. Les jonctions MOS ont été fabriquées à partir de substrats silicium fortement dopés provenant de la société Siltronic. Seuls ces substrats fortement dégénérés peuvent être utilisés à cause des mesures à très basse température qui doivent être effectuées sur ces échantillons. Le substrat semiconducteur doit être fortement dopé (dégénéré) afin d'avoir un comportement métallique. Cette dégénérescence du substrat est obligée si on veut que la totalité de la tension appliquée se retrouve sur la barrière tunnel (ici l'oxyde  $\text{SiO}_2$ ) sans chute de potentielle dans le semiconducteur.

### 1.7.1. Échantillons fabriqués par l'IEMN

Ces capacités Al-SiO<sub>2</sub>-Si(n+) ou (p+) ont été réalisées à partir d'un substrat fortement dégénéré, dont la résistivité de l'ordre de 0.001Ω/cm, de type N (dopé au phosphore, N<sub>D</sub> = 4.7x10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>) ou de type P (dopé au bore, N<sub>A</sub> = 7x10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>) pour les orientations <100> et <111> du silicium (tableau 1). Les films de SiO<sub>2</sub>, d'épaisseur 2nm, ont été obtenus par oxydation thermique à 600°C dans une atmosphère d'oxygène sec. Ils ont subi ensuite un recuit à 600°C à l'azote sec. Les grilles en aluminium ont été déposées (épaisseur de 300nm) par évaporation e-beam à travers un masque nous permettant d'avoir des surfaces de 10<sup>-2</sup> et 3.6x10<sup>-3</sup> cm<sup>2</sup>. Les échantillons sont montés dans des boîtiers circulaires TO.

### 1.7.2. Échantillons fabriqués par le CEA-LETI

Ces capacités Al-SiO<sub>2</sub>-Si(n+) ou (p+) ont été réalisées également à partir d'un substrat N dégénéré (dopé à l'arsenic) ou d'un substrat P (dopé au bore) pour une orientation <100> du silicium (tableau 1). L'oxydation est réalisée par un procédé "rapid thermal oxidation " (RTO), il s'agit donc d'un oxyde sec réalisé par procédé thermique. L'épaisseur de l'oxyde est de 2nm. La grille aluminium (épaisseur de 300nm) a été déposée par un procédé d'évaporation. Il n'y a pas eu de recuit. Ces capacités sont montées sous boîtiers dual-in line.

Avant le montage sous boîtier, il est important de griffer la face arrière du substrat afin de casser la fine couche d'oxyde natif qui a pu se former et d'assurer un bon contact face arrière.

#### Échantillons IEMN

orientation	type	dopant	résistivité	concentration en donneurs/accepteurs
(100)	N+	P	1 à 5 mΩ cm	N <sub>D</sub> = 7.5 10 <sup>19</sup> à 1.2 10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>
(111)	N+	P	1 à 5 mΩ cm	N <sub>D</sub> = 7.5 10 <sup>19</sup> à 1.2 10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>
(100)	P+	B	3 à 6 mΩ cm	N <sub>A</sub> = 3.8 10 <sup>19</sup> à 1.7 10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>
(111)	P+	B	3 à 6 mΩ cm	N <sub>A</sub> = 3.8 10 <sup>19</sup> à 1.7 10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>

Échantillons CEA-LETI

orientation	type	dopant	résistivité	concentration en donneurs/accepteurs
(100)	N+	As	1 à 7 mΩ cm	$N_D = 7.3 \cdot 10^{19}$ à $7.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
(100)	P+	B	3 à 6 mΩ cm	$N_A = 3.6 \cdot 10^{19}$ à $1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

**Tableau III** : Caractéristiques des différents échantillons

## **CHAPITRE 2 :**

### **Résultats expérimentaux**

#### **2.1. Introduction**

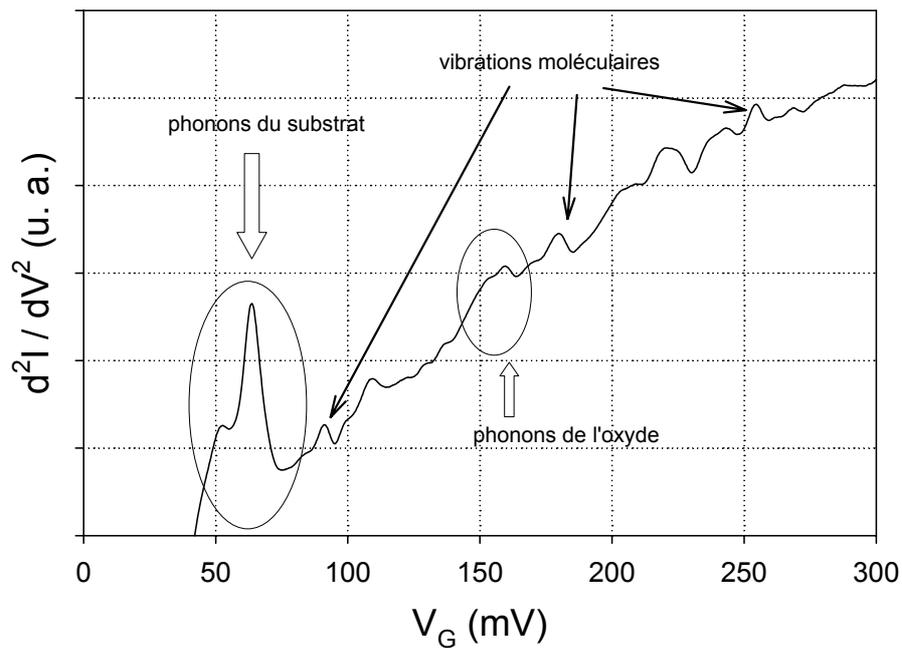
Ce second chapitre est consacré à la présentation et l'exploitation des résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur nos structures MOS. Il s'agit d'obtenir par une technique de modulation les dérivées premières et secondes des caractéristiques I-V de jonctions MOS tunnel à très basse température afin d'avoir la meilleure résolution pour détecter au mieux les structures fines apparaissant dans la caractéristique. L'ouverture d'un nouveau canal inélastique pour une polarisation  $V$ , telle que  $eV = h\nu$ , se traduit par un saut de conductance dans la dérivée première et par un pic dans la dérivée seconde. Il a été montré théoriquement et vérifié expérimentalement dans les MIM [Scalapino1967], que cette dérivée seconde ainsi obtenue, s'identifie au spectre d'absorption I-R des molécules présentes dans la barrière ainsi qu'aux modes de vibration (phonons) des électrodes.

La figure 1 nous montre la courbe typique d'un spectre IET. Ce spectre permet de mettre en évidence trois sortes de structures fines inélastiques :

- les vibrations des électrodes de la capacité (phonons du substrat et de la grille) dans un premier domaine d'énergie allant de 20 à 70mV.
- la bande de vibrations de la fine couche de  $\text{SiO}_2$  (ou  $\text{SiO}_x$ ) donnant des structures moins intenses et plus difficiles à détecter dans la gamme de polarisation allant de 130 à 180mV.
- les vibrations moléculaires I-R de certaines impuretés au delà de l'énergie des phonons du substrat (70mV).
- certains spectres peuvent présenter des structures assez différentes des pics tunnels inélastiques. Nous verrons que ces structures peuvent être assimilées à des phénomènes de piégeage.

A partir de l'évolution de la conductance et sa variation relative  $\Delta \sigma / \sigma$ , en fonction de  $V_g$ , nous présenterons également dans ce chapitre, les résultats que nous avons obtenus sur la quantification des intensités relatives des différentes excitations moléculaires.

Enfin, dans ce chapitre, nous verrons également les effets de contraintes électriques sur les positions énergétiques des modes phonons.



**Figure 1** : Spectre typique IET montrant les différentes structures.

## 2.2. Procédure de mesure et reproductibilité des résultats. Présentation générale des spectres

Afin d'annuler le décalage en tension dû à la constante de temps de l'amplificateur à détection synchrone et à la vitesse de la rampe, nous effectuons un balayage des tensions négatives vers les tensions positives et un second balayage dans l'autre sens de polarisation. Par rapport à un point remarquable, ici le pic situé à 60.6mV dans le sens ① et à 56.5mV dans le sens ②, nous recalons ces deux spectres. La figure 2 nous montre les spectres IET obtenus pour les deux sens de balayage ainsi que le spectre recalé en tension.

Un spectre IET est caractérisé par une succession de pics, que l'on pourrait prendre pour du bruit superposé à une ligne de fond continu, si ces pics ne se reproduisaient invariablement aux mêmes tensions. La figure 3 montre 5 spectres obtenus sur un même échantillon où nous pouvons constater la bonne reproductibilité du spectre tunnel obtenu.

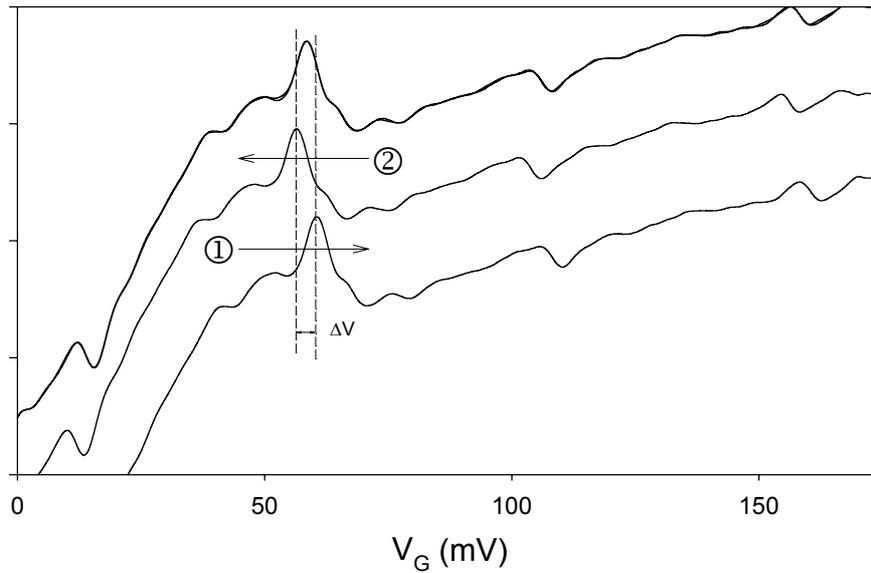


Figure 2 : Spectres obtenus pour les deux sens de balayage ainsi que le spectre recalé en tension

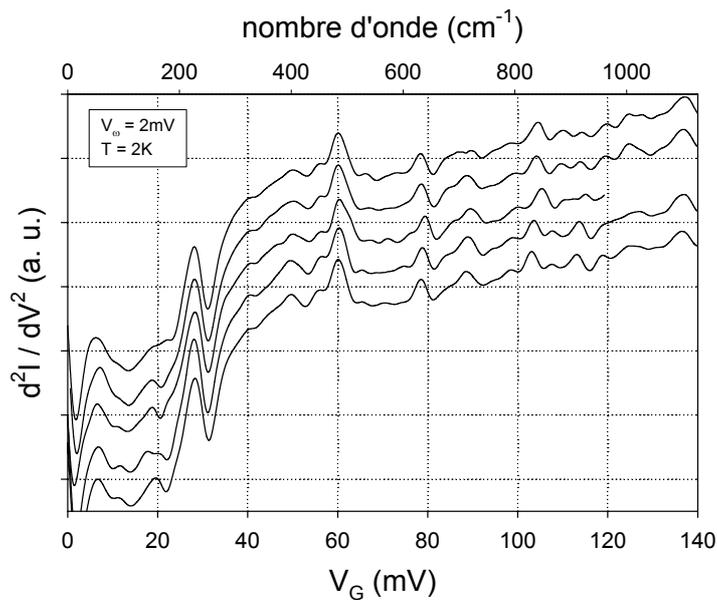


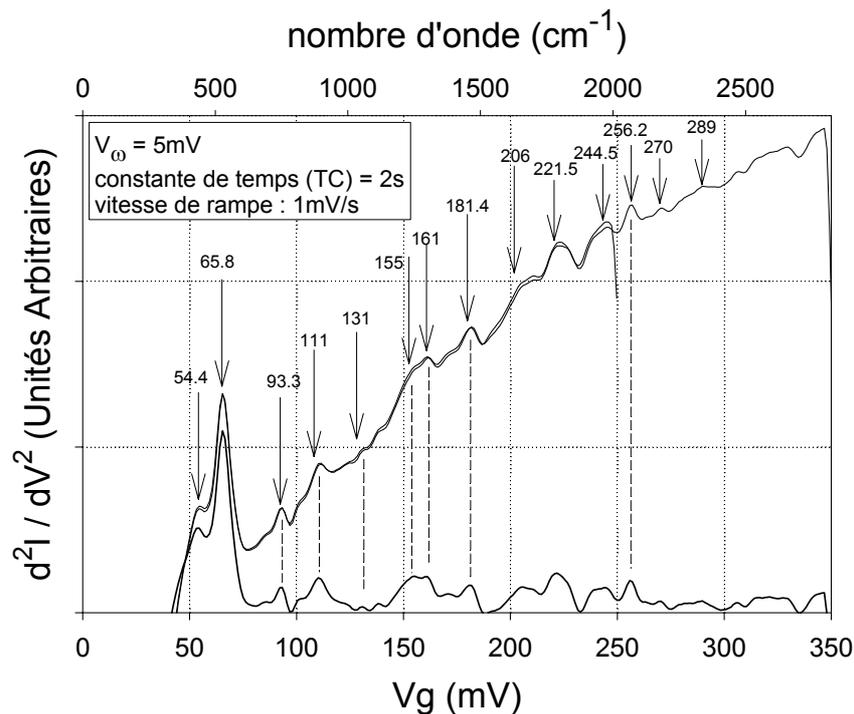
Figure 3 : Etude de reproductibilité d'un spectre tunnel

Avant de faire une étude plus détaillée des différentes bandes d'énergie, nous allons présenter les spectres que nous avons obtenus pour différents échantillons (IEMN et LETI).

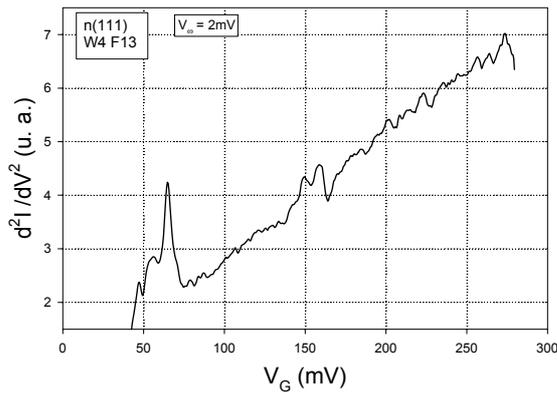
La figure 4 montre deux spectres tunnel inélastiques obtenus sur un échantillon préparé à l'IEMN, avec une modulation  $V_\omega = 5\text{mV}$ . Pour apprécier la reproductibilité de ces spectres, nous avons superposé sur cette même figure une moyenne de 6 balayages allant jusqu'à 250mV avec une autre moyenne de 4 balayages s'arrêtant à 350mV. Le bon accord

entre les deux moyennes démontre l'excellente reproductibilité des résultats sur un échantillon testé et indique aussi que quatre balayages sont suffisants pour l'acquisition des spectres.

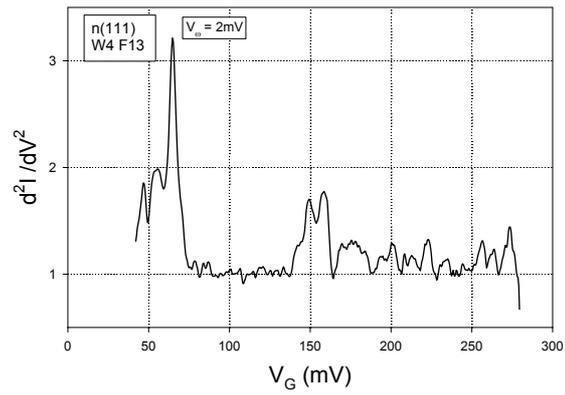
Sur cette figure 4, on voit que les pics et les structures inélastiques sont à extraire du fond continu de la dérivée seconde. Ce fond continu augmente, reflétant le comportement croissant de la dérivée première, conformément à l'analyse de Chang [Chang1967]. Afin d'extraire ce fond continu, nous avons, dans certains cas, appliqué la méthode de Lye [Lye1997], méthode qui consiste à identifier le fond continu par le même tracé de la dérivée seconde avec une modulation identique, mais avec l'échantillon à la température de l'azote liquide (à 77K, la température a "gommé" les structures inélastiques dans la dérivée seconde, et il ne reste que l'allure générale du fond continu) et de faire la différence des spectres à 4 K avec celui à 77K; dans d'autres cas, nous avons utilisé une méthode qui consiste à identifier le fond continu à un polynôme de degré n. La figure 5 représente le spectre IET d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+) qui est la moyenne de 4 spectres. Sur la figure 6, nous avons tracé le spectre IET précédent, dont on a soustrait la ligne de fond.



**Figure 4 :** Spectres tunnels à 4K d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+); superposition d'une moyenne de 6 spectres allant jusqu'à 250mV et d'une moyenne de 4 spectres allant jusqu'à 350mV [Salace2002a].

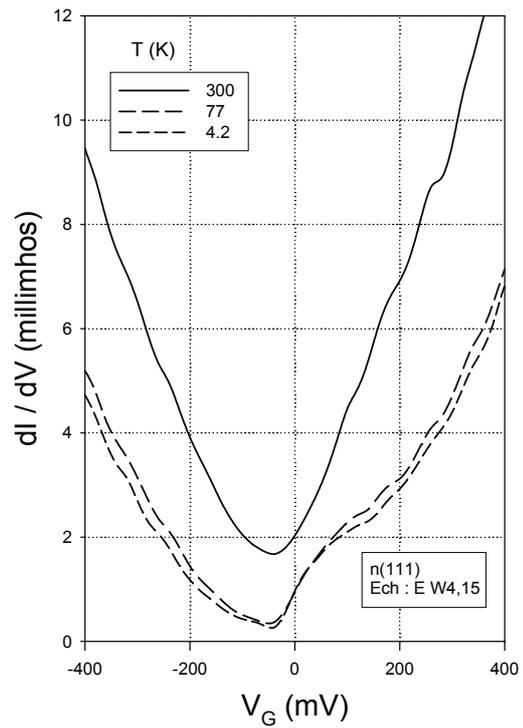
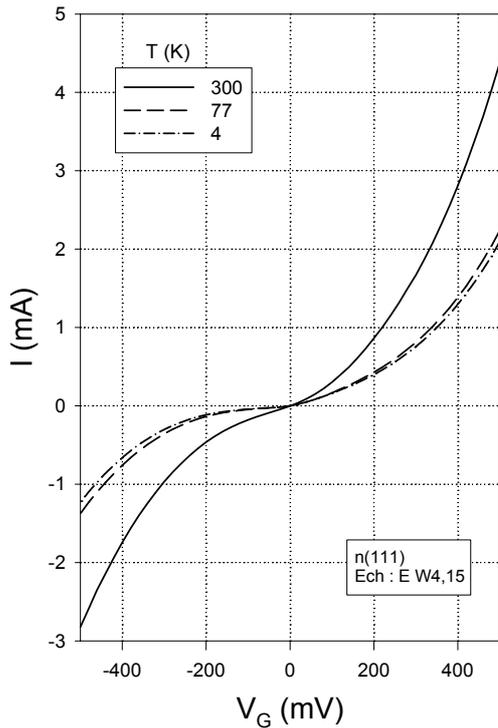


**Figure 5 :** Spectre tunnel à 4K d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+); moyenne de 4 spectres.



**Figure 6 :** Spectre tunnel à 4K d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+) après soustraction de la ligne de fond.

La figure 7 nous montre les caractéristiques typiques  $I-V_G$  d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+) à 300, 77 et 4.2K. Pour une tension de polarisation donnée, le courant à température ambiante est plus élevé qu'à 4.2K. Ceci ne peut être dû à un accroissement de la résistivité du silicium, car les contacts ohmiques formés sur ces substrat agissent comme des contacts métalliques. Cela peut être dû à d'autres mécanismes de conductance que l'effet tunnel, qui sont activés thermiquement (effet Schottky) ou dû à un changement dans la structure de la barrière à ces basses températures. Les courbes  $dI/dV$  à 300, 77 et 4.2K de la figure 8 ont été obtenues à partir de la dérivée numérique des courbes  $I-V_G$  de la figure précédente. Le minimum de conductance est beaucoup plus faible à 4.2K qu'à 300K. D'autre part, ce minimum n'apparaît pas à la polarisation zéro volt, mais est déplacé de quelques dizaines de mV (40mV) vers la polarisation inverse. Ce résultat attendu est dû à l'asymétrie de la barrière. La barrière est maximale et la transparence tunnel minimum, ce qui donne une conductance minimum pour une tension non nulle (équivalent d'une tension bande-plate). Le minimum de conductivité varie en fonction du dopage (type et concentration) mais aussi du métal de la grille [Tao1968, Balk1991].



**Figure 7** : Caractéristiques  $I-V_G$  à température ambiante, 77K et 4.2K d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+). **Figure 8** : Courbes  $dI/dV$  à température ambiante, 77K et 4.2K d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+).

La figure 9 nous montre un spectre IET dans les deux sens de la polarisation. La ligne  $d^2I/dV^2$  pour la polarisation négative correspond essentiellement à la décroissance de la conductance. Les spectres tunnel présentés jusqu'à présent ont été tracés pour un sens de polarisation  $V_G+$ . Que ce passe-t-il si l'on trace le spectre dans l'autre polarité, comme dans la figure 10 ? Cette courbe a été obtenue par dérivation analogique pour les température de 77 et 4.2K. Comme on peut le voir sur cette figure, la variation de conductance pour la polarisation négative est très forte, et ne permet pas de détecter de pic dû aux phonons.

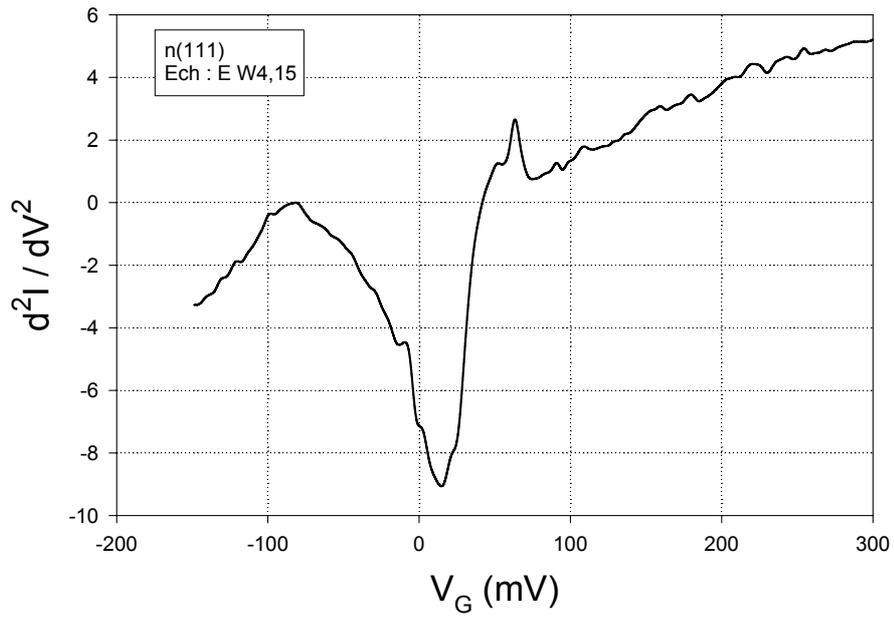


Figure 9 : Spectre IET d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+).

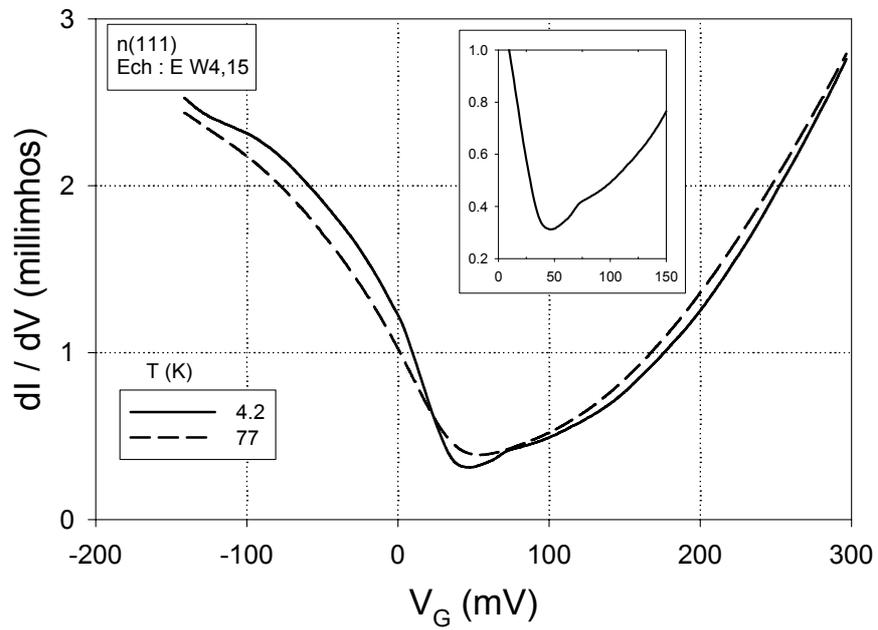


Figure 10 : Conductance  $dI/dV$  en fonction de la tension de polarisation pour une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+).

## 2.3. Phonons des électrodes

### 2.3.1. Phonons du substrat

Avant d'examiner les différents spectres dans la bande des phonons du silicium, rappelons que celui-ci cristallise dans la structure diamant qui est constituée de deux sous-réseaux cubique face centrée (cfc), décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale comme on peut le voir sur la figure 11. La base de la structure sont les liaisons tétraédriques covalentes Si-Si. Chaque atome est au centre d'un tétraèdre, comme le carbone dans la molécule de méthane  $\text{CH}_4$ , et est lié à ses quatre voisins par des liaisons covalentes  $\text{sp}^3$ , comme on peut le remarquer sur la figure 11 [Kittel].

Rappelons également que la zone de Brillouin d'un réseau cubique à faces centrées a la forme d'un octaèdre tronqué par les six faces d'un cube, comme montré sur la figure 12. Elle présente un centre de symétrie à l'origine ( $\Gamma$ ) et des axes de symétries :

les axes  $\langle 100 \rangle$  à symétrie d'ordre 4 ( $\Delta$ )

les axes  $\langle 111 \rangle$  à symétrie d'ordre 6 (L)

les axes  $\langle 011 \rangle$  à symétrie d'ordre 2 ( $\Sigma$ )

Si  $a$  est le paramètre de maille, les points de rencontre de chacun de ses axes avec les frontières de la zone de Brillouin sont :

points X de coordonnées  $(2\pi/a, 0, 0)$  sur les axes  $\langle 100 \rangle$

points L de coordonnées  $(\pi/a, \pi/a, \pi/a)$  sur les axes  $\langle 111 \rangle$

points K de coordonnées  $(0, 3\pi/2a, 3\pi/2a)$  sur les axes  $\langle 011 \rangle$

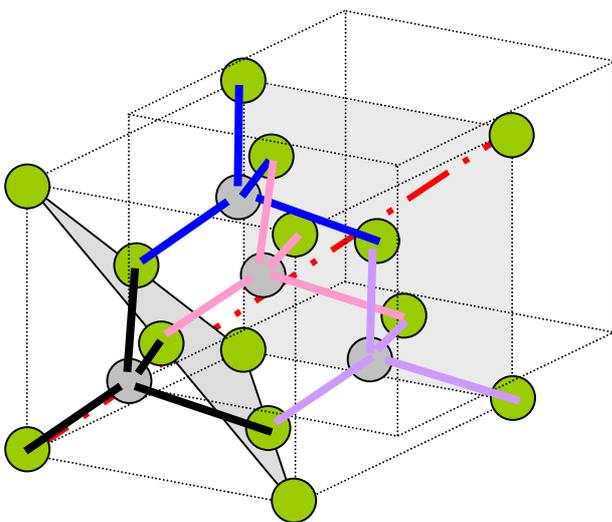


Figure 11 : Structure cristalline du silicium.

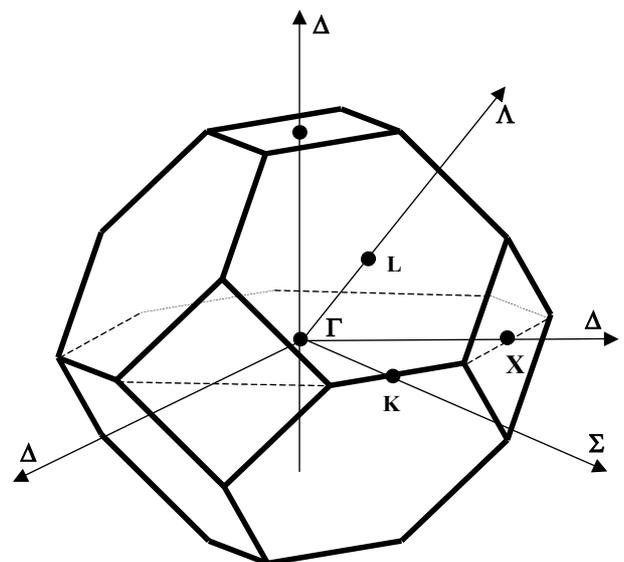
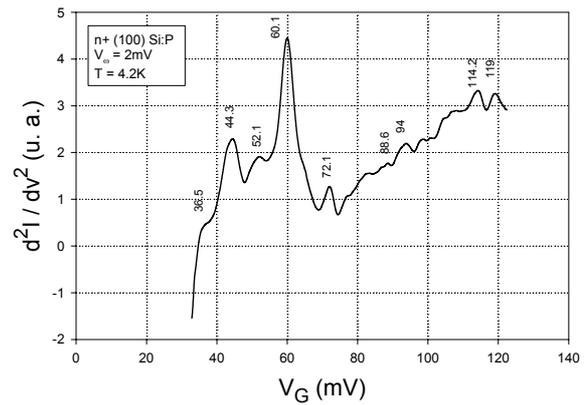
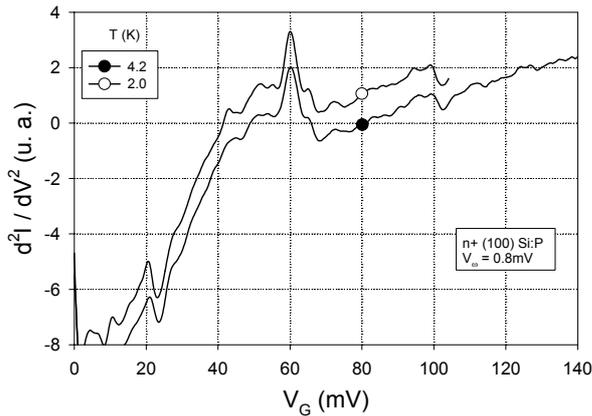


Figure 12 : Première zone de Brillouin du silicium.

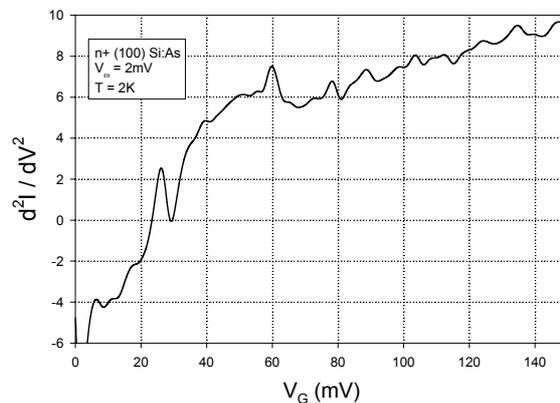
### 2.3.1.1. Substrat Silicium (100)

Les figures 13, 14 et 15 nous montrent les spectres IET avant soustraction de la ligne de fond et déconvolution de la bande des phonons du silicium, pour deux échantillons "IEMN", c'est à dire Si:P et pour un échantillon "LETI", Si:As.



**Figure 13 :** Spectre IET d'une jonction Al-SiO<sub>2</sub>- Si(n+) dopé au phosphore pour une orientation cristalline du substrat (100).

**Figure 14 :** Spectre IET d'une jonction Al-SiO<sub>2</sub>- Si(n+) dopé au phosphore pour une orientation cristalline du substrat (100) [Salace2002a].



**Figure 15 :** Spectre IET d'une jonction Al-SiO<sub>2</sub>- Si(n+) dopé à l'arsenic pour une orientation cristalline du substrat (100).

### Substrat silicium dopé au phosphore (Echantillon IEMN)

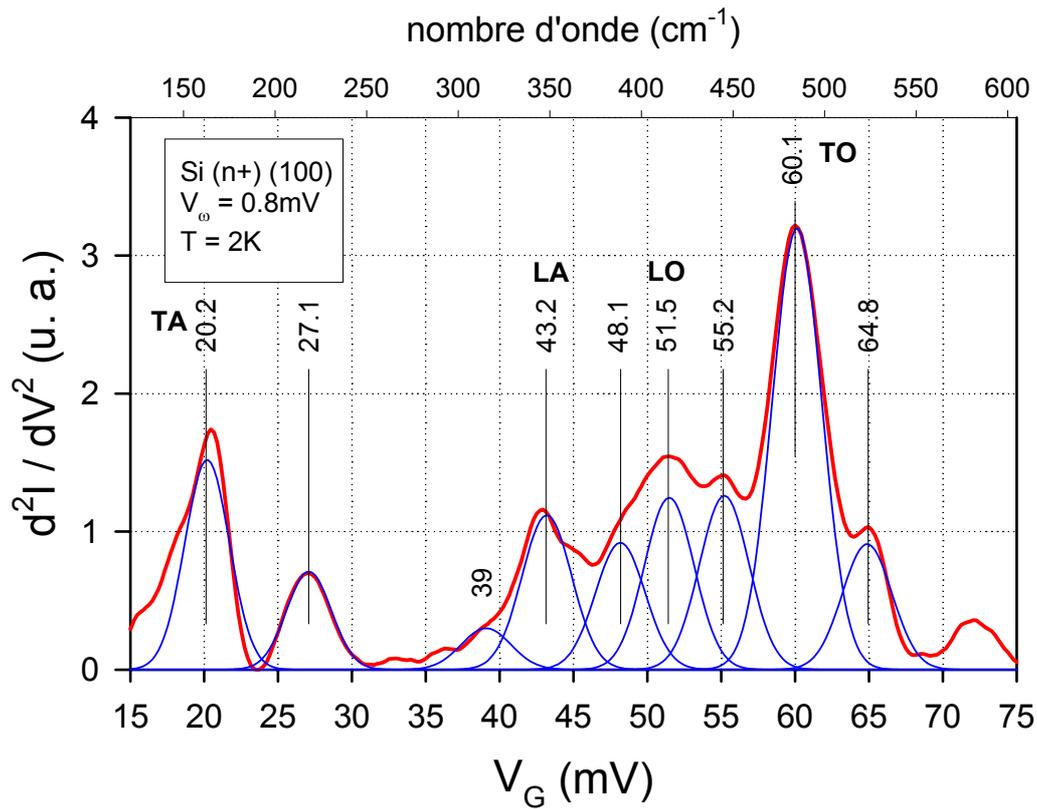
Le spectre IET de la figure 16, pour l'orientation cristalline du silicium (100) a été déconvolué après soustraction de la ligne de fond continue. Ce spectre a été obtenu avec une

amplitude de modulation de 2mV et une température de mesure de 2K. Ces conditions de mesure nous ont permis d'avoir une excellente résolution ainsi qu'une bonne déconvolution " naturelle" des pics. La largeur à mi-hauteur des différents pics étant de 3.7mV. Le résultat de cette déconvolution dans la gamme allant de 15 à 70mV (120 à 605cm<sup>-1</sup>), donné par la figure 16, met en évidence plusieurs pics distincts.

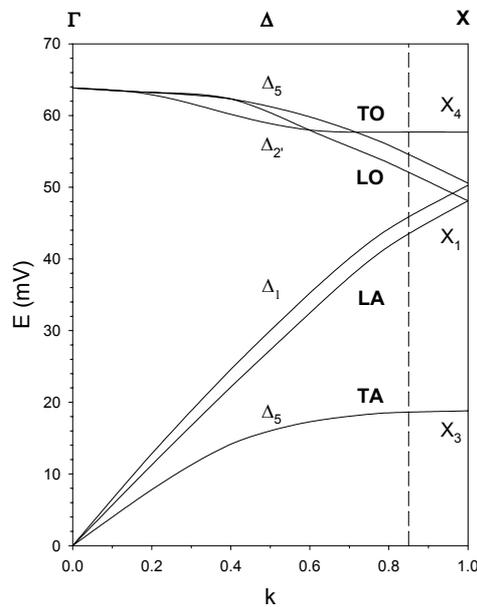
Nous le verrons par la suite, mais deux de ces pics, situés à (55.2 et 64.8mV), peuvent assignés à un mode TO-LO du SiO<sub>2</sub>. Quatre de ces pics coïncident avec les quatre branches TA, LA, LO et TO du spectre phonon du silicium (figure 17) correspondant au minimum de la bande de conduction dans la direction (100), situés à 0.85 du vecteur d'onde k, vers les bords de la zone de Brillouin. La figure 16 montre que le résultat de la déconvolution de ce spectre correspond pratiquement aux données expérimentales.

Le pic le plus intense est dû aux phonons optiques TO associé avec les minima de la bande de conduction dans la direction (100), situé ici à l'énergie de 60.1mV (484cm<sup>-1</sup>). Ce mode puissant dans la direction  $\Gamma X$ , est caractéristique de l'orientation (100) du substrat. Ce résultat a été auparavant découvert par des mesures d'absorption infra-rouge par Kulda [Kulda1994] et par Balkanski [Balkanski1961] et a été retrouvé sur des manipulations IETS antérieures par Balk, Bencuya, Lye [Balk1991, Bencuya 1984, Lye1997]. La comparaison avec les données obtenues par diffusion de neutrons est en accord avec ce résultat, avec la marge d'erreur de ces données, qui est de l'ordre de quelques mV [Brockhouse1959]. Le pic localisé à 43.2mV (348cm<sup>-1</sup>) est attribué au mode LA  $\Sigma_1$  ou  $\Delta_1$  au point X. Un mode phonon LO  $\Delta'_2$  vers le point X est assigné au pic situé à 51.5mV (415cm<sup>-1</sup>). Le pic situé à 20.2mV (163cm<sup>-1</sup>) correspond à un mode TA  $\Delta_5$  [Asche1981]. Il faut également remarquer les différences dans l'amplitude de ces pics, l'interaction avec les modes phonons TA et TO est plus forte qu'avec les modes phonons LA et LO [Asche1981].

Le pic situé à 39mV (cm<sup>-1</sup>) est assigné au modes optique  $\Sigma_3$  et acoustique  $\Sigma_1$  vers le point K, mais peut aussi correspondre à l'énergie du phosphore.[Fistul1969] Le pic à 27.1mV est dû à l'excitation des phonons TA au point K avec symétrie  $\Sigma_3$ .



**Figure 16 :** Phonons du silicium N, dopé au phosphore, pour une jonction Al-SiO<sub>2</sub>- Si(n+), préparée à l'IEMN, pour une orientation cristalline du substrat (100) [Petit2003b].

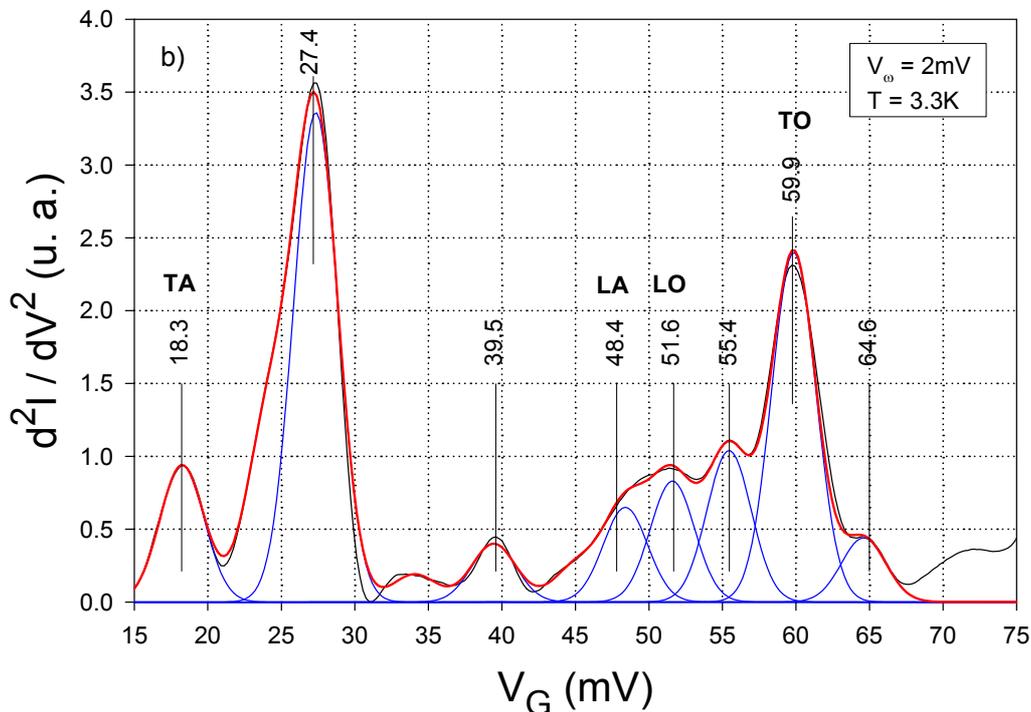


**Figure 17 :** Courbe de dispersion des phonons du silicium dans la direction (100). La courbe en pointillée correspond au minimum de la bande de conduction ( $k = 0.85$ ). D'après Asche [Asche1981].

### Substrat silicium dopé à l'arsenic (Echantillon LETI)

Le spectre IET, donné par la figure 18, pour une jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si (n<sup>+</sup>) dopé à l'arsenic avec une orientation cristalline (100), donne des valeurs des différents modes phonons très près de celles que nous avons trouvées pour une jonction (n<sup>+</sup>) dopé au phosphore. Les différents modes TA, LA, LO et TO se trouvent respectivement à 18.3mV, 48.4, 51.6 et 59.9mV. Pour le pic situé à 27.4mV (221cm<sup>-1</sup>), Pepper [Pepper1980a] suggère qu'il s'agit d'un pic arsenic (qu'il situe à 30.5mV dans son article) associé au phonon TA au point K avec symétrie  $\Sigma_3$ . L'amplitude de ce pic est beaucoup plus grande dans le cas du substrat dopé à l'arsenic que dans le cas du substrat dopé au phosphore comme on peut le remarquer sur les figures 16 (Si:P) et 18 (Si:As).

Dans le tableau 1 nous comparons les résultats que nous avons obtenus sur ces deux échantillons avec ceux trouvés par différentes méthodes d'analyse telles que la diffusion de neutrons, la spectroscopie d'absorption infra-rouge.



**Figure 18 :** Phonons du silicium N, dopé à l'arsenic, pour une jonction Al-SiO<sub>2</sub>- Si(n<sup>+</sup>), préparée au LETI, pour une orientation cristalline du substrat (100).

		<b>mode TA <math>\Delta_5</math> au point X</b>	<b>mode LA <math>\Sigma_1</math> ou <math>\Delta_1</math> au point X</b>	<b>mode LO <math>\Delta_2</math> vers le point X</b>	<b>mode TO vers le point X</b>
<b>Brockhouse</b>	mV	18.2	45.5	53.7	57.8
<b>[Brockhouse1959]</b>	$cm^{-1}$	146.8	366.9	433.1	466.1
<b>Chynoweth</b>	mV	18.4	46.3	54.3	57.6
<b>[Chynoweth1961]</b>	$cm^{-1}$	148.4	373.4	437.9	464.5
<b>Asche</b>	mV	18.4	46.3	54.5	57.8
<b>[Asche1981]</b>	$cm^{-1}$	148.4	373.4	439.5	466.1
<b>Pepper Si:P</b>	mV	17.9	48.5	51.8	60.4
<b>[Pepper1980a]</b>	$cm^{-1}$	44.4	391.1	417.8	487.1
<b>Pepper Si:As</b>	mV	18.8	48.5	51	60
<b>[Pepper1980a]</b>	$cm^{-1}$	151.6	391.1	411.3	483.9
<b>Bencuya</b>	mV	18	48	56.2	59.1
<b>[Bencuya1984]</b>	$cm^{-1}$	145.1	387.1	453.2	476.6
<b>Balk</b>	mV				60
<b>[Balk1987-1991]</b>	$cm^{-1}$				483.9
<b>Lye [Lye1998]</b>	mV	19	43.6	53.6	59.4
	$cm^{-1}$	153.2	351.6	432.3	479
<b>Ech IEMN</b>	mV	20.2	43.2	51.5	60.1
<b>Si:P</b>	$cm^{-1}$	162.9	348.4	415.3	484.7
<b>Ech IEMN</b>	mV		44.3	52.1	60.1
<b>Si:P</b>	$cm^{-1}$		357.3	420.2	484.7
<b>Ech Leti</b>	mV	18.3	48.5	51.6	59.9
<b>Si:As</b>	$cm^{-1}$	147.6	391.2	416.2	483.1

**Tableau 1 :** Energie caractéristique des phonons du silicium pour l'orientation (100).

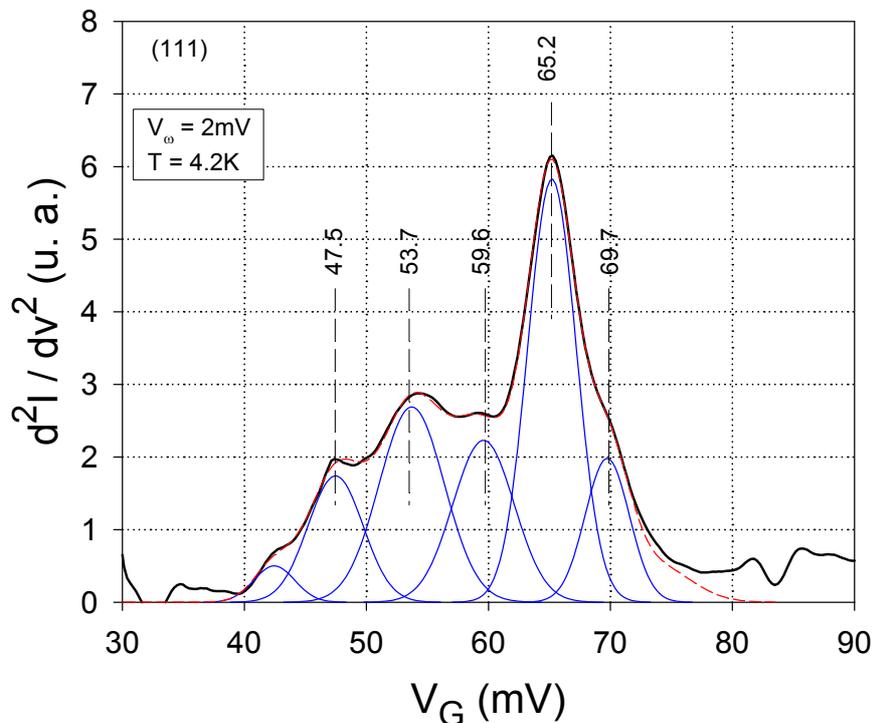
### 2.3.1.2. Substrat Silicium (111)

Dans la figure 19 nous montrons la zone 30-80mV (80-645( $cm^{-1}$ )) du spectre IET qui est associé aux phonons du silicium d'orientation (111). Le pic le plus intense est dû à l'interaction des électrons qui tunnelent et aux phonons optiques du silicium à  $k = 0$  (point  $\Gamma$ )

à 65.2mV ( $525\text{cm}^{-1}$ ), comme c'est le cas dans les jonctions MIS tunnel ayant un substrat p+, bien que le mécanisme de conduction ne soit pas le même [Schein1970]. Ce pic avait été assigné par Wolf et Cullen [Wolf1967, Cullen1970], dans un travail pionnier, à 64.9mV ( $523\text{cm}^{-1}$ ) sur un substrat silicium p+. Les valeurs théoriques des modes LO, LA et TA sont de 53, 48 et 14mV. Un pic à 59.6mV peut être assigné aux phonons TO dans la direction (100), le pic à 53.7mV est assigné aux phonons LO du vecteur d'onde k au bord de la zone de Brillouin dans la direction (111). Le pic à 47.6mV ( $384\text{cm}^{-1}$ ) peut être dû aux phonons LA pour le même vecteur d'onde k (point L) mais aussi aux phonons LO. Le pic apparaissant comme un épaulement à 69.7mV n'a pas été identifié.

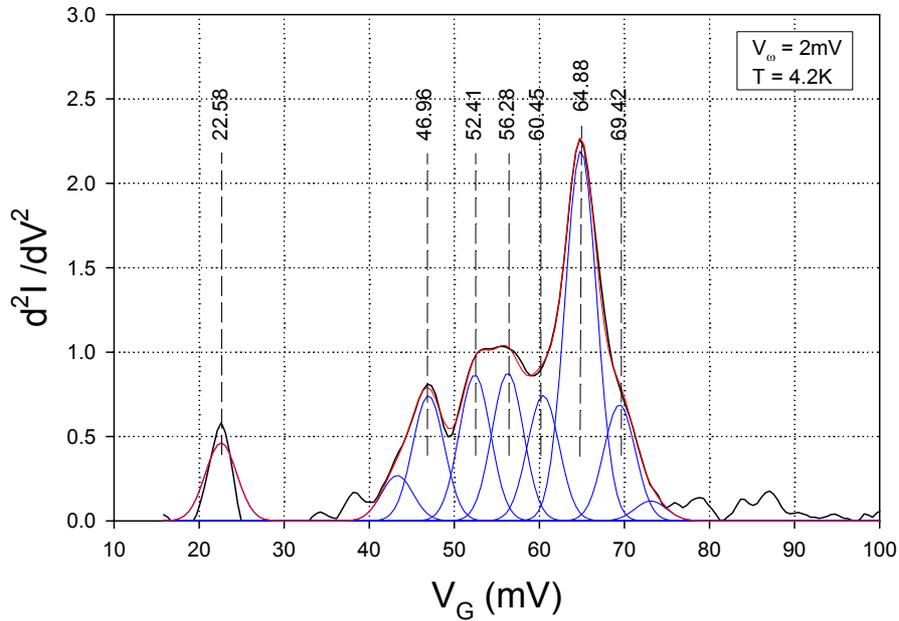
Ces énergies sont en bon accord avec la littérature pour le silicium (111) [Fistul1969]. Il est important de noter que les phonons optiques qui sont les structures les plus fortes dans un spectre IET correspondent à une variation relative de la conductance de l'ordre de 6%, valeur mesurée à partir de la dérivée première de la courbe courant-tension. La bonne observation des pics correspondant aux vibrations des phonons est donc un excellent test de la mesure IETS.

L'appellation des points conventionnel et axes de la zone de Brillouin d'un réseau cubique face centre est rappelé à la figure 12. Dans le tableau 2 nous comparons nos résultats avec ceux trouvés dans la littérature.



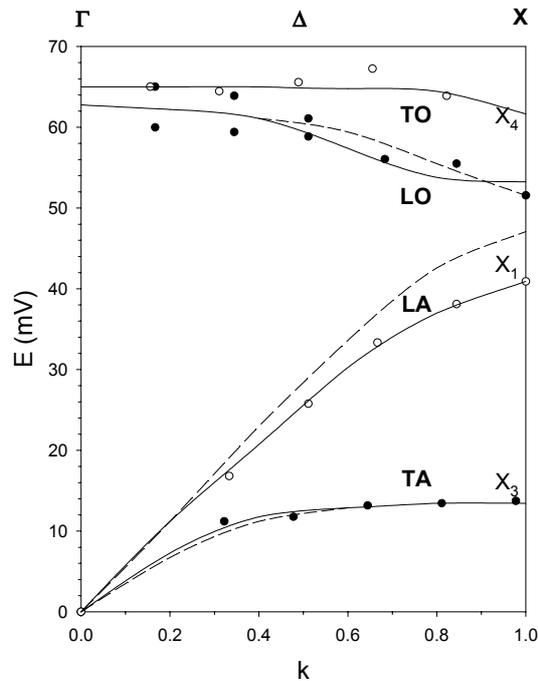
**Figure 19** : Phonons du silicium N, dopé au phosphore, pour une jonction Al-SiO<sub>2</sub>- Si(n+), préparée à l'IEMN, pour une orientation cristalline du substrat (111).

Nous avons tracé sur la figure 20, le spectre d'une autre jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si(n+), dans une zone d'énergie allant de 10 à 80mV. Les énergies des différents pics sont très proches de celles de l'échantillon précédent.



**Figure 20 :** Phonons du silicium N, dopé au phosphore, pour une jonction Al-SiO<sub>2</sub>- Si(n+) pour une orientation cristalline du substrat (111).

La figure 21 représente la courbe de dispersion des phonons du silicium dans la direction (111) [Corbeau1963].



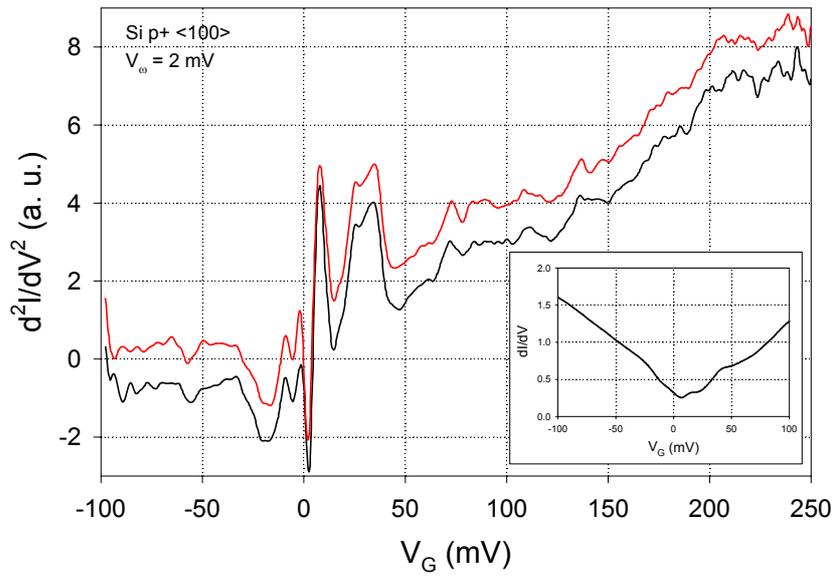
**Figure 21:** Courbe de dispersion des phonons du silicium dans la direction (111) [Corbeau1963].

		Point L			Point $\Gamma$
		Mode LA	Mode LO	Mode TO	Mode TO
<b>Wolf [Wolf 1967]</b>	mV				64.5
<b>Cullen[Cullen1970]</b>	$cm^{-1}$				520.2
<b>Bencuya</b>	mV				63
<b>[Bencuya1984]</b>	$cm^{-1}$				508.1
<b>Kovchavtsev</b>	mV	45	54	60	65
<b>[Kovchavtsev1988]</b>	$cm^{-1}$	362.9	435.5	483.9	524.2
<b>Ech1</b>	mV	47.5	63.7	59.6	65.2
	$cm^{-1}$	383.1	513.7	480.7	525.8
<b>Ech2</b>	mV	46.9	52.4	60.4	64.9
	$cm^{-1}$	378.2	422.6	487.1	523.4

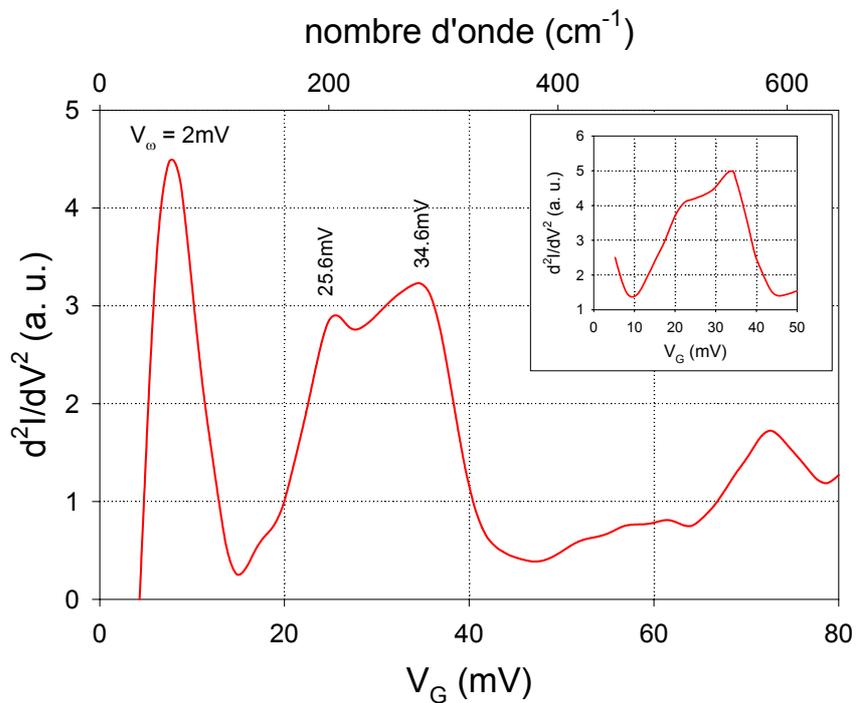
**Tableau 2 :** Energie caractéristique des phonons du silicium pour l'orientation (111).

### 2.3.2. Grille aluminium

Un spectre IET d'une jonction tunnel AL-SiO<sub>2</sub>-Si (p+) (100) est donné par la courbe de la figure 22. La dérivée seconde a été obtenue à la température de l'hélium liquide et pour une tension de modulation de 2mV. Le pic qui apparaît de manière intense à 7.5mV est dû à une anomalie pour la polarisation zéro volt. Une forte structure apparaît dans la gamme 20 à 40mV (161 à 322 $cm^{-1}$ ), et correspond à un changement de la variation de la conductance dans la dérivée première (autour de 12%). La région allant de 0 à 80mV (0-645 $cm^{-1}$ ) de ce spectre est donnée dans la figure 23 et est comparé avec le spectre d'une jonction MIM Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Al obtenu par Klein [Klein1969] (insert de la figure 23). Ce spectre avait déjà été observé par Klein et al [Klein1968] et avait été attribué aux phonons de l'aluminium granulaire. Deux pics (23mV et 34mV) (266 $cm^{-1}$  et 274 $cm^{-1}$ ) ont été attribués aux phonons acoustiques (transverses et longitudinaux) de l'aluminium par les auteurs. La position en énergie qu'ils ont trouvée (23 et 34mV) (185 et 274 $cm^{-1}$ ) est très proche de notre détermination et en bon accord les mesures faites par diffusion de neutrons [Carbotte1967]. Ces valeurs sont également en accord avec celles de Pepper [Pepper1980b], qui, par injection balistiques d'électron dans la jonction a trouvé que les phonons longitudinaux et transverses au point X étaient à 37.5 et 25mV (302 et 201 $cm^{-1}$ ).



**Figure 22 :** Spectre tunnel d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(p+) (100), préparée à l'IIEMN. Dans l'insert, la dérivée première de cette jonction.

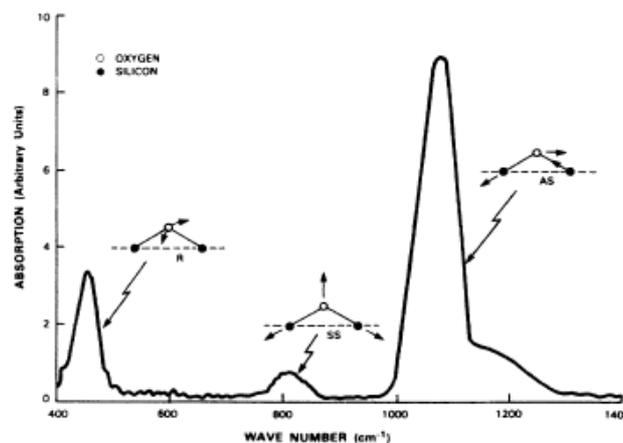


**Figure 23 :** Spectre tunnel d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(p+) (100) à basse énergie. Dans l'insert, spectre IET obtenu par J. Klein avec une jonction tunnel Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Al [ Klein1969].

Arrêtons nous quelques instants sur le changement de conductance dans les MIM et dans les MOS. Comme prévu, le changement de conductance  $\Delta\sigma / \sigma$  dû à la structure de bande est plus important dans les MOS que pour les MIM. Pour les MIM, du fait de la structure de bande plate, la variation de la conductance est faible et pratiquement constante avec la tension de polarisation. Ce n'est pas le cas avec les MOS, bien au contraire, il y a une forte courbure de la structure de bande et le changement de conductance est fortement dépendant de la tension de polarisation. Ainsi, un changement de la conductance est de l'ordre de 1% par l'ouverture d'un canal tunnel dû aux phonons dans une jonction MIM, alors que pour une jonction MOS, ce changement de conductance, dû à la très faible conductance à faible polarisation, est de l'ordre de 12%. En conséquence, comme la variation relative de la conductance  $\Delta\sigma / \sigma$  de la jonction tunnel MOS décroît avec les polarisations croissantes, il devient difficile de détecter des pics, dus aux phonons ou aux impuretés, à haute énergie dans un spectre tunnel.

## 2.4. Phonons du dioxyde de silicium

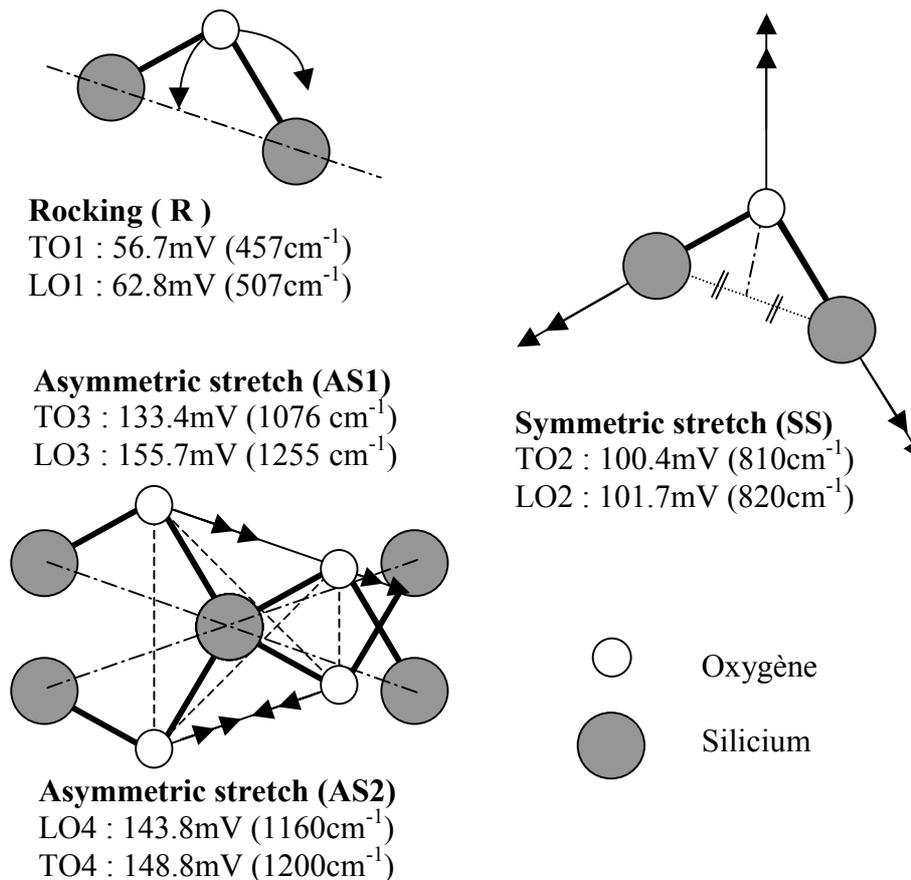
La recherche des propriétés fondamentales des films minces est très importante pour la compréhension des propriétés électriques et électroniques, en particulier, la tension de claquage du diélectrique. L'IETS peut fournir des informations sur les propriétés des oxydes, tant au niveau de la structure que de la composition. Les électrons qui "tunnellent" peuvent interagir avec les vibrations moléculaires des tétraédres  $\text{SiO}_4$  dans la barrière tunnel  $\text{SiO}_2$ .



**Figure 24 :** Spectre d'absorption infrarouge du mode TO pour un film de  $\text{SiO}_2$  de 100nm obtenu par croissance thermique à 1000°C sur un substrat silicium (100) montrant les mouvements vibratoires de balancement (rocking : R), d'extension symétrique (symmetrical stretching : SS) et d'extension assymétrique (asymmetrical stretching : AS) de l'atome d'oxygène par rapport à la paires d'atomes de silicium. (d'après Kirk [Kirk 1988])

Sur la figure 24 (d'après Kirk [Kirk1988]), est représenté le spectre typique d'absorption infrarouge du mode transverse optique (TO) d'un film de 100nm de SiO<sub>2</sub> obtenu par croissance thermique à 1000°C sur un substrat silicium (100). Chacun des trois principaux modes TO présents sur la figure 24 peut être caractérisé par un mode vibratoire particulier de l'atome d'oxygène par rapport à la paire d'atomes de silicium qui les relie.

La figure 25 illustre les configurations de ces différents modes vibratoires.



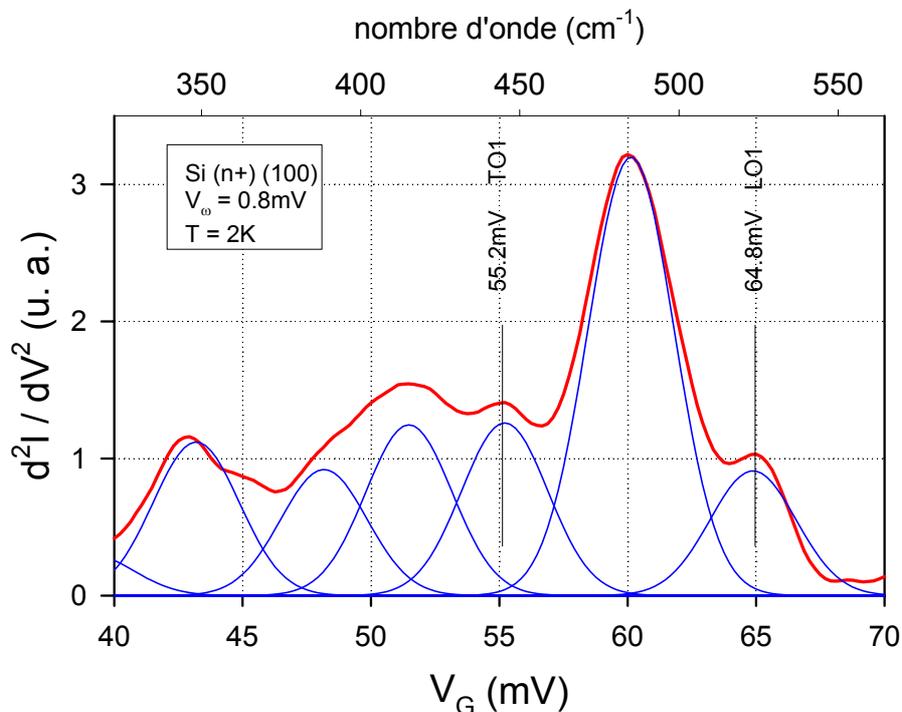
**Figure 25 :** Représentation schématique des différents modes vibratoires.

Le mode "rocking" ou balancement de l'atome d'oxygène autour de l'axe reliant les deux atomes de silicium est caractéristique d'un mode TO situé dans la bande de fréquences la plus basse, autour de 457cm<sup>-1</sup>.

Le mode "symmetrical stretching" ou élongation symétrique de l'atome d'oxygène le long d'une ligne bissectrice de l'axe formé par les deux atomes de silicium caractérise le mode vibratoire du milieu de bande autour de 810cm<sup>-1</sup>.

Le mode "asymetrical stretching" ou élongation asymétrique de l'atome d'oxygène qui bouge d'avant en arrière, le long d'une ligne parallèle à l'axe qui relie les deux atomes de silicium, se caractérise aux plus hautes fréquences. Le mouvement AS comporte en fait deux modes, le mode AS1, dans lequel l'atome d'oxygène exécute un mouvement AS en phase avec chaque autre, et un mode AS2 dans lequel l'atome d'oxygène exécute un mouvement AS déphasé de  $180^\circ$  avec chaque autre atome. Les modes AS se caractérisent aux fréquences plus élevées, autour de  $1076\text{cm}^{-1}$  pour le mode AS1 et  $1200\text{cm}^{-1}$  pour le mode AS2.

Dans la figure 26 nous reprenons le spectre IET d'une capacité Al-SiO<sub>2</sub>-Si(n+) (100), dans la bande de vibration des phonons du silicium, que nous nous avons déjà montré à la figure 16, mais dans un domaine d'énergie plus étroit (40-70mV). Nous avons précédemment assigné la plupart de ces pics à différents modes TO-LO. Nous pouvons remarquer un épaulement à 64.8mV ( $522.6\text{cm}^{-1}$ ) observé par Lye [Lye 1998] à 63.4mV ( $\text{cm}^{-1}$ ) qui peut être assigné à un mode rocking LO de la barrière SiO<sub>2</sub>, un mode similaire TO apparaît à 55.6mV ( $448.4\text{cm}^{-1}$ ), ce dernier mode n'apparaissant chez Lye [Lye1997]. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par Kirk [Kirk1988] et Lange [Lange1989] par spectroscopie d'absorption infrarouge ainsi qu'avec ceux obtenus par spectroscopie Raman par Galeener [Galeener1976].

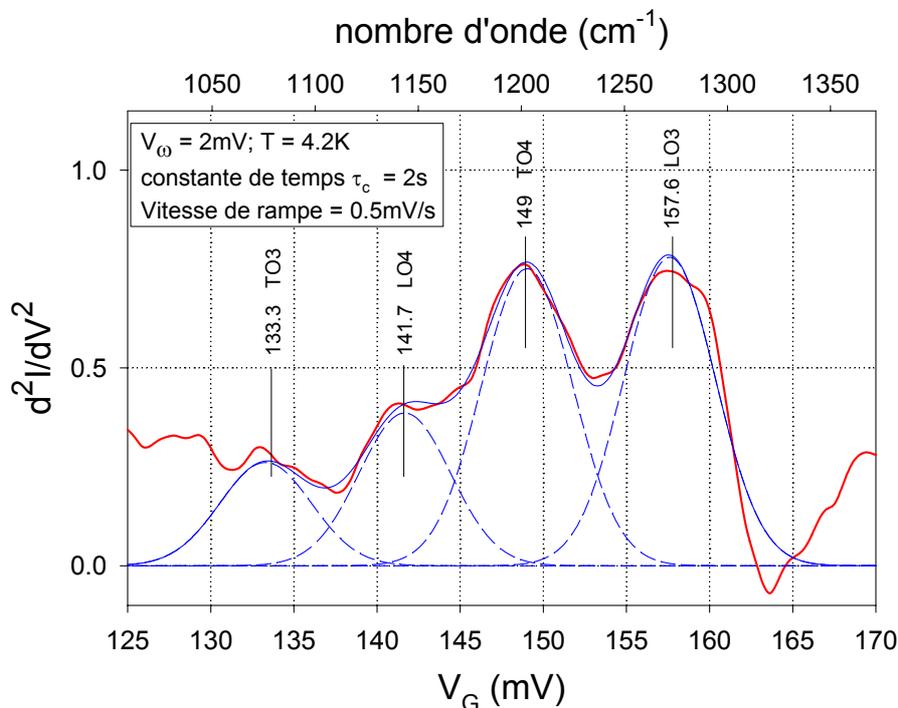


**Figure 26 :** Spectre IET des phonons de l'oxyde de silicium à 55.2mV et 64.8mV d'une jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si(n+), préparée à l'IEMN, pour une orientation cristalline du substrat (100).

Nous allons analyser la bande principale de vibrations, située aux énergies plus élevées, des phonons de la barrière tunnel  $\text{SiO}_2$  (ou  $\text{SiO}_x$ ).

La figure 27 montre le résultats de la déconvolution utilisée pour isoler et identifier les modes de vibration de  $\text{SiO}_2$  pour un échantillon d'orientation cristalline (100). Ces résultats peuvent être comparés à ceux de Lye *et al* [Lye 1997]. Nous trouvons quatre pics constitués des modes de vibration "stretching" asymétriques du  $\text{SiO}_2$  : un mode T03 à 133.3mV ( $1075\text{cm}^{-1}$ ), un mode LO3 à 157.6mV ( $1271\text{cm}^{-1}$ ), un mode TO4 à 149mV ( $1202\text{cm}^{-1}$ ) et un mode LO4 à 141.7mV ( $1143\text{cm}^{-1}$ ). Ces résultats sont en bon accord avec ceux trouvés par Lye par IETS, mais également avec les résultats publiés dans la littérature, que ce soit par spectroscopie d'absorption infrarouge ou par spectroscopie Raman [Galeener1976, Kirk1988, Lange1989].

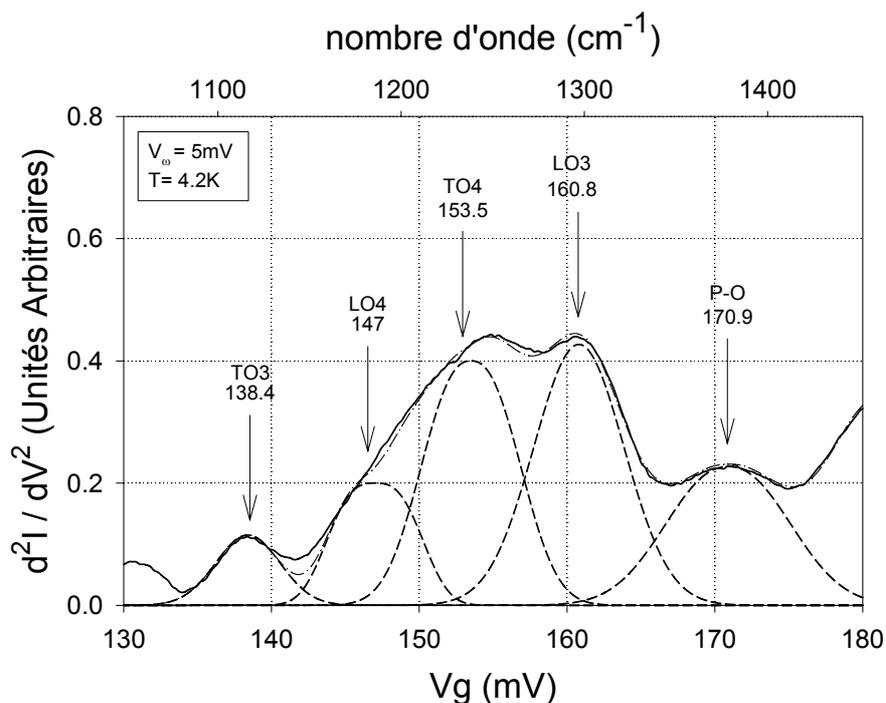
Si la maille élémentaire a  $p$  atomes, il y aura  $3p$  branches correspondant à la relation de dispersion : 3 branches acoustiques (de faible énergie) et  $3p-3$  branches optiques. Pour le cas de la silice, si  $p = 5$  ( $\text{SiO}_4$ ), il y aura 12 branches optiques... On est loin de les avoir toutes identifiées.



**Figure 27 :** Déconvolution des bandes phonons du  $\text{SiO}_2$  pour une jonction tunnel Al- $\text{SiO}_2$ -Si(n+) (100), préparée à l'IEMN.

La figure 28 montre le spectre IET déconvolué d'une jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si(n+) pour une orientation cristalline du silicium (111). Nous trouvons également quatre pics constitués des modes de vibration "stretching" asymétriques : un mode TO3 à 138.4mV (1116cm<sup>-1</sup>), un mode LO3 à 160.8mV (1297cm<sup>-1</sup>), un mode TO4 à 153mV (1238cm<sup>-1</sup>) et un mode LO4 à 147mV (1185cm<sup>-1</sup>). Dans ce résultat, l'ensemble du spectre phonon est déplacé de quelques mV vers les polarisations plus élevées. Cette tension additionnelle est due au problème de contact face arrière qui amène une résistance série.

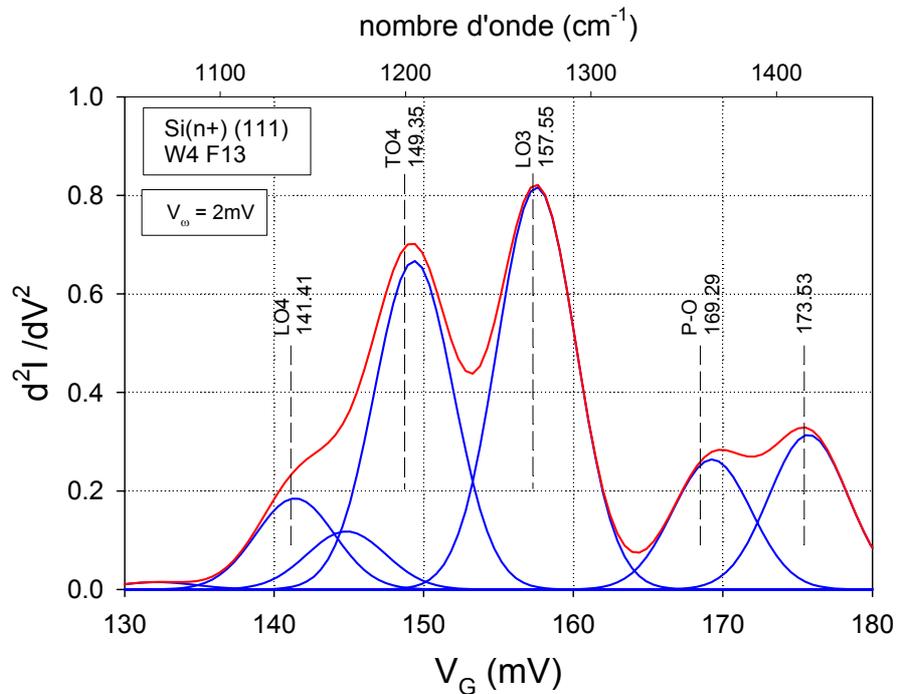
Le pic inélastique à 170.9mV de polarisation, déconvolué sur la même structure, n'est pas un phonon de la barrière silicium. Il s'agit de la vibration moléculaire P-O résultant de la diffusion du dopant phosphore du substrat dans l'oxyde de grille pendant l'oxydation thermique [Lye1998].



**Figure 28 :** Déconvolution des bandes phonons du SiO<sub>2</sub> d'une jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si(n+) (111), préparée à l'IEMN.

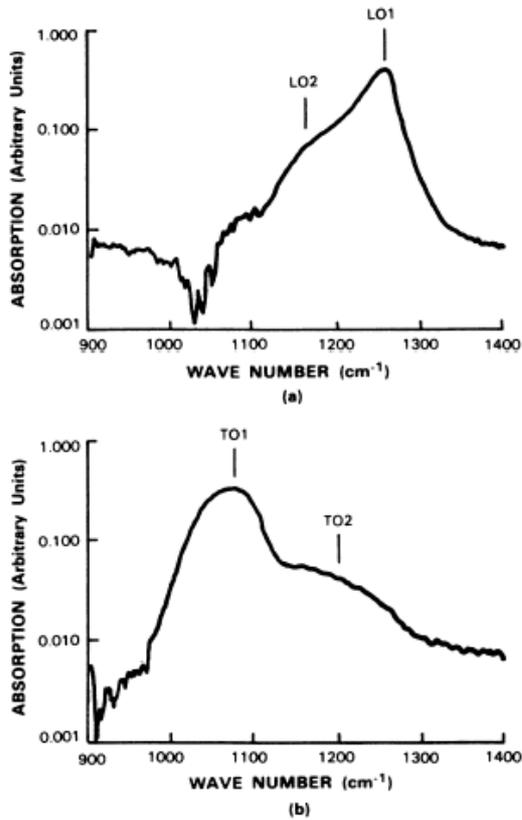
Sur la figure 29 nous avons tracé le spectre IET des phonons du SiO<sub>2</sub> pour une autre jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si(n+) d'orientation cristalline du silicium (111). Les valeurs des différents modes phonons sont assez proches de celles trouvées pour la jonction d'orientation (100), mais n'ont pas la même intensité. Comme on peut le remarquer sur cette figure, nous avons

une meilleure résolution que pour la figure précédente en utilisant une amplitude de modulation de  $V_{\omega} = 2\text{mV}$  afin d'extraire les différents modes phonons dans la bande du  $\text{SiO}_2$ .

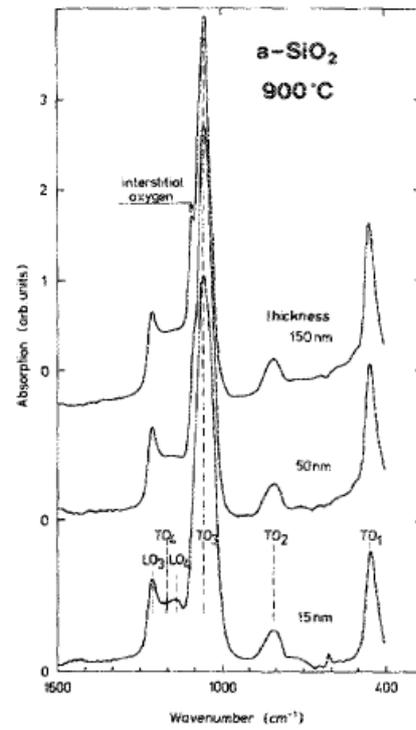


**Figure 29 :** Déconvolution des bandes phonons du  $\text{SiO}_2$  d'une jonction  $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}(n^+)$  (111), préparée à l'IEMN.

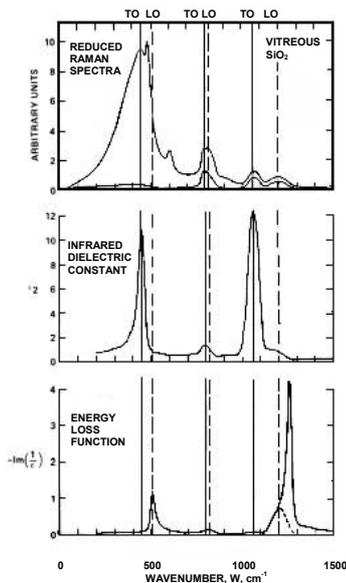
Afin de comparer nos résultats à ceux obtenus par d'autres méthodes de spectroscopie, nous avons reproduit sur les figures 30 et 31 les composantes LO et TO de spectres d'absorption infra-rouge du dioxyde de silicium obtenus par Kirk [Kirk1988] et Lange [Lange1989]. La figure 33 donne le spectre des phonons de la silice obtenu par IET par Lye [Lye1998].



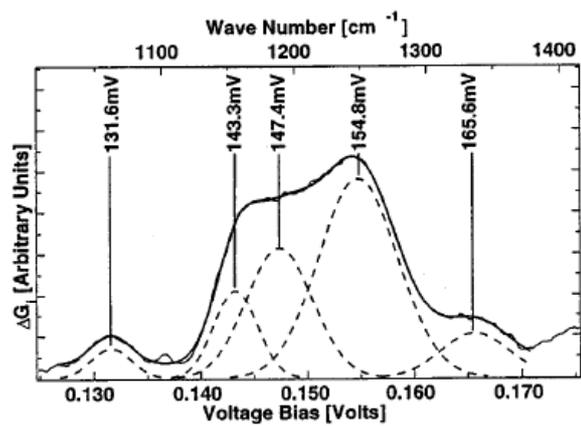
**Figure 30 :** Représentation en coordonnées semi-logarithmique des spectres d'absorption LO (a) et TO (b). D'après Kirk [Kirk 1988].



**Figure 31 :** Spectres d'absorption infra-rouge d'oxydes obtenus par croissance thermique dans une atmosphère H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> (150nm) et oxygène sec (15 et 50nm). D'après Lange [Lange1989].



**Figure 32 :** D'après Galeener[Galeener 1976].



**Figure 33 :** Spectre IET des phonons du SiO<sub>2</sub>. D'après Lye [Lye 1998].

Dans le tableau 3, nous comparons nos résultats à ceux de W. K. Lye, obtenus par IETS ainsi qu'à ceux de Kirk [**Kirk1988**] et Lange [**Lange1989**] obtenus par spectroscopie d'absorption infrarouge et à ceux de Galeener et al [**Galeener1976**] obtenus par spectroscopie Raman.

Il faut reconnaître que nous n'avons pas toujours obtenu le spectre des phonons du SiO<sub>2</sub> (ou SiO<sub>x</sub>) sur les jonctions que nous avons étudiées et dans certains cas l'intensité des pics était très faible, en particulier sur les jonctions d'orientation cristalline (100) du substrat. Ceci est dû à la très faible intensité de la bande de vibration qui correspond à une variation relative très tenue de la conductance, de l'ordre de 1% pour le mode LO<sub>3</sub>, alors qu'elle est de l'ordre de 6% pour la forte structure du phonon optique du silicium. Une autre raison de la difficulté à observer le spectre des phonons du SiO<sub>2</sub> est la très faible épaisseur de silice (l'oxyde de grille utilisé dans les circuits de la microélectronique ayant une épaisseur allant de 1 à 5nm). Le transport balistique, dans des oxydes de grille plus épais, a été observé par Fischetti et al [**Fischetti1987**], et à partir de cette étude, un parcours libre moyen dans la gamme 0.7 à 1.5nm en a été déduit. L'épaisseur d'oxyde à peine assez large pour ces parcours moyens, réduit l'interaction tunnel inélastique dans le SiO<sub>2</sub>. Ce n'est pas le cas pour l'effet inélastique dans le substrat silicium, où la probabilité d'interaction est grande, ni le cas pour les vibrations moléculaires dans la grille, à cause de la taille des molécules. Pour l'effet tunnel inélastique avec les vibrations moléculaires, un modèle simple a été présenté par Langan et al [**Langan1975**] qui suggère que la dépendance de l'intensité des pics varie avec la dimension des molécules du dopant. Pour la silice, le transport balistique est à notre avis, une des principales raisons qui fait qu'il est plus difficile d'obtenir un spectre IET du dioxyde de silicium que du substrat en silicium ou de la grille.

Quoiqu'il en soit, l'identification des modes de vibration des tétraèdres SiO<sub>4</sub> démontre les possibilités intéressantes de la technique IETS et renseigne sur la qualité de l'oxyde thermique ultra-mince d'épaisseur environ 2nm.

		Rocking		Symmetric stretch		Asymmetric Stretch			
		TO1	LO1	TO2	LO2	TO3	LO3	TO4	LO4
<b>Kirk [Kirk1988]</b>	(mV)	56.6	62.8	100.4	101.7	133.4	155.7	148.8	143.8
	( $cm^{-1}$ )	457	507	810	820	1076	1256	1200	1160
<b>Lange [Lange 1989]</b>	(mV)	56.6		100.4		132.9	155.4	148.8	145.1
	( $cm^{-1}$ )	457		810		1072	1254	1200	1170
<b>Galeener [Galeener 1976]</b>	(mV)	56.4	61.4		101.7	132	148.8		
	( $cm^{-1}$ )	455	495	800	820	1065	1200		
<b>Lye [Lye1998]</b>	(mV)					131.6	154.8	147.4	143.3
	( $cm^{-1}$ )					1061.3	1248.5	1188.8	1155.7
<b>Ech</b>	(mV)	55.2	64.8			133.3	157.6	149.0	141.7
	( $cm^{-1}$ )	445.2	522.6			1075.1	1271	1201.7	1142.8
<b>Ech W4 A</b>	(mV)					138.2	160.8	153.5	146.7
	( $cm^{-1}$ )					1116.2	1296.8	1237.9	1185.5
<b>Ech W4 B</b>	(mV)						157.5	149.3	144.8
	( $cm^{-1}$ )								

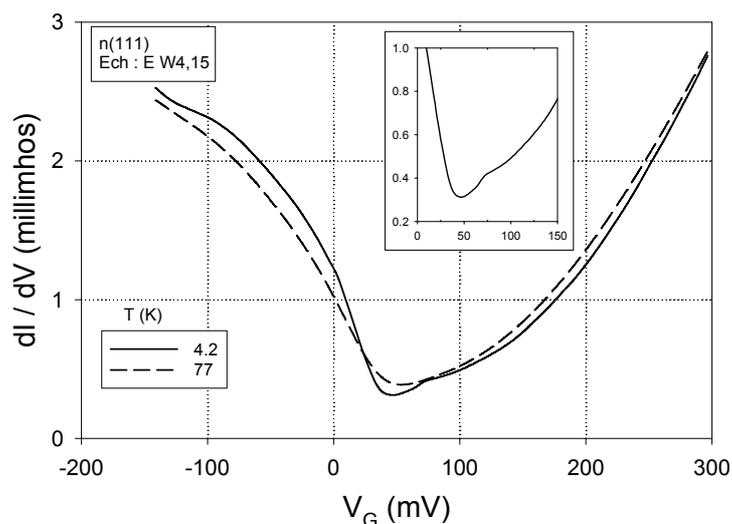
Tableau 3 : Energie caractéristique des phonons de l'oxyde de silicium.

## 2.5. Vibrations moléculaires

Une question intéressante concernant l'application de la méthode IETS à la microélectronique est la suivante : Quelles sont les capacités du process inélastique à identifier les vibrations moléculaires localisées à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> (en particulier celles liées aux états d'interface passivés) ou localisées dans le fine barrière de dioxyde ? La réponse à cette question est extrêmement intéressante dans la mesure où les techniques classiques de caractérisation des états d'interface ou de défauts dans l'oxyde telles que les mesures de capacités, d'admittance ou de DLTS (deep level transient spectroscopy) ne sont plus sensibles pour des épaisseurs d'oxyde inférieures à 2.5nm. La raison principale est l'accroissement important du courant de fuite (qui rend pratiquement impossible les mesures capacitives). Une

autre raison est la limite de sensibilité de ces méthodes capacitives basée sur la relation  $\delta Q = C \cdot \delta V$ . En effet, la valeur de la capacité augmente fortement avec la diminution de l'épaisseur de l'oxyde; une variation ( $\delta Q$ ) des charges d'oxyde ou d'interface due aux charges piégées, entraîne une très faible variation de tension ( $\delta V$ ) et par conséquent accroît la difficulté à les détecter. Par contre, la technique IETS est très bien adaptée aux jonctions ayant une faible résistance (de quelques ohms à quelques  $k\Omega$ ).

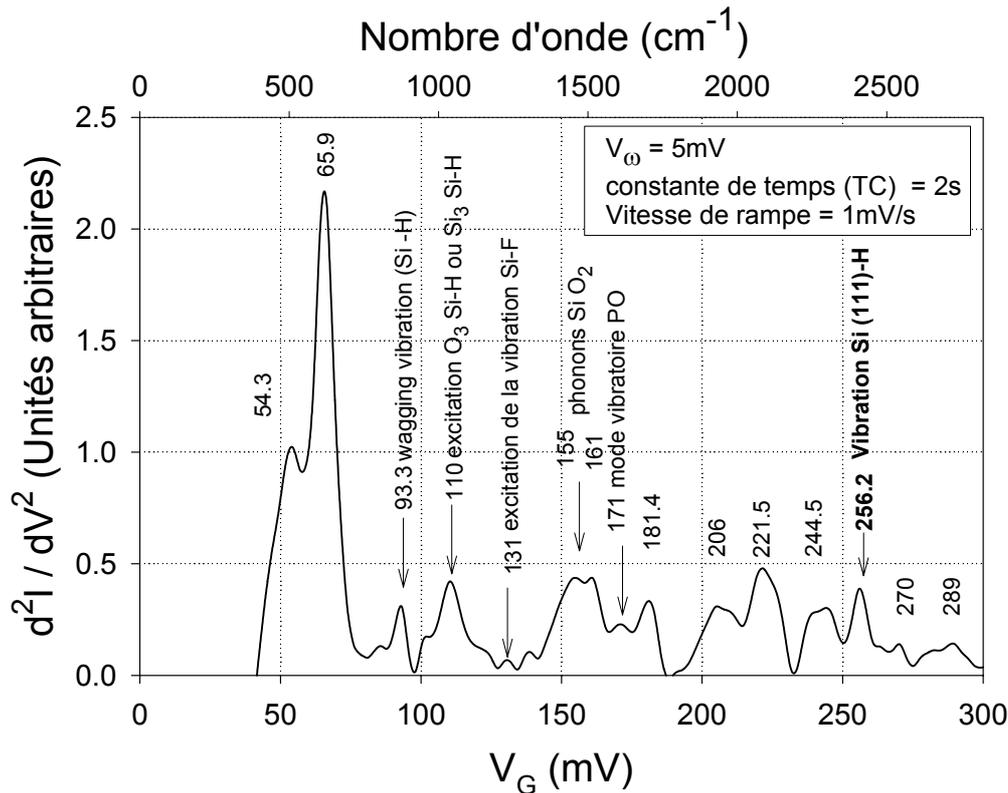
Le principal intérêt de cette spectroscopie est la possibilité de détecter à plus haute énergie les vibrations moléculaires infra-rouge ou Raman des liaisons moléculaires présentes dans la barrière tunnel, c'est à dire dans l'oxyde de grille. En spectroscopie tunnel sur les MIM, il est admis que l'on obtient un signal dérivée seconde pour un taux de couverture minimum de  $10^{12}$  molécules /  $cm^2$  [Langan1975]. Mais la jonction tunnel MIM restant ohmique de 0 à 500mV (0 à  $4033cm^{-1}$ ), les sauts de conductance  $\Delta \sigma / \sigma$  dans la dérivée première, dus aux effets tunnel inélastiques recherchés, restent proportionnels aux intensités des pics dans la dérivée seconde sur toute la plage de polarisation jusque 500mV. Ce qui n'est pas malheureusement le cas dans les jonctions MOS tunnel où la conductance  $\sigma$  varie beaucoup (d'un facteur 5 à 10) sur cette même plage. On peut s'en rendre compte sur la figure 34 qui montre une dérivée première, donc  $\sigma(V)$ , à deux basses températures différentes. Dans le spectre tunnel, les pics inélastiques dus aux impuretés sont plus difficiles à observer dès que la polarisation dépasse 100mV.



**Figure 34 :** Conductance  $dI/dV$  en fonction de la tension de polarisation pour une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+).

### 2.5.1. Vibrations moléculaires dans les échantillons préparés à l'IEMN

La figure 35 nous montre un spectre IET allant jusqu'à 300mV ( $2420\text{cm}^{-1}$ ), obtenu sur un substrat Si (111), après soustraction de la ligne de fond. Il est possible d'identifier plusieurs pics inélastiques propres aux vibrations moléculaires de défauts présents dans l'oxyde.



**Figure 35** : Spectre IET d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+) (111), préparée à l'IEMN, obtenu après soustraction du fond continu avec les énergies des différents pics.

Nous nous intéresserons ici aux pics qui ont été observés de manière répétitive sur plusieurs spectres IET. En accord avec les données infra-rouge [Froitzheim1975], nous pouvons identifier les vibrations moléculaires suivantes :

- 93.3meV ( $753\text{cm}^{-1}$ ) : nous pouvons interpréter ce pic comme étant une excitation d'une "wagging vibration" ou déformation angulaire Si-H .

- 110meV ( $887\text{cm}^{-1}$ ) : ce pic peut être interpréter comme étant une excitation d'une "bending vibration" ou vibration de déformation angulaire O<sub>3</sub>=Si-H ou Si<sub>3</sub>=SiH, en accord avec des études précédentes [Balk1987,1991]. Ce pic est fortement renforcé, par un épaulement vers 100mV ( $806.5\text{cm}^{-1}$ ), par les modes phonon LO et TO de la barrière SiO<sub>2</sub>, dû

à un mode "stretching symmetric" ou élongation symétrique à 101.7 et 100.4mV (820 et 810cm<sup>-1</sup>) [**Kirk1988**].

- 131mV (1056cm<sup>-1</sup>) : cette très faible structure peut être due à l'excitation d'une vibration Si-F [**Balk1987,1991**]. Cette vibration révèle le procédé de nettoyage du wafer avec de l'acide fluoridrique avant l'oxydation finale.

- 181.4mV (1463cm<sup>-1</sup>) : Ce pic IET a été interprété par Kovchavtsev [**Kovchavtsev1988**] comme étant une excitation de vibrations CH contamination du système d'évaporation.

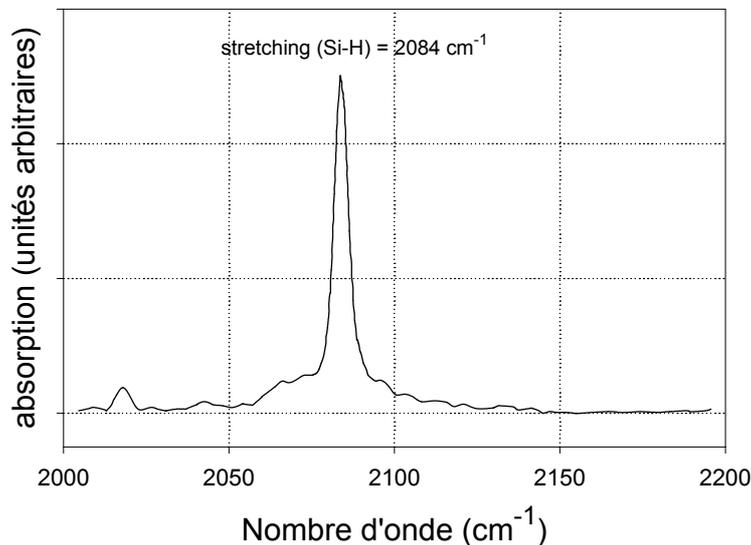
- 256.2meV (2066 cm<sup>-1</sup>) : ce pic, véritable signature de liaisons Si-H correspond aux vibrations localisées en surface d'atomes d'hydrogènes chimisorbés sur une surface de silicium clivée d'orientation (111). Cette vibration a été observée la première fois par H. Froitzheim *et al* [**Froitzheim1975**] par spectroscopie par perte d'énergie à haute résolution à une énergie  $\hbar\omega = 257\text{mV}$  (2073cm<sup>-1</sup>). Ce pic, dû à un "stretching" des liaisons SiH, a également été reporté par Higo et al [**Higo2002**] à 256.6mV (2070cm<sup>-1</sup>) par spectroscopie tunnel inélastique. N. K. Eib et al [**Eib1979**] ont observé des liaisons SiH à 274mV (2210cm<sup>-1</sup>) sur des jonctions MIM avec du SiO déposé sur de l'alumine. Higo et al [**Higo2002**] ont montré qu'il pouvait y avoir glissement de ce pic de 2210cm<sup>-1</sup> à 2070cm<sup>-1</sup> dû à un effet d'induction associé avec un atome oxygène lié avec le même atome de silicium.

Afin de vérifier l'assignation de ce pic à 256.2mV (2066cm<sup>-1</sup>), D. Vuillaume a effectué à l'IEMN de Lille des mesures par spectroscopie infra-rouge sur le même substrat (mesures IR réalisées par C. Miramond (IEMN-CNRS)) que nous avons caractérisé par IETS [**Salace 2002**]. La surface de silicium passivée par l'hydrogène a été préparée conformément à la littérature. La figure 36 nous montre le spectre infra-rouge obtenu sur ce wafer Si (111). Un pic caractéristique des vibrations monohydrides Si<sub>3</sub>-Si-H a été observé à 2084cm<sup>-1</sup> (258.4mV). Nous n'avons pas observé de vibration dihydride (Si<sub>2</sub>-Si-H<sub>2</sub>, à environ 2110cm<sup>-1</sup>), ni trihydride (Si-Si-H<sub>3</sub>, à environ 2140cm<sup>-1</sup>). Ce résultat de la position du pic Si<sub>3</sub>-Si-H est en accord avec les études infra-rouge dans la littérature. Ce pic à 2084cm<sup>-1</sup> (ou 258.4mV) est en accord avec le pic que nous avons observé à 256.2mV par IETS, montrant ainsi l'excellente résolution de l'IETS. Cette comparaison nous permet d'assigner ce pic à 256.2mV à un centre P<sub>b</sub> passivé par l'hydrogène.

Cette mesure permet de montrer la grande sensibilité de la technique IETS, car sur une surface de silicium (111) oxydée, seulement 10<sup>12</sup>-10<sup>13</sup> liaisons Si-H /cm<sup>2</sup> (la densité connue de centre-P<sub>b</sub> pour cette surface) ont été suffisantes pour obtenir un signal IET après quatre balayages, alors qu'en spectroscopie infra-rouge, pour une surface de silicium (111) passivée

par l'hydrogène, environ  $10^{15}$  liaisons Si-H/cm<sup>2</sup> et 200 balayages ont été nécessaires pour obtenir le spectre de la figure 36.

Quand on connaît l'importance de ces liaisons, qui sont caractéristiques des états de surface passivés à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, on mesure l'intérêt de cette spectroscopie.



**Figure 36** : Spectre infrarouge d'une surface de silicium passive par l'hydrogène dans la région des vibrations Si-H.

### 2.5.2. Vibrations moléculaires dans les échantillons préparés au CEA-LETI

Nous avons analysé un autre type d'échantillon (Si(100)), préparé au CEA-LETI de Grenoble, où l'oxyde SiO<sub>2</sub>, de croissance thermique, a été formé par un procédé RTO, la grille restant en aluminium. La figure 37 nous montre le spectre IET de cette jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si(n+) pour une tension de polarisation allant de 40 à 160mV (322 à 1290cm<sup>-1</sup>).

Ainsi, nous pouvons identifier les vibrations moléculaires suivantes :

- 78.8mV (635cm<sup>-1</sup>) : ce pic peut être relié à une vibration Si-C due à une possible contamination par le carbone. De telles vibrations ont été identifiées par spectroscopie infrarouge [Newmann1964].

- 88.8mV (716cm<sup>-1</sup>) : nous proposons ici que ce pic IET soit dû à une vibration Si-H à correspondant à une « wagging » vibration. Ceci a déjà été observé par Balk [Balk1987] sur des jonctions n-Si/SiO<sub>2</sub>/Pb et n-Si/SiN/Au. Nous remarquons un léger glissement en énergie (de 4.5mV) par rapport à l'échantillon IEMN.

- 103.6mV ( $835\text{cm}^{-1}$ ) : en accord avec les données infra-rouge [Knolle1986], nous proposons d'assigner ce pic IET à une vibration Si-N à traduisant la présence d'azote dans l'oxyde.

- 113.5mV ( $915\text{cm}^{-1}$ ) : en accord avec les travaux antérieurs de Bell [Bell1984], ce pic IET peut être interprété comme étant une excitation des vibrations  $\text{O}_3\equiv\text{Si-H}$  ou  $\text{Si}_3\equiv\text{Si-H}$ , correspondant à un « bending » mode.

Cette dernière vibration est très proche en énergie du « bending » mode de Al-O-H couramment observé dans les jonctions MIM Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Pb en IETS [Hansma1982]. Les vibrations moléculaires Si-H et Si<sub>3</sub>-Si-H ont déjà été identifiées dans les échantillons précédents. La comparaison des spectres IETS permet donc une caractérisation des contaminants survenus au moment des procédés technologiques.

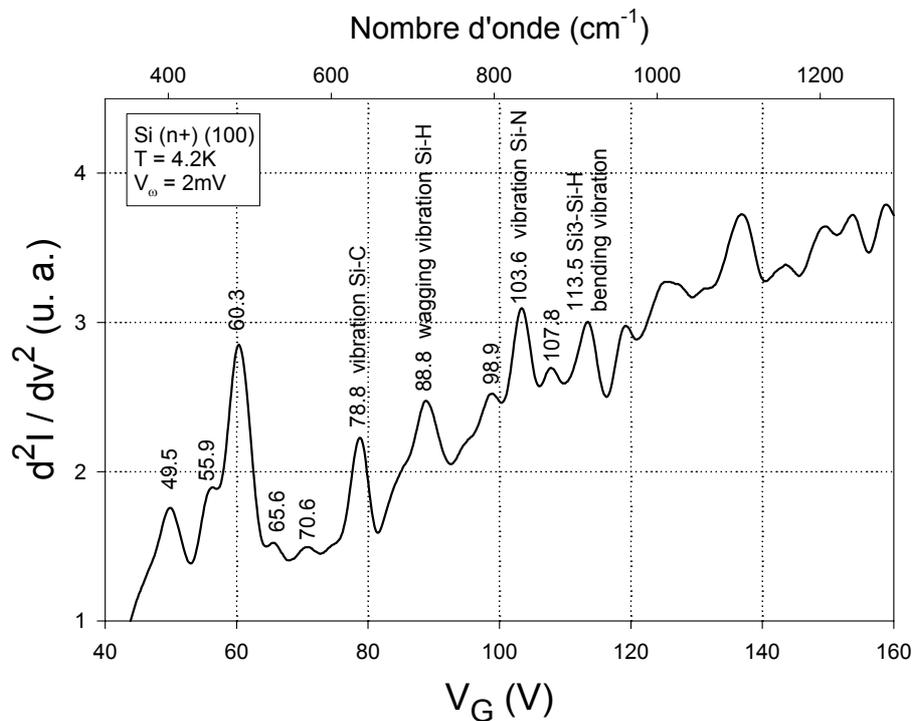


Figure 37 : Spectre IET d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+), préparée au LETI, avec les énergies des différents pics.

## 2.6. Quantification des intensités relatives des différentes excitations moléculaires

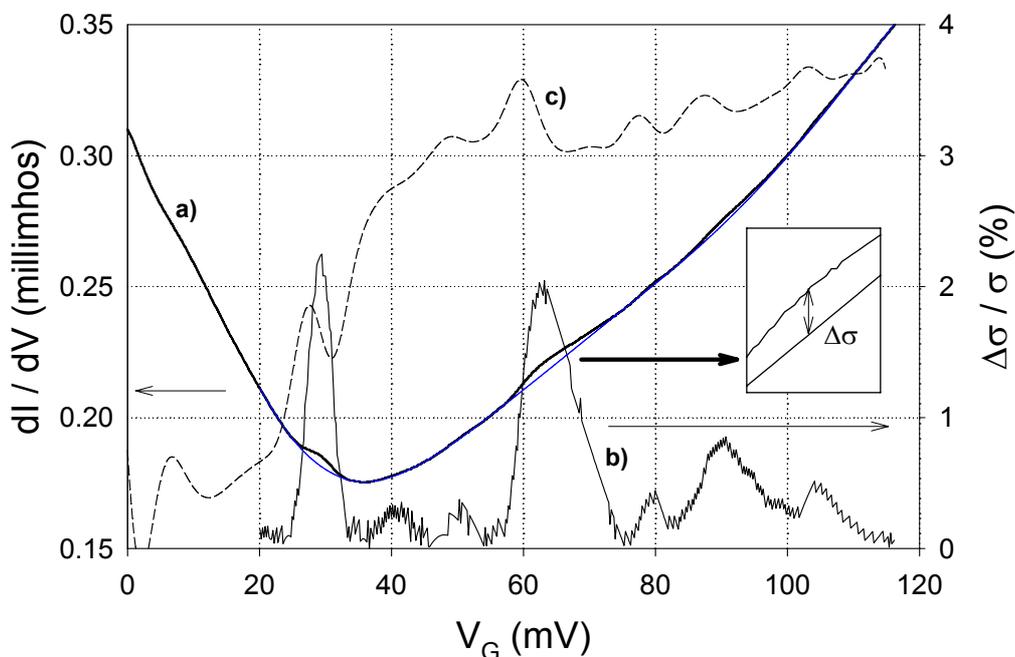
Toutefois, pour des raisons de conductance variable évoquées précédemment, il est difficile d'être quantitatif et de relier les intensités des pics au taux de couverture ou à la

concentration des vibrations moléculaires de chaque espèce par unité de surface. Yanson *et al* [Yanson1972] ont montré que les intensités des processus inélastiques peuvent être caractérisées par le saut relatif de conductance  $\Delta \sigma / \sigma$  se produisant à la tension  $V_G = hv / e$ , où  $hv$  est le quantum d'énergie de la vibration moléculaire. La quantité  $\Delta\sigma/\sigma$  est donnée par la relation :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx V \int_{V'}^{V''} \frac{1}{I} \frac{d^2I}{dV^2} dV$$

où  $V'$  and  $V''$  sont les tensions de début et de fin de la bande de vibration . Cette relation peut être utilisée pour quantifier les modes vibratoires.

Dans la figure 38, nous avons montré l'évolution de la conductance (a), sa variation relative  $\Delta \sigma / \sigma$  (b) ainsi que la dérivée seconde (c), obtenue par dérivation numérique de la dérivée première, en fonction de  $V_G$ . Ce saut de conductance peut être utilisé pour quantifier les intensités relatives des différentes excitations moléculaires. A ce titre, le tableau 4 donne un début de réponse à la question quantitative.



**Figure 38 :** a) conductance  $dI/dV$ , b) saut de conductance  $\Delta\sigma/\sigma$  et c) dérivée seconde en fonction de la tension de polarisation pour une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+) d'orientation (100) du silicium.

Modes vibratoires	TO Phonon	Wagging			bending
	mode	Si-C	Si-H	Si-N	Si-OH
Energie (mV)	60	78.8	88.8	103.6	113.5
Nombre d'onde (cm <sup>-1</sup> )	484	635	716	835	915
$\Delta\sigma/\sigma$ (%)	2.7	0.49	0.6	1.8	0.51

**Table 4** : Energie et saut de conductance  $\Delta\sigma/\sigma$  pour différents modes vibratoires d'une jonction Al/SiO<sub>2</sub>/Si(n+) d'orientation (100) du silicium.[Petit2003]

## 2.7. Effet des contraintes électriques

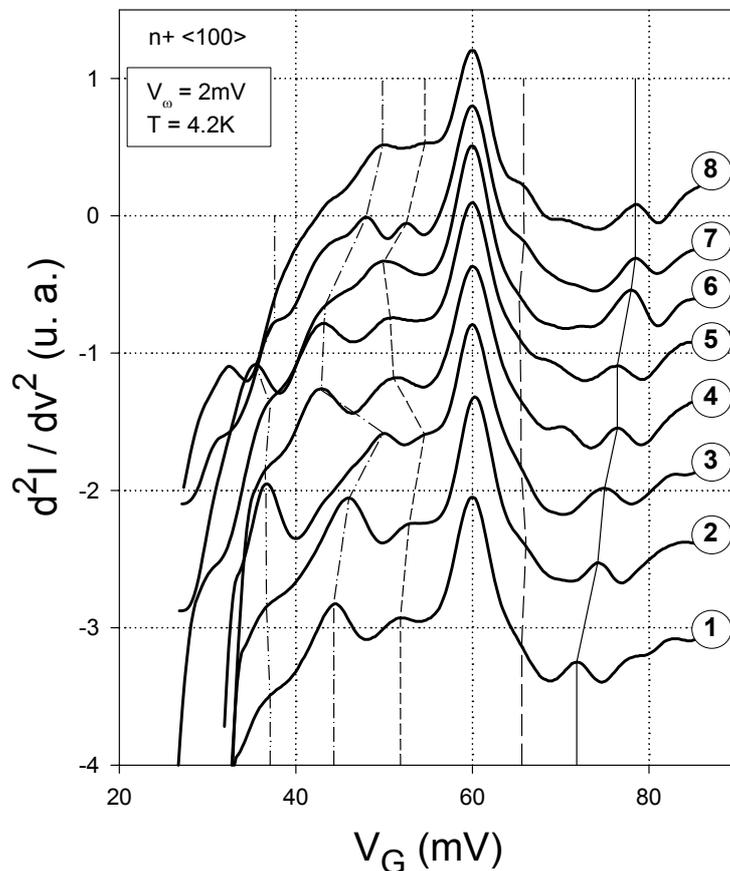
Les dégradations induites par une contrainte électrique à champ élevé ont été intensivement étudiées dans le domaine de la microélectronique. Les défauts, pièges et charges d'oxyde positives et négatives sont couramment détectés lors de contraintes à tension constante (CVS) ou courant constant (CCS) [Fischetti1985, Di Maria1989, 1993]. Nous avons appliqué à une même jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si (n+) la séquence suivante de contraintes à tension constante (CVS), à la température de l'hélium liquide, et nous avons effectué la mesure du spectre IET (dans la gamme des phonons du silicium) juste après la contrainte.

- CVS à  $V_g = +0.8V$  (ou  $F = 4MV/cm$ ) pendant 10mn (courbe 2 dans la figure 39)
- CVS à  $V_g = -2.0V$  (ou  $F = -10MV/cm$ ) pendant 10mn (courbe 3)
- Réchauffement de l'échantillon à la température ambiante pendant 24 heures (recuit) (courbe 4)
- Mesure effectuée 19 heures après la précédente (l'échantillon étant maintenu à la température de l'azote liquide)
- CVS à  $V_g = +2.0V$  (ou  $F = +10MV/cm$ ) pendant 10mn (courbe 6)
- CVS à  $V_g = +2.5V$  (ou  $F = +12.5MV/cm$ ) pendant 5mn (courbe 7)
- CVS à  $V_g = +3.0V$  (ou  $F = +15MV/cm$ ) pendant 5mn (courbe 8)

Les modifications des spectres IET des phonons du silicium, durant ce processus de contrainte électrique est donné par la figure 39. Les changements d'énergie dans les cinq modes phonons, déterminés à partir des spectres de la figure 39, sont donnés par la figure 40. Tout d'abord, nous pouvons remarquer que le mode le plus important localisé à 60mV n'est

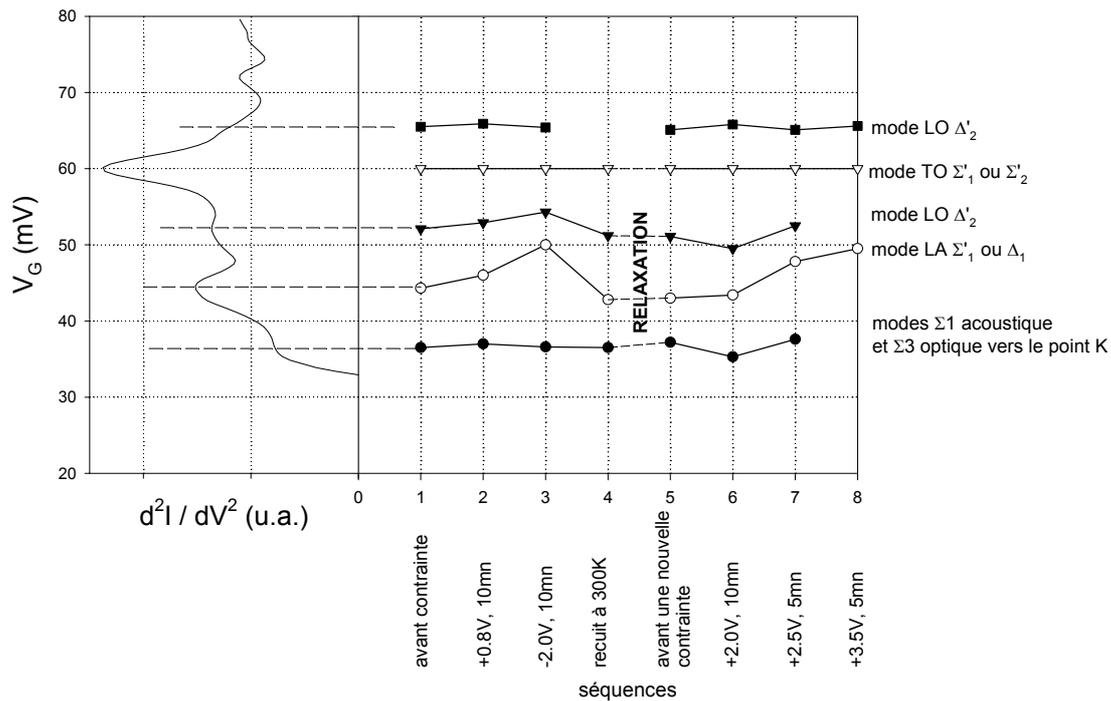
pas affecté par cette séquence de contraintes. Nous pouvons comprendre que la modification de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, induite par la contrainte, n'altère que la première mono-couche de silicium. Les vibrations du réseau excitées par les électrons appartenant à une ellipsoïde de révolution autour de l'axe d'un cube (100) correspondent dans le spectre au plus petit vecteur d'onde  $k$ , et en conséquence à la plus grande longueur d'onde [Ashcroft1976].

Par contre, les pics localisés à 44.3mV et 52.5mV et assignés respectivement au mode  $\Sigma_1$  ou  $\Delta_1$  LA et au mode  $\Delta'_2$  LO sont plus affectés dans leur position en énergie par la séquence de contraintes. Les vibrations longitudinales du réseau semblent être plus altérées à l'interface silicium que les modes transversaux.



**Figure 39** : Evolution des spectres IET des phonons du substrat silicium (100) en fonction de différentes contraintes électriques.

Le pic à 70mV est également déplacé par les contraintes électriques. D'après Tsui *et al* [Tsui1971] et Vratny *et al* [Vratny1961], ce pic peut être attribué à un mode vibratoire de l'oxyde de silicium.



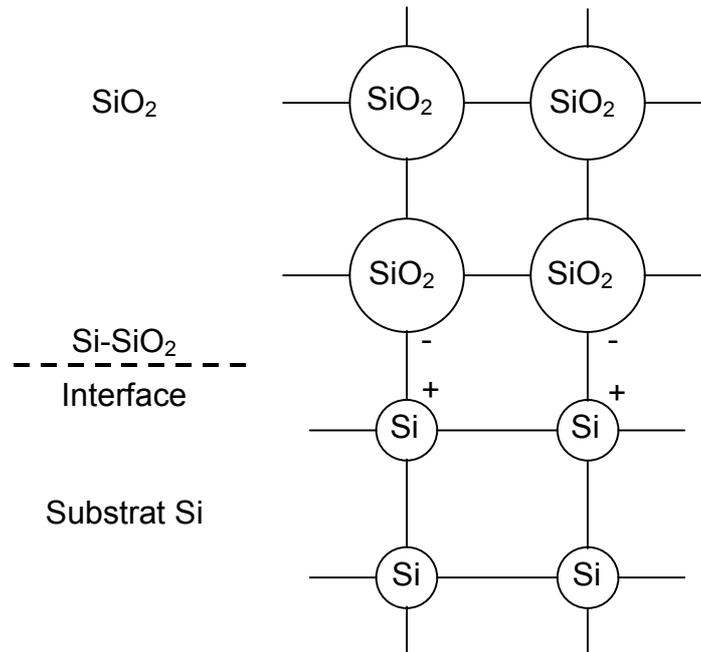
**Figure 40 :** Evolution de la position en énergie des phonons du substrat silicium (100) en fonction de différentes contraintes électriques.

Ces différents glissements modifient légèrement les positions en énergie. Nous pourrions penser que ces modifications sont dues à des fluctuations dans les mesures, mais, comme on peut le remarquer sur les courbes 4 et 5 de la figure 38, 19 heures séparent ces deux mesures et il n'y a pas de décalage en énergie. Ces résultats préliminaires montrent que l'IETS est un outil intéressant qui peut fournir des informations sur les dommages induits par les contraintes électriques.

Il est bien connu que les contraintes électriques peuvent perturber l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, cassant des liaisons ou changeant la longueur des liaisons des atomes de silicium avec l'oxyde de grille SiO<sub>2</sub>. Massoud [Massoud1988] a montré l'existence d'un moment dipolaire de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Suivant cet auteur, la charge de transfert n'est pas simplement limitée aux liaisons d'interface, elle peut prendre place dans des liaisons au-delà de l'interface, à la fois dans le substrat silicium et dans l'oxyde de grille. La polarité de ce dipôle à l'interface est le long du réseau d'atomes de silicium, et la contrainte électrique peut changer la longueur des liaisons de l'atomes de silicium avec l'oxyde de grille, affectant la force longitudinale et

modifiant peu la fréquence  $\omega = \sqrt{\beta L / m_{Si}}$  où  $m_{Si}$  est la masse de l'atome de silicium

(figure 41). Toutefois, pour confirmer, ou infirmer, ces explications, il est nécessaire d'utiliser des techniques telles que l'EXAFS, SEXAFS et l'ELFS.



**Figure 41** : Polarité du dipôle interface à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, d'après H. Z. Massoud [Massoud1988].

Une autre constatation que l'on peut faire à partir de ces mesures par IETS, est la réversibilité de la dégradation. Après un réchauffement à la température ambiante pendant 24 heures, des pics qui s'étaient déplacés en énergie, sont revenus à leur position d'origine et le spectre IET a pratiquement retrouvé sa caractéristique initiale. L'application de nouvelles contraintes en tension (CVS) montrent à nouveau un décalage en énergie significatif des modes  $\Sigma_1$  ou  $\Delta_1$  LA (alors que le mode  $\Delta_2$  LO semble moins affecté que pendant la première séquence de contrainte CV)

Nous avons voulu montrer qu'il n'était pas impossible qu'il y ait modification du premier plan réticulaire, et donc d'avoir une information précieuse sur les dégradations cristallines induites par les contraintes électriques.

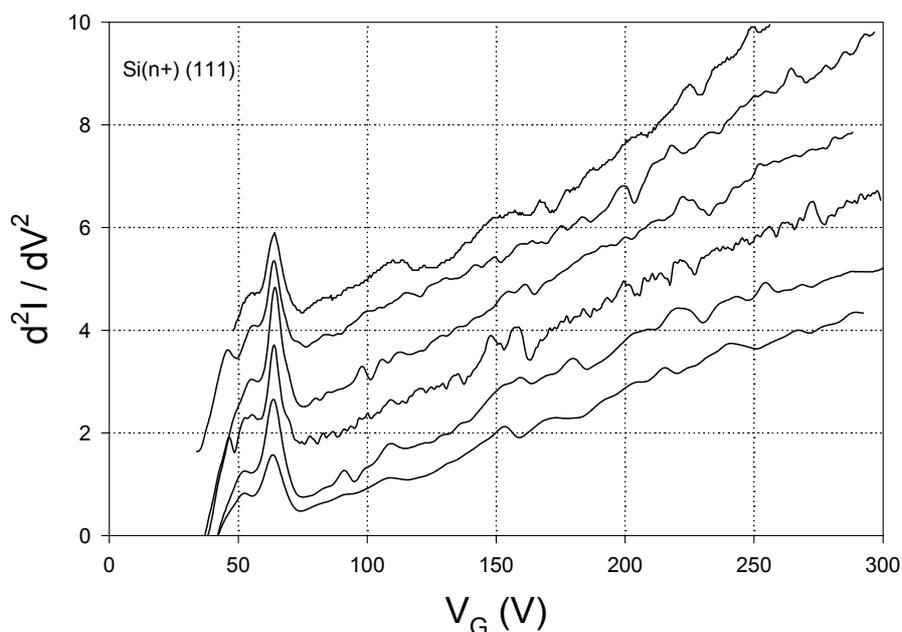
## 2. 8. Limites de l'IETS

Nous avons étudié un certain nombre d'échantillons et nous avons pu remarquer que pour un même échantillon, les spectres IET étaient très reproductibles. Les différentes structures que nous observons sont donc bien propres à l'échantillon étudié. Toutefois, ces

spectres ne sont pas tous reproductibles d'un échantillon à l'autre, excepté bien évidemment la bande des phonons du silicium. Nous pouvons le remarquer sur la figure 41 où nous avons rassemblé les spectres IET de six échantillons Si(n+) (111) différents. Le nombre de pics peut être plus élevé d'un échantillon à l'autre, mais il peut y avoir également des glissements de ces pics, ce qui rend difficile une identification de ceux-ci. Les glissements de ces pics sont dus le plus souvent au manque de qualité du contact face arrière avec l'électrode de mesure. Par contre, afin d'identifier certains pics, la solution serait peut être d'introduire des impuretés connues (technique de dopage de Coleman [Coleman 1974]) et d'essayer d'observer leur influence sur les pics existants.

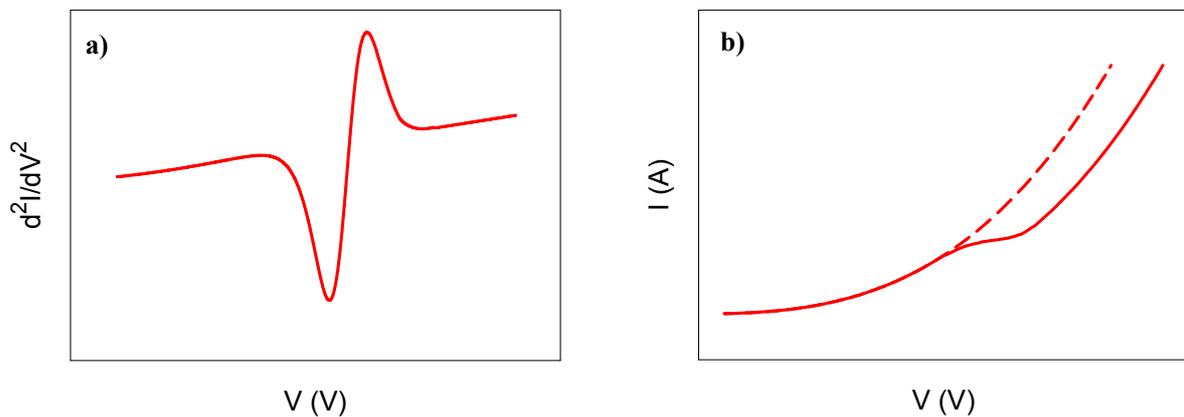
Des structures apparaissant aux plus hautes énergies (supérieure à 200mV) n'ont pas pu être identifiées. Certaines sont probablement dues à des vibrations moléculaires, mais d'autres ne peuvent pas être assimilées à un processus inélastique du fait de la trop grande largeur des pics.

Comme nous l'avons déjà signalé, une autre cause de la limitation de l'IETS aux jonctions MOS est liée à la forte variation de la conductance lorsque la tension de polarisation augmente. La très forte évolution de la ligne de fond continue de la conductance limite l'observation des pics à haute énergie. Il semble difficile d'aller au delà de 350mV ( $2822\text{cm}^{-1}$ ) alors que de telles mesures ne posent aucun problème sur les jonctions MIM.

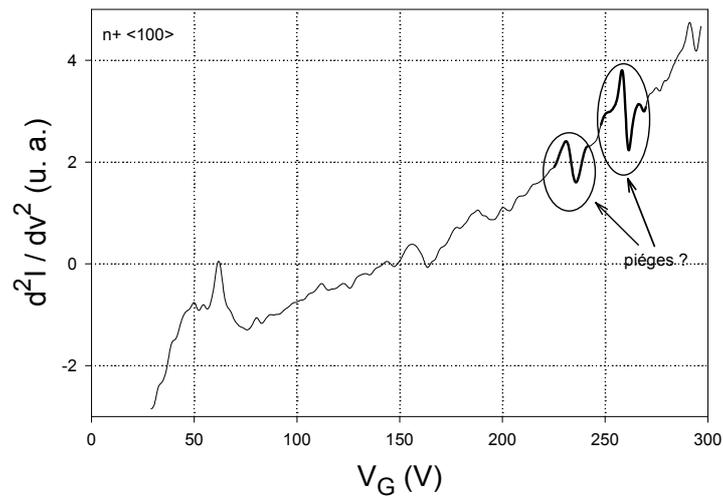


**Figure 41** : Spectres IET de six jonctions Al/siO<sub>2</sub>/Si(n+) (111) différentes.

Toutefois, d'autres structures apparaissent sous formes de pics dans les spectres IET. Celles-ci peuvent être attribuées à des pièges dans l'oxyde. Les phénomènes de piégeage et de dépiégeage peuvent entraîner une chute dans l'accroissement de la conductance [Skarlatos1976]. La figure 42a nous montre les structures observées dans les spectres tunnel qui ne sont pas reliées à un effet inélastique, la figure 42b nous montre l'effet de la même structure dans la caractéristique I-V d'une jonction tunnel. Nous avons observé des phénomènes de ce type dans certains de nos spectres (figure 43). Skarlatos [Skarlatos1976] a montré que ces structures étaient dépendantes de la température de mesure, la position en énergie des pièges augmente lorsque la température diminue. Des mesures en température sont donc nécessaires pour affecter de manière certaines les structures que nous avons observées à des phénomènes de piégeage.



**Figure 42 :** a) Structures observée dans les spectres tunnel non reliée à un effet inélastique. b) Même structure dans la caractéristique I-V d'une jonction tunnel.



**Figure 43 :** Spectre IET dans lequel certaines structures peuvent être attribuées à des pièges.

## 2.9. Conclusions

Le but de notre étude et les objectifs du contrat ULTIMOX que nous avons à réaliser étaient d'adapter la technique IETS, que nous avons mise au point par le passé pour les jonctions MIM, aux jonctions MOS. Les résultats que nous avons obtenus montrent que l'IETS est une réelle méthode pour caractériser l'oxyde de grille et ses interfaces dans les systèmes MOS ayant une très fine barrière tunnel.

Les spectres que nous avons obtenus montrent que l'IETS est un outil sensible pour détecter les modes vibratoires de chacune des trois parties constituant la jonction MOS tunnel :

- les modes vibratoires du substrat silicium ont été obtenus à la fois pour les orientations (100) et (111). Les bandes de vibration de phonons ont été déconvoluées en modes séparés et ces modes ont été assignés en énergie à l'aide des données de la littérature avec une excellente précision.

- les modes phonons de l'aluminium ont été comparés avec ceux obtenus dans les MIM et on a ainsi pu remarquer que l'aluminium pouvait être qualifiée de granulaire.

- les phonons de la barrière  $SiO_2$  ont été également obtenus pour des substrats d'orientation (100) et (111). Les résultats que nous avons obtenus sont très proches de ceux obtenus par Lye [Lye1998] par IETS ainsi que de ceux obtenus par d'autres méthodes de spectroscopie (infra-rouge, raman, diffusion de neutrons). Il est intéressant de noter que nous

avons identifié les vibrations des tétraèdres  $\text{SiO}_4$  dans cette très fine barrière tunnel  $\text{SiO}_2$  (2nm).

Le but le plus intéressant de cette étude dans l'application de l'IETS à la microélectronique est la possibilité de détection et d'identification de vibrations moléculaires. Celles-ci peuvent être reliées aux défauts électriques bien connus tels que les liaisons chimiques avec l'hydrogène mais aussi à des impuretés incorporées durant le processus de fabrication.

Nos résultats montrent, en continuation de ceux obtenus par certains auteurs [Balk1987,1991], qu'il est possible de révéler de telles liaisons (Si-H) et même de distinguer entre les liaisons localisées à l'interface silicium et celles localisées dans la barrière  $\text{SiO}_2$  et qui sont identifiées sous le nom d'états de surface passivés. En particulier, cela se voit très bien par la détection des centres  $\text{P}_b$  passivés par l'hydrogène dans la région à haute énergie (le pic à 256mV).

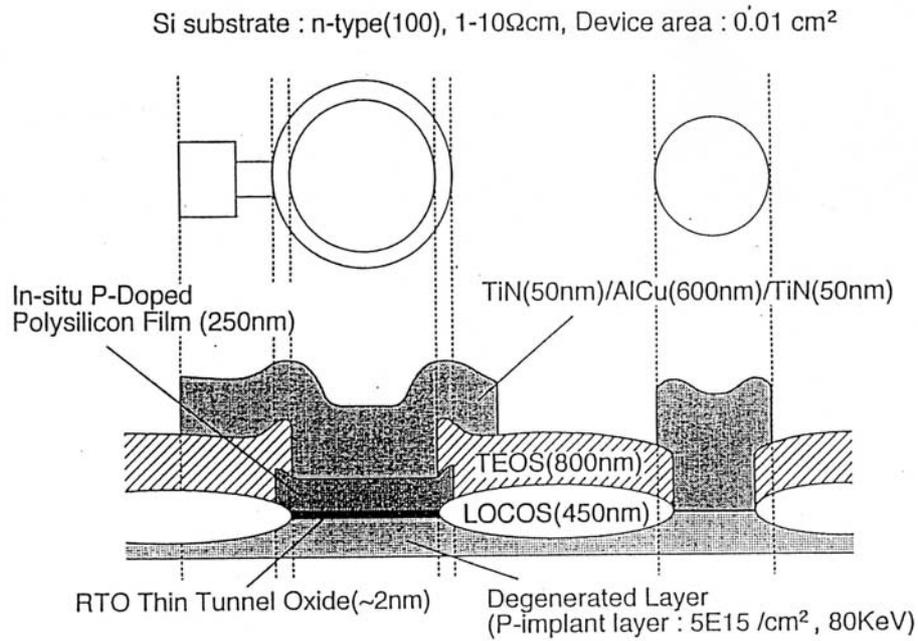
Dans nos spectres, nous avons détecté les vibrations moléculaires Si-C, Si-F dues à des impuretés de carbone et de fluor incorporées pendant le processus de fabrication.

Tous ces résultats démontrent les possibilités de la méthode IETS à caractériser les états d'interface et les défauts de la barrière tunnel  $\text{SiO}_2$ .

Nous avons également montré des effets de contraintes électriques sur la position en énergie des phonons du silicium.

Nous avons vu aussi les limites de la méthode IETS, limites liées à la structure MOS elle-même, limites liées à l'utilisation de substrat dégénéré afin de faire les mesures à des températures cryogéniques. Le facteur limitant dans l'instrumentation est le courant traversant l'échantillon, d'où la nécessité d'échantillons de relativement grande surface.

Les échantillons tests que nous avons utilisés nous ont permis de faire la mise au point de cette technique et d'avoir des résultats très prometteurs sur l'application de cette méthode à la microélectronique. Toutefois, pour poursuivre cette étude, il serait intéressant d'avoir des échantillons mieux définis, très proches des procédés de fabrication des composants microélectroniques. La figure 44 nous montre le type de véhicule test qu'a utilisé Lye [Lye1998] lors de ses études de caractérisation de système MOS par IETS.



**Figure 44 :** Cross-section d'une jonction tunnel étudiée par Lye [Lye1998].

Toutefois, en dépit des différentes limitations que nous avons exposées, la méthode IETS nous a permis d'étudier le structure MOS, les influences des procédés de fabrication et des contraintes électriques, nécessaires à la compréhension fondamentale du comportement de ces systèmes en association avec les méthodes de caractérisation classiques des composants.

## Bibliographie

- [**Asche1981**] M. Asche and O. G. Sarbei, *Electron-phonon interaction in n-Si*, Phys. Stat. Sol. B, **103**, (1981)
- [**Ashcroft1976**] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Philadelphia : Saunders College, 569 (1976)
- [**Balk1987**] P. Balk, L. Do Thanh, S. Ewert, M. Kuball and S. Schmitz, *Interface states and impurities in MOS structures with very thin tunnelling barriers*, Appl. Surf. Sc., **30**, 304 (1987).
- [**Balk1991**] P. Balk, S. Ewert, S. Schmitz and A. Steffen, *Tunneling spectroscopy on metal-insulator-silicon structures with very thin insulating layers*, J. Appl. Phys., **69**, 6510 (1991)
- [**Balkansky1961**] M. Balkansky and W. Nazarewicz, J. Phys. Chem. Solids, **23**, 573. (1961)
- [**Bell1984**] L. D. Bell and R. V. Coleman, *Elastic and inelastic electron tunneling with the use of SiO<sub>2</sub>+AlO<sub>x</sub> and AlO<sub>x</sub>+Si barriers*, Phys. Rev. B, **30**, 4120 (1984)
- [**Bencuya1984**] I. Bencuya, PHD thesis “*Electron tunnel – oxide degenerate silicon junctions*” (1984) UMI Dissertation information Service.
- [**Brockhouse1959**] B. N. Brockhouse, *Lattice vibrations in germanium and silicon*, Phys. Rev. Lett., **2**, 6, 256 (1959).
- [**Brousseau1998**] J. L. Brousseau, S. Vidon and R. M. Leblanc, *Investigation of the chemical nature of two-dimensional polymerized octadecyltrimethoxysilane Langmuir films by inelastic electron tunnelling spectroscopy*, J. Chem. Phys., **108**, 7391 (1998)
- [**Carbotte1967**] J.P. Carbotte and R.C. Dynes, *Calculation of the superconducting transition temperature in aluminium*, Phys. Letters A, **25**, 532 (1967)
- [**Chang1967**] L. L. Chang, P. J. Stiles and L. Esaki, *Electron tunnelling between a metal and a semiconductor : characteristics of Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SnTe and GeTe junctions*, J. of Appl. Phys., **38**, 11, 4440 (1967).
- [**Chynoweth1961**] A. G. Chynoweth, R. A. Logan and D. E. Thomas, *Phonon-assisted tunnelling in silicon and germanium Esaki junctions*, Phys. Rev., **125**, 877 (1961)
- [**Colley1977**] S. Colley and P. Hansma, *Bridge for differential tunnelling spectroscopy*, Rev. Sci. Instrum., **48**, 1192 (1977)
- [**Corbeau1963**] J. Corbeau, Cr. Acad. des Sci. **256**, 1275 (1963)
- [**Cullen1970**] D. E. Cullen, E. L. Wolf and W. D. Compton, *Tunneling spectroscopy in degenerate p-type silicon*, Phys. Rev. B, **2**, 8, 3157 (1970).

- [Dimaria1993]** D.J.Dimaria, E. Cartier and D.Arnold, *Impact ionisation, trap creation, degradation and breakdown in silicon dioxide films on silicon*, J. Appl. Phys., **73**, 3367 (1993)
- [Dimaria1989]** D.J. Dimaria and W.J. Stasiak, *Trap creation in silicon dioxide produced by hot electrons*, J. Appl. Phys., **65**, 2342 (1989)
- [EG&G]** Instruction manual DSP Lock-in Amplifier Model 7265 EG&G Signal Recovery, Workingham, Austin, TX 78759-3504
- [Eib1979]** N. K. Eib, A. N. Gent and P. N. Henrikson, *Formation of SiH bonds when SiO is deposited on alumina*, J. Chem. Phys., **70**, 4288 (1979).
- [Fischetti1985]** M.V. Fischetti, *Generation of positive charge in silicon dioxide during avalanche and tunnel electron injection*, J.Appl. Phys., **57**, 2860 (1985)
- [Fischetti1987]** M. V. Fischetti, D. J. Dimaria, L. Dori, J. Bajey, E. Tierney and J. Stasiak, *Ballistic electron transport in thin silicon dioxide films*, Phys. Rev. B, **35**, 4404. (1987)
- [Fistul1969]** V. I. Fistul, *Heavily doped semiconductors*, New York : Plenum Press, 1969
- [Froitzheim1975]** H. Froitzheim, H. Ibach and S. Lehwald, *Surface vibration of chemisorbed hydrogen on silicon*, Phys. Letters, **4**, 247 (1975).
- [Galeener1976]** F. L. Galeener and G. Lucovsky, *Longitudinal optical vibration in glasses : GeO<sub>2</sub> and SiO<sub>2</sub>*, Phys. Rev. Lett., **37**, 1474 (1976)
- [Hansma1982]** P. K. Hansma, *Tunneling Spectroscopy*, édité par P. K. Hansma (Plenum, New York, 1982)
- [Higo2002]** M. Higo and S. Kamata, *Characterization of metal oxide surfaces and thin semiconductor films by inelastic electron tunneling spectroscopy*, Analytical Sciences, **18**, 227 (2002)
- [Hippes2002]** K. W. Hippes and U. Mazur, *Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy*, edited by J. M. Chalmers and P. R. Griffiths, John Wiley & Sons Ltd, Chichester, (2002)
- [Jacklevic1966]** R. C. Jacklevic and J. Lambe, *Molecular vibration spectra by electron tunnelling*, Phys. Rev. Lett., **17**, 1139 (1966).
- [Kirk1988]** C. T. Kirk, *Quantitative analysis of the effect of disorder-induced mode coupling on infrared absorption in silica*, Phys. Rev. B, **38**, 1255 (1988)
- [Kittel]** C. Kittel “ Physique de l’état solide “ 7<sup>e</sup> édition Dunod (1998).
- [Klein1968]** J. Klein and A. Leger, *Tunneling measurement of phonon spectrum in granular Al*, Phys. Letters A, **28**, 134 (1968)
- [Klein1969]** J. Klein, *PHD Thèse, Université de Paris, non publiée* (1969).

- [**Klein1973**] J. Klein, A. Leger, M. Belin, D. Dufourneau and M. J. L. Sangster, *Inelastic-Electron-Tunneling Spectroscopy of Metal-Insulator-Metal Junction*, Phys. Rev B, **7**, 2336, (1973)
- [**Knolle1986**] W. R. Knolle and J. W. Osenbach, *The structure of plasma-deposited silicon nitride films determined by infrared spectroscopy*, J. Appl. Phys., **58**, 1248 (1986).
- [**Kovchavtsev1988**] P. Kovchavtsev, G. L. Kurishev, K. O. Postnikov, R. A. Sokolov and I. M. Subbotin, *Inelastic electron tunnelling spectroscopy of Si MIS structures with ultrathin thermal silicon nitride and thermal silica*, Phys. Stat. Sol. a, **106**, 669 (1988)
- [**Kudo1991**] K. Kudo, C. Okazaki, S. Kuniyoshi and K. Tanaka, *Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy of Langmuir-Blodgett Monolayers on Silicon Substrate*, Jpn. J. Appl. Phys., **30**, 1452 (1991)
- [**Kulda1994**] J. Kulda, D. Strauch, P. Davoine and Y. Ishii, *Inelastic-neutron-scattering study of phonon eigenvectors and frequencies in Si*, Phys. Rev. B, **50**, 1347. (1994)
- [**Lake Shore**] Lake Shore Cryotronics, Westerville, OH. 43082-9803
- [**Lambe1968**] J. Lambe and R. C. Jacklevic, *Molecular vibration spectra by inelastic electron tunnelling*, Phys. Rev., **165**, 821, (1968)
- [**Langan1975**] J. D. Langan and P. K. Hansma, *Can the concentration of surface species be measured with inelastic electron tunnelling*, Surface Science, **52**, 211 (1975)
- [**Lange1989**] P. Lange, *Evidence for disorder-induced vibrational mode coupling in thin amorphous SiO<sub>2</sub> films*, J. Appl. Phys., **66**, 201 (1989)
- [**Lauhon2001**] L. J. Lauhon and W. Ho, *Effects of temperature and other experimental variables on single molecule vibrational spectroscopy with the scanning tunneling microscope*, Rev. Sci. Instrum., **72**, 216 (2001)
- [**Lye1997**] W.K. Lye, E. Hasegawa, T.P. Ma, R.C. Barker, Y. Hu, J. Kuehne, and D. Frystak, *Quantitative inelastic tunnelling spectroscopy in the silicon metal-oxide-semiconductor system*, Appl. Phys. Lett., **71**, 2523 (1997)
- [**Lye1998**] W.K. Lye, T.P. Ma, R.C. Barker, E. Hasegawa, Y. Hu, J. Kuehun, & D. Frystak, *Tunneling spectroscopy of the silicon metal-oxide-semiconductor system*, Characterization and Metrology for ULSI Technology : 1998 International Conference edited by D. G. Seiler, A. C. Diebold, W. M. Bullis, T. J. Shaffner, R. McDonald and E. J. Walters.
- [**Massoud1988**] H. Z. Massoud, *Charge-transfert dipole moments at the Si-SiO<sub>2</sub> interface*, J. Appl. Phys., **63**, 2000 (1988)
- [**National Instruments**] National Instruments, Austin, TX 78759-9803

- [**Newman1964**] R. C. Newman and J. B. Willis, *Vibrational absorption of carbon in silicon*, J. Phys. Chem. Solids, **26**, 373 (1964)
- [**PeakFit**] PeakFit, SPSS Inc., Chicago, IL 60606-6307
- [**Pepper1980a**] M. Pepper, *Ballistic injection of electrons in metal-semiconductor junctions : I Phonon spectroscopy and impurity-enhanced inelastic scattering in n+ silicon*, J. Phys. C : Solid St. Phys., **13**, L709 (1980)
- [**Pepper1980b**] M. Pepper, *Ballistic injection of electrons in metal-semiconductor junctions : II Phonon spectroscopy of aluminium*, J. Phys. C : Solid St. Phys., **13**, L717 (1980)
- [**Petit2003**] C. Petit , G. Salace and D. Vuillaume, *Inelastic electron tunnelling spectroscopy in N-MOS junctions with ultra-thin gate oxide*, Solid State Electronics, **47**, 1663 (2003)
- [**Petit2003**] C. Petit , G. Salace and D. Vuillaume, *Characterization of MIS tunnel junctions by inelastic electron tunneling spectroscopy (IETS)*, Seventh International Symposium on Silicon Nitride and Silicon Dioxide Thin Insulating Films 203<sup>rd</sup> Meeting of the Electrochemical Society, Paris, 27avril – 2 mai 2003
- [**Petit2003**] C. Petit and G. Salace, *Inelastic electron tunneling spectrometer to characterize metal-oxide-semiconductor devices with ultrathin oxides*, Rev. Sci. Instrum., **74**, 4462 (2003)
- [**Press1995**] W.H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in C, The art of scientific computing*, 2<sup>nd</sup> ed. (Cambridge : Cambridge University Press) 1995
- [**Salace2002a**] G. Salace, C. Petit, and D. Vuillaume, *Inelastic electron tunnelling spectroscopy : capabilities and limitations in Metal-Oxide-Semiconductor devices*, J. of Appl. Phys, **91**, 5896 (2002)
- [**Salace2002b**] G. Salace, C. Petit and D. Vuillaume, Communication Woodim, 18-20 novembre 2002 à Grenoble.
- [**Savitzky1964**] A. Savitzky and M. J. E Golay, *Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures*, Anal. Chem., **36**, 1627 (1964)
- [**Scalapino1967**] D. J. Scalapino and S. M. Marcus, *Theory of inelastic electron-molecule interaction in tunnel junction*, Phys. Rev. Letts., **18**, 459 (1967)
- [**Schein1970**] L. B. Schein and W. Dale Compton, *Electron local-mode phonon interaction in metal-insulator-semiconductor tunnel junctions*, Appl. Phys. Lett., **17**, 236 (1970)
- [**Seman1999**] T. R. Seman and R. R. Mallik, *Electronic signal regulator for constant resolution inelastic electron tunnelling spectroscopy*, Rev. Sci. Instrum., **70**, 2808 (1999)
- [**Shen1982**] H. X. Shen and H. C. Li, *Selection of optimum measurements conditions in inelastic electron tunnelling spectroscopy (IETS)*, Chin. Phys., **2**, 232 (1982)

- [**Simonsen**] M. G. Simonsen and R. V. Coleman, and P. K. Hansma, *High resolution inelastic tunneling spectroscopy of macromolecules and absorbed species with liquid-phase doping*, J. Chem. Phys., **61**, 3789 (1974)
- [**Skarlatos1976**] Y. Skarlatos and R. C. Barker, *Traps in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> detected by tunneling*, J. Appl. Phys., **47**, 10, 4593 (1976)
- [**TableCurve**] TableCurve, SPSS Inc., Chicago, IL 60606-6307
- [**Tao1968**] T. F. Tao and Y. Hsia, *Dopant dependency of Fermi level location in heavily doped silicon*, Appl. Phys. Lett., **13**, 291 (1968)
- [**Tsui1971**] D. C. Tsui and L. N. Dunkleberger, *Phonon-induced structures in the tunnelling characteristics of n-type Si-oxide-metal junctions*, Appl. Phys. Lett., **18**, 200 (1971)
- [**Vratny1961**] F. Vratny, M. Dilling, F. Gugliotta and C. N. R. Rao, *Infrared spectra of metallic oxides, phosphates & chromates*, J. Sci. Ind. Res., **20B**, 590 (1961)
- [**Wada1993**] M. Wada, T. Kubota and M. Iwamoto, *Investigation of electron Transport Properties of Poyimide Langmuir-Blodgett Films Containing Porphyrin by  $d^2V/dI^2-V$  Measurement*, Jpn. J. Appl. Phys., **32**, 3868 (1993)
- [**Walmsley1978**] D. G. Walmsley, R. B. Floyd and S. F. J. Read, *Inelastic electron tunnelling spectral lineshapes below 100mK*, J. Phys. C Solid State Phys., **11**, 407 (1987)
- [**Walmsley1983**] D. G. Walmsley, I. W. N. McMorris, W. E. Timms, W. J. Nelson, J. L. Tomlin and T. J. Griffin, *A sensitive robust circuit for inelastic electron tunnelling spectroscopy*, J. Phys. E : Sci. Instrum., **16**, 1052 (1983)
- [**Wang1993**] Y. Wang, R. R. Mallik and P. N. Henriksen, *Easily realized inelastic electron tunnelling spectrometer*, Rev. Sci. Instrum., **4**, 890 (1993)
- [**Wolf1967**] E. L. Wolf, *Evidence of hole-optical-phonon interaction in degenerate silicon in tunnelling measurement*, Phys. Rev. Lett., **20**, 204 (1967)
- [**Yanson1972**] I. K. Yanson, N. I. Bogatina, B. J. Verkin and O. I. Shklyarevskii, *Asymetry of tunnel spectrum intensities of impurety organic molecules*, Soviet Phys. JETP, **35**, 3, 540 (1972).



### **Titre :**

Contribution à l'étude de la dégradation de films minces et ultra-minces de SiO<sub>2</sub> de structures MOS soumises à des contraintes électriques et à la caractérisation par spectroscopie tunnel inélastique de jonction Al-SiO<sub>2</sub>-Si.

### **Résumé :**

Plus les circuits sont devenus denses, plus les dimensions des transistors (largeur, longueur du canal, épaisseur de l'oxyde) se sont réduites et plus les problèmes de fiabilité de l'oxyde de grille deviennent importants.

Dans les épaisseurs inférieures à 3nm, le courant en régime de déplétion devient mesurable et augmente après des contraintes électriques. L'augmentation de ce courant que nous avons appelé LVSILC (Low Voltage Stress Induced Leakage Current), n'affecte pas le fonctionnement des circuits car elle intervient seulement en régime de déplétion ou de faible inversion et non en leur point de polarisation usuel, mais elle permet de suivre la dégradation de l'oxyde et de prévoir la charge injectée qui provoquera le claquage de l'oxyde. Nos mesures montrent que le LVSILC est important jusqu'à au moins des épaisseurs de 1.2nm

Nous avons constitué une base de données expérimentales sur l'évolution du LVSILC, dans les P et NMOSFET, en fonction de la tension et de la température de contrainte, pour différentes épaisseurs d'oxyde. Ceci nous a permis prédire la durée de vie des composants, en extrapolant ces données vers les conditions normales d'utilisation et de montrer que le mécanisme de dégradation est plus probablement lié à la libération d'espèces hydrogénés aux interface qu'à l'injection de trous créés dans l'anode par ionisation par impact.

Nous avons également essayé de réaliser une caractérisation physique de l'oxyde par spectroscopie tunnel inélastique de jonction tunnel (IETS). Ce travail nous a permis d'identifier les différents modes phonons des électrodes (substrat, grille) ainsi que ceux de l'oxyde de grille. Nous avons pu également identifier les modes vibratoires de certains défauts ou certaines impuretés présentes dans l'oxyde de grille et induites lors du procédé de fabrication.

### **Mots Clés :**

P et NMOSFET, Oxyde ultra-mince, SILC et LVSILC, Courant tunnel, Soft et hard breakdown, durée de vie ( $t_{BD}$ ), IETS, Modes phonon du silicium et de la silice, Vibrations moléculaires

### **Subject :**

Contribution to the study of the degradation of thin and ultra-thin SiO<sub>2</sub> gate oxides of structures MOS under electrical stresses and characterization par inelastic electron tunnel spectroscopy (IETS) of Al-SiO<sub>2</sub>-Si junction.

### **Abstract:**

More the integrated circuit density increases, more the transistor size (channel length and width, gate oxide thickness) decreases. Below 3nm oxide thicknesses, the current in depletion regime becomes measurable and increases after electrical stresses. The increase of this current, called LVSILC (Low Voltage Stress Induced Leakage Current), does not affect the device and circuit functionality because it is observed in depletion or weak inversion regimes and not at usual operating voltages, but it can be used to monitor the oxide degradation and to predict the charge to breakdown.

We have realized an experimental data base on the LVSILC evolution, with stress voltages and temperatures, for various oxide thicknesses and in P and N-MOSFETs. This allow us to predict the device lifetime, and to show that the degradation mechanism is more probably linked to hydrogen release from the interface than to anode hole injection

We have also tried to realized a physical characterisation by inelastic electron tunnel spectroscopy (IETS). This work allow us to identify both electrode (substrate and gate) and gate oxide phonon modes. We have also identified the vibratory modes of some defects or impurities induced in the gate oxide during the fabrication process.

### **By Key words :**

P et NMOSFET, ultra-thin oxide, SILC and LVSILC, Soft et hard breakdown, time to breakdown ( $t_{BD}$ ), silicon and silicon oxide phonon modes, molecular vibrations

