



**HAL**  
open science

# Analyse en profondeur des défauts de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> par la technique du pompage de charges

Yves Maneglia

► **To cite this version:**

Yves Maneglia. Analyse en profondeur des défauts de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> par la technique du pompage de charges. Physique [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1998. Français. NNT: . tel-00006006v2

**HAL Id: tel-00006006**

**<https://theses.hal.science/tel-00006006v2>**

Submitted on 23 May 2004

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THESE

présentée par

**Yves MANEGLIA**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(Arrêté Ministériel du 30 mars 1992)

spécialité : MICROELECTRONIQUE

## **ANALYSE EN PROFONDEUR DES DEFAUTS DE L'INTERFACE Si-SiO<sub>2</sub> PAR LA TECHNIQUE DU POMPAGE DE CHARGES**

soutenue le 18 décembre 1998

### JURY

<b>M.</b>	<b>Alain CHOVET</b>	Président
<b>MM.</b>	<b>Daniel BAUZA</b> <b>Gérard GHIBAUDO</b> <b>Guido GROESENEKEN</b> <b>Paul-Eric HALLALI</b> <b>Marc JOURDAIN</b>	Examineurs

*Thèse préparée au sein du Laboratoire de Physique des Composants à Semiconducteurs  
ENSERG, 23, rue des Martyrs, BP 257, 38016 GRENOBLE Cedex 1, FRANCE*

**ANALYSE EN PROFONDEUR DES DEFAUTS  
DE L'INTERFACE Si-SiO<sub>2</sub> PAR LA  
TECHNIQUE DU POMPAGE  
DE CHARGES**

## **Remerciements**

## *Remerciements*

Tout d'abord, je tiens à remercier vivement mes deux Directeurs de thèse, Messieurs **Daniel BAUZA**, Chargé de Recherche au CNRS et **Gérard GHIBAUDO**, Directeur de Recherche au CNRS. Tous deux ont été de merveilleux encadrants sur lesquels j'ai toujours pu compter : sincères, très compétents et d'une disponibilité à toute épreuve. Je suis reconnaissant en particulier à Daniel pour l'immense confiance qu'il n'a cessé de m'accorder depuis mes débuts au laboratoire en tant que stagiaire de DEA. Cet ouvrage est le fruit d'un travail en commun avec lui : c'est à son contact permanent, que j'ai pu, par le biais de très nombreuses discussions, apprécier son expérience, sa rigueur scientifique... et son amitié.

Je remercie Monsieur **Alain CHOVET**, Professeur à l'INPG, pour avoir accepté de présider mon jury. Il fait lui aussi partie de ces personnes intègres qui donnent toujours volontiers des conseils précieux.

Je remercie Monsieur **Guido GROESENEKEN**, Docteur à l'IMEC, Leuven (Belgique), très connu dans le domaine du pompage de charges, pour m'avoir fait l'honneur d'évaluer mon travail de thèse en qualité de rapporteur.

Je remercie Monsieur **Marc JOURDAIN**, Professeur à l'université de Reims et membre du LAM, pour avoir accepté, lui aussi, de juger ce travail en tant que rapporteur. Ses remarques concernant les dernières corrections à effectuer sur le document final ont été les bienvenues.

Je remercie Monsieur **Paul-Eric HALLALI**, Ingénieur à IBM France, pour avoir bien voulu participer au jury et s'être intéressé à ce travail. Les dispositifs qu'il nous a envoyés ont été très étudiés et ont contribué d'une certaine manière à l'avancement de cette thèse.

Merci à tous les membres du LPCS, permanents et ITA.

Merci à tout le personnel de l'ENSERG, du service de la scolarité, de la bibliothèque, de la reprographie, de l'accueil et de l'entretien.

Merci enfin à tous les thésards et stagiaires que j'ai connus durant ces trois ans de thèse. La liste est longue et ne peut se résumer à quelques noms.

Un des grands souvenirs qu'il me restera de mon passage au LPCS est la grande diversité des gens que j'ai pu rencontrer et leur origine : Allemagne, Belgique, Brésil, Corée, France, Grèce, Italie, Roumanie, Taiwan...

## *Remerciements*

## **Sommaire**



<b>Chapitre 1 : Le système Si-SiO<sub>2</sub> : propriétés physiques et électriques .....</b>	<b>5</b>
<b>1.1 Propriétés physico-chimiques du SiO<sub>2</sub> .....</b>	<b>8</b>
1.1.1 Obtention du SiO <sub>2</sub> .....	8
1.1.2 Structure du SiO <sub>2</sub> .....	8
1.1.3 Défauts dans le SiO <sub>2</sub> .....	9
<i>1.1.3.1 Défauts intrinsèques.....</i>	<i>9</i>
<i>1.1.3.2 Défauts extrinsèques .....</i>	<i>10</i>
<b>1.2 Propriétés électriques du SiO<sub>2</sub> .....</b>	<b>10</b>
1.2.1 Caractéristiques électriques .....	10
<i>1.2.1.1 Diagramme de bandes.....</i>	<i>10</i>
<i>1.2.1.2 Propriétés électriques de l'oxyde.....</i>	<i>11</i>
1.2.2 Comportement électrique des défauts .....	11
<i>1.2.2.1 Introduction de nouveaux niveaux d'énergie.....</i>	<i>11</i>
<i>1.2.2.2 Notion de piège .....</i>	<i>11</i>
<i>1.2.2.3 Notion de section de capture.....</i>	<i>12</i>
1.2.3 Différents types de charges dans l'oxyde .....	13
<i>1.2.3.1 La charge fixe.....</i>	<i>13</i>
<i>1.2.3.2 La charge piégée .....</i>	<i>13</i>
<i>1.2.3.3 La charge mobile ionique .....</i>	<i>14</i>
<i>1.2.3.4 La charge piégée des états d'interface .....</i>	<i>14</i>
<b>1.3 Propriétés de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>.....</b>	<b>14</b>
1.3.1 Nature des défauts à l'interface.....	15
1.3.2 Propriétés des états d'interface .....	15
<i>1.3.2.1 Distribution énergétique .....</i>	<i>15</i>
<i>1.3.2.2 Section de capture à l'interface .....</i>	<i>16</i>
1.3.3 Etats rapides / états lents .....	16

<b>1.4 Propriétés de transport dans l'oxyde .....</b>	<b>16</b>
1.4.1 Différents types de conduction dans l'oxyde.....	16
1.4.2 Conduction Fowler-Nordheim .....	18
1.4.2.1 Introduction.....	18
1.4.2.2 Mécanismes de dégradation.....	18
1.4.2.3 Paramètres de dégradation de l'oxyde .....	19
1.4.2.4 Paramètres de dégradation de l'interface Si-SiO <sub>2</sub> .....	20
<b>1.5 Nitruration des oxydes .....</b>	<b>21</b>
1.5.1 Procédés de nitruration.....	21
1.5.2 Propriétés des oxydes nitrurés.....	21
<b>Chapitre 2 : Caractérisation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>.....</b>	<b>22</b>
<b>2.1 Caractérisation des états lents par des méthodes électriques .....</b>	<b>25</b>
2.1.1 Modèles de capture pour les états lents.....	25
2.1.2 Caractérisation des états lents par la spectroscopie de bruit.....	26
2.1.3 Caractérisation des états lents par d'autres types de mesures électriques .....	27
2.1.3.1 Mesures capacitives en fréquence.....	27
2.1.3.2 Mesures de conductance .....	29
2.1.3.3 DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy).....	30
<b>2.2 Caractérisation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> par des méthodes physiques .....</b>	<b>32</b>
2.2.1 Introduction .....	32
2.2.2 Résultats .....	32
<b>2.3 Injection Fowler-Nordheim et dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>.....</b>	<b>33</b>
2.3.1 Evolution des densités d'états d'interface et d'états lents sous injection Fowler-Nordheim.....	33
2.3.2 Interface Si-SiO <sub>2</sub> et claquage des oxydes minces .....	34



3.3.1.5 Influence de certains paramètres sur les profils.....	73
3.3.2 Validation des résultats .....	78
3.3.2.1 Intégration des profils.....	78
3.3.2.2 Simulation des courbes $Q_{cp}(t_{r,f})$ .....	79
3.3.2.3 Comparaison avec la spectroscopie de bruit.....	79
3.3.2.4 Comparaison avec la DLTS en courant.....	81
3.3.3 Interprétation des courbes de pompage de charges en termes de remplissage des états d'interface ou d'évolution des paramètres longitudinaux du transistor .....	82
3.3.3.1 Introduction.....	82
3.3.3.2 Influence du potentiel de surface sur les courbes de pompage.....	82
3.3.3.3 Observation des effets de source et de drain sur les courbes $Q_{cp}(V_l)$ à $V_{sw} = cte$ .....	85
3.3.3.4 Extraction des profils de $V_{th}$ et $V_{fb}$ le long du canal .....	86
3.3.3.5 Dégradation de la région du drain par porteurs chauds.....	89
3.3.3.6 Conclusion.....	90
3.3.4 Influence des régions de source et de drain sur les profils .....	91
3.3.5 Comparaison avec les résultats obtenus dans la littérature.....	93
3.3.6 Limitations de la technique .....	94
3.3.7 Conclusion .....	95

## **Chapitre 4 : Applications..... 98**

<b>4.1 Etude de transistors MOS utilisant un oxynitride obtenu par RTCVD comme diélectrique de grille.....</b>	<b>101</b>
4.1.1 Introduction.....	101
4.1.2 Résultats .....	101
4.1.3 Conclusion .....	104
<b>4.2 Dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> sous injection Fowler-Nordheim.....</b>	<b>104</b>
4.2.1 Conditions expérimentales.....	104
4.2.2 Evolution des paramètres de l'interface.....	104

4.2.2.1 Dispositifs IBM .....	104
4.2.2.2 Dispositif SGS-Thomson .....	109
4.2.3 Comparaison avec la spectroscopie de bruit .....	111
4.2.3.1 Densité de défauts .....	111
4.2.3.2 Pente des spectres de bruit et partie exponentielle des profils de pompage de charges.....	112
4.2.3.3 Extraction de $d$ à partir de la pente des spectres de bruit .....	116
4.2.4 Conclusion .....	119
<b>Conclusion.....</b>	<b>121</b>
<b>Annexe : Instrumentation et procédures expérimentales .....</b>	<b>127</b>
<b>Références bibliographiques .....</b>	<b>146</b>



# **Introduction**



En microélectronique, la silice ou dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) est utilisée pour la conception de différentes sortes de films dont le rôle est de passiver (rendre inactif ou inerte) ou d'isoler (empêcher le transfert de charges). Ces films sont utilisés à tous les niveaux de la conception des circuits intégrés : isolation (substrat, caisson, zone active, implantation de champ), transistor (canal, grille isolée, source et drain), interconnexions (protection du transistor, contact, métallisation, passivation finale).

En tant qu'oxyde de grille du transistor MOS, le film de  $\text{SiO}_2$  ainsi que l'interface qu'il forme avec le silicium sous-jacent, jouent un rôle crucial dans le fonctionnement des dispositifs. En effet, la commande de l'ouverture et de la fermeture du canal se fait par application d'un champ électrique à travers cet oxyde, tandis que la mobilité des porteurs dans le canal, ainsi que le bruit du dispositif sont directement fonction de la qualité structurale de l'interface Si- $\text{SiO}_2$ . Il est donc particulièrement important de contrôler à la fois l'épaisseur de la couche, sa qualité structurale et la qualité de l'interface Si- $\text{SiO}_2$ .

Avec la réduction des dimensions des dispositifs et en particulier de l'épaisseur des oxydes de grille, les études sur les propriétés du  $\text{SiO}_2$  et de son interface avec le silicium, incluant les états lents, c'est-à-dire les défauts de l'oxyde proches de l'interface, ont connu un regain d'intérêt. Dans certaines études la contribution des interfaces est évoquée dans le claquage de l'oxyde. Afin d'avoir des dispositifs fiables et performants, l'oxyde doit posséder une grande qualité structurale, un minimum de défauts d'interface et de charges fixes, mais aussi être le moins sensible possible aux pollutions et à l'injection de porteurs. Les recherches dans le domaine de la caractérisation se sont donc orientées dans deux directions : le développement et l'utilisation de techniques de caractérisation électriques afin de mieux corréler performances électriques et conditions de fabrication ; le développement et l'utilisation de techniques de caractérisation physiques afin de décrire microscopiquement l'interface. Le but ultime de ces recherches est d'améliorer la qualité des dispositifs par le biais d'une meilleure connaissance de l'origine physique des défauts.

Ce mémoire a pour but d'apporter une contribution dans le domaine de la caractérisation électrique de l'interface Si- $\text{SiO}_2$ , par l'introduction d'une nouvelle technique de pompage de charges permettant l'étude de la distribution en profondeur des défauts de l'interface Si- $\text{SiO}_2$ .

Le premier chapitre est consacré à une brève présentation du système Si- $\text{SiO}_2$ . Les propriétés physico-chimiques et électriques du volume de l'oxyde ainsi que celles de l'interface Si- $\text{SiO}_2$  seront rappelées. Nous serons amenés à considérer la nature et l'importance des défauts d'interface et à introduire la notion d'états rapides et d'états lents. Nous verrons ensuite les propriétés de transport dans l'oxyde et les conditions dans lesquelles

des charges peuvent pénétrer dans l'oxyde et le dégrader. Nous insisterons sur la conduction Fowler-Nordheim, qui sera utilisée pour étudier la dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>.

Le second chapitre porte sur l'étude de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Nous présenterons tout d'abord les principales techniques de caractérisation électriques et physiques qui ont contribué à modifier l'approche que l'on avait de cette interface, ces techniques prenant en compte les états lents. Les possibles implications des interfaces dans la dégradation et le claquage des oxydes seront abordées. Le reste de ce chapitre sera consacré à la présentation de la technique du pompage de charges qui a fait l'objet de nombreux développements et qui sert de base de travail.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation d'une nouvelle technique de pompage de charges qui permet l'étude en profondeur des défauts de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> en prenant en compte et pour la première fois, à la fois les états rapides et les états lents. Un modèle permettant l'extraction des profils de défauts sera proposé. La validité de ce modèle et des profils obtenus sera discutée. En particulier, les résultats seront comparés à ceux obtenus en utilisant d'autres méthodes de caractérisation électriques ou physiques. Nous serons amenés à reconsidérer les liens faits dans la littérature entre les courbes de pompage de charges et la présence d'un dopage non uniforme au voisinage des régions de source et de drain des dispositifs. Les différents paramètres des défauts qu'il est possible d'extraire avec cette méthode seront détaillés.

Dans le quatrième chapitre, deux applications de la technique seront présentées. La première portera sur l'évolution des paramètres de l'interface en fonction de la concentration en azote d'oxynitrides obtenus par RTCVD. La seconde consistera en l'étude de la dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> sous injection Fowler-Nordheim et en la comparaison des résultats avec ceux obtenus par la spectroscopie de bruit.

Nous concluons ce mémoire en rappelant les principaux résultats et en présentant les prolongations possibles de ce travail.

# **1. Le système Si-SiO<sub>2</sub> : propriétés physiques et électriques**

**Chapitre 1**  
**Le système Si-SiO<sub>2</sub> :**  
**propriétés physiques et électriques**

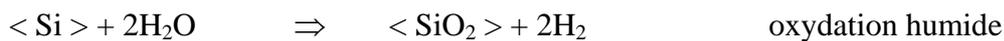
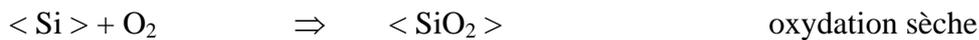


## 1.1 Propriétés physico-chimiques du SiO<sub>2</sub>

### 1.1.1 Obtention du SiO<sub>2</sub>

Pour la plupart des dispositifs étudiés au cours de ce travail, l'oxyde de grille a été obtenu par oxydation thermique du silicium. C'est la technique la plus couramment utilisée depuis les années 50, car c'est elle qui donne les oxydes de meilleure qualité, même si d'autres procédés tels que le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) permettent aujourd'hui d'obtenir des oxydes de qualités équivalentes.

L'oxydation thermique du silicium est effectuée à hautes températures (800 à 1200 °C) à l'intérieur d'un four parcouru par un courant gazeux oxydant (O<sub>2</sub> ou H<sub>2</sub>O). Afin de limiter certains effets liés à la redistribution des impuretés de dopage, on cherche à diminuer ces températures. La croissance de l'oxyde se fait en consommant du silicium (environ 1 nm de silicium consommé pour 2 nm d'oxyde formés). Selon la nature de l'oxydant on a :



Pour obtenir une épaisseur de 2000 Å à 1000° C, il faut près de 8 heures en oxydation sèche, contre moins d'une heure en oxydation humide. L'oxydation sèche, qui donne un oxyde de meilleure qualité et d'épaisseur mieux contrôlée, est réservée à l'obtention d'oxydes minces (de grille, piédestal des LOCOS...), tandis que l'oxydation humide est utilisée pour la formation d'oxydes épais (de masquage, de champ, d'isolation de grands substrats...).

La croissance de l'oxyde et sa qualité dépendent de la qualité du substrat de silicium et en particulier de sa surface, à partir de laquelle il doit croître. Une surface rugueuse donnera un oxyde de mauvaise qualité. C'est pour cela que des procédés de nettoyage sont mis en oeuvre avant l'oxydation afin d'assurer une surface propre et lisse [Lai94].

### 1.1.2 Structure du SiO<sub>2</sub>

La silice peut se trouver sous trois formes allotropiques (même composition chimique, mais arrangements atomiques différents) : cristalline (ordre cristallographique à longue distance), vitreuse (ordre à courte distance) et amorphe (absence d'ordre) [Ball86]. La structure obtenue par oxydation thermique est la silice vitreuse. Elle est amorphe dans le cas d'un mauvais contrôle de la croissance de l'oxyde.

L'unité structurale de base de la silice est un atome de silicium entouré de quatre atomes d'oxygène constituant les sommets d'un tétraèdre.

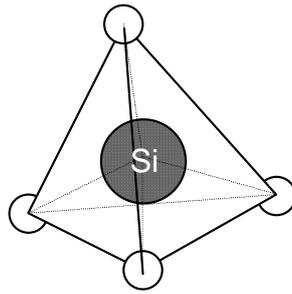


figure 1.1: Motif de base de la silice

La silice est constituée d'un arrangement de tétraèdres SiO<sub>4</sub> reliés entre eux par l'intermédiaire des sommets oxygènes. Ces tétraèdres sont caractérisés par la distance atomique Si-O (de 1,6 à 1,63 Å), et par la valeur de l'angle  $\theta$  entre les liaisons O-Si-O ( $\theta$  varie de 110° à 180°, avec une valeur moyenne de 144° pour la silice amorphe [Mozz69]).

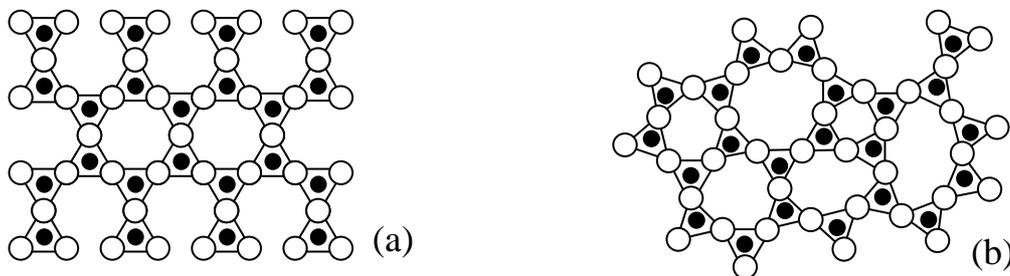


figure 1.2 : Représentation plane du réseau de la silice  
(a) cristalline et (b) amorphe

### 1.1.3 Défauts dans le SiO<sub>2</sub>

Les défauts résultent des conditions de croissance de l'oxyde, mais aussi des traitements que subit le transistor, antérieurs (qualité de la surface sur laquelle l'oxyde va croître) et postérieurs (implantations, diffusion, traitements thermiques, contraintes mécaniques...) à la croissance de l'oxyde.

#### 1.1.3.1 Défauts intrinsèques

Ils sont liés à l'arrangement des atomes de silicium et d'oxygène entre eux : si la structure est telle que localement les distances et les angles  $\theta$  entre les atomes varient, mais pas suffisamment pour qu'il y ait rupture de liaisons entre atomes, alors on parle de micro-hétérogénéités (réseau continu mais orienté de façon aléatoire). Sinon, peuvent apparaître des défauts ponctuels (imperfections qui perturbent la périodicité du réseau sur un ou deux sites atomiques), qui, combinés entre eux, conduisent à la formation de défauts complexes. Ponctuels ou complexes, ces défauts sont dus à des interstitiels (substitution d'un atome du réseau par un autre) ou à des lacunes (d'oxygène ou de silicium) associés à des liaisons contractées, cassées ou pendantes.

### 1.1.3.2 Défauts extrinsèques

Ils sont liés à la présence dans l'oxyde d'atomes étrangers qui se combinent avec le réseau de nombreuses manières, selon la valeur de leur rayon atomique, selon qu'ils sont ionisés ou non ou selon les conditions thermodynamiques de leur introduction. Un atome de silicium peut, par exemple, être remplacé par un atome de type accepteur (groupe III) ou de type donneur (groupe V), tandis qu'un atome d'oxygène peut être remplacé par un autre anion. De façon analogue aux défauts intrinsèques, on parlera de défauts ponctuels ou complexes. Les impuretés peuvent pénétrer à l'intérieur de l'oxyde à différents moments du processus technologique :

- durant l'oxydation thermique, si elles sont déjà présentes dans le substrat de silicium (cas des atomes dopants As, B, P...) ou si elles ont été introduites, volontairement ou non, dans le gaz oxydant (cas de l'eau et des composés chlorés) ;
- durant la croissance de la silice, si elles sont présentes dans l'ambiance (cas des ions alcalins Ca, K, Na ...)
- durant les étapes qui suivent la croissance ou la déposition de l'oxyde [métallisation, implantation ionique, traitements haute température (Ar, H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> ...)].

## 1.2 Propriétés électriques du SiO<sub>2</sub>

### 1.2.1 Caractéristiques électriques

#### 1.2.1.1 Diagramme de bandes

Un diagramme de bandes représente les états d'énergie permis des électrons. La théorie des bandes repose sur celle des orbitales atomiques. Le premier diagramme de bandes du système Si-SiO<sub>2</sub> a été obtenu par Williams à partir de mesures de photo-émission [Will65]. Ce diagramme est représenté ci dessous :

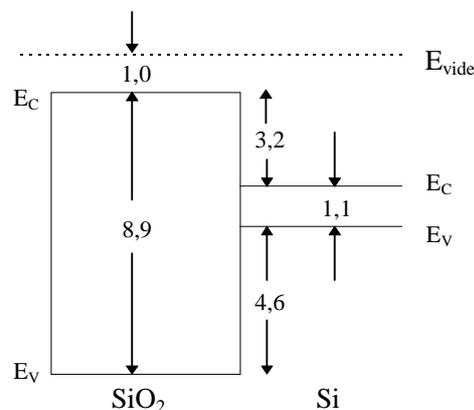


figure 1.3 : Diagramme de bandes du système Si-SiO<sub>2</sub>

A partir de ce diagramme on constate que la largeur de la bande interdite de l'oxyde est relativement importante (environ 8,8 eV contre 5,1 eV pour le nitrure de silicium, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, par exemple), ce qui est à l'origine du caractère isolant du SiO<sub>2</sub>. Les valeurs des hauteurs de barrière vues par les porteurs sont élevées : 3,2 eV pour les électrons et 4,6 eV pour les trous. L'oxyde est donc assez bien protégé contre les injections de porteurs, en particulier de celle des trous. C'est ce que confirment les expériences de séparation de porteurs dans le SiO<sub>2</sub> [Wein74].

### 1.2.1.2 Propriétés électriques de l'oxyde

La résistivité élevée de l'oxyde (de l'ordre de 10<sup>15</sup> à 10<sup>16</sup> Ω.cm), confirme sa propriété d'isolant électrique.

A température ambiante, les valeurs de la conductivité et de la diffusivité thermique, sont assez faibles (respectivement 0,014 Wcm<sup>-1</sup>°C et 0,006 cm<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>).

La mobilité des porteurs dans le SiO<sub>2</sub> thermique et à la température ambiante, est de 10 à 20 cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup> pour les électrons et de l'ordre de 10<sup>-5</sup> cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup> pour les trous. Ces valeurs sont très nettement inférieures à celles généralement rencontrées dans le silicium cristallin (typiquement 1400 cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup> pour les électrons, et 400 cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup> pour les trous).

L'oxyde présente cependant une constante diélectrique relativement faible par rapport à celle du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, par exemple (respectivement 3,9.ε<sub>0</sub> et 7.ε<sub>0</sub>).

## 1.2.2 Comportement électrique des défauts

### 1.2.2.1 Introduction de nouveaux niveaux d'énergie

Les défauts entraînant une perte locale de la périodicité du réseau, introduisent des niveaux d'énergie supplémentaires qui peuvent se situer à l'intérieur de la bande interdite du SiO<sub>2</sub> [Ball89]. Si le porteur (électron ou trou) est faiblement lié au défaut, alors le niveau d'énergie associé E<sub>T</sub> est proche de E<sub>C</sub> dans le cas d'un électron, ou de E<sub>V</sub> dans le cas d'un trou. Ce défaut est qualifié de "peu profond" ou d'état de "queues de bandes". Si au contraire, le porteur se retrouve fortement lié au défaut, alors le niveau E<sub>T</sub> est situé loin de E<sub>C</sub> et E<sub>V</sub>, c'est-à-dire relativement proche du milieu de la bande interdite. On qualifie ce défaut de "profond".

### 1.2.2.2 Notion de piège

Les défauts qui introduisent des niveaux d'énergie à l'intérieur de la bande interdite de l'oxyde sont électriquement actifs, car assimilables à des puits de potentiel capables de capturer des porteurs. Un défaut peut se comporter comme un lieu de piégeage s'il capture un

porteur de la bande de conduction (ou de valence) et le réémet ensuite vers cette même bande, ou comme un lieu de recombinaison s'il peut échanger des porteurs avec les bandes de conduction et de valence. Les différents mécanismes de piégeage possibles sont illustrés sur la figure 1.4 [Ball89].

Selon l'état de sa charge, un piège peut être accepteur ou donneur. Dans le premier cas il est chargé négativement s'il est occupé par un électron et neutre s'il est vide. Dans le second cas il est neutre s'il est occupé par un électron et chargé positivement s'il est vide.

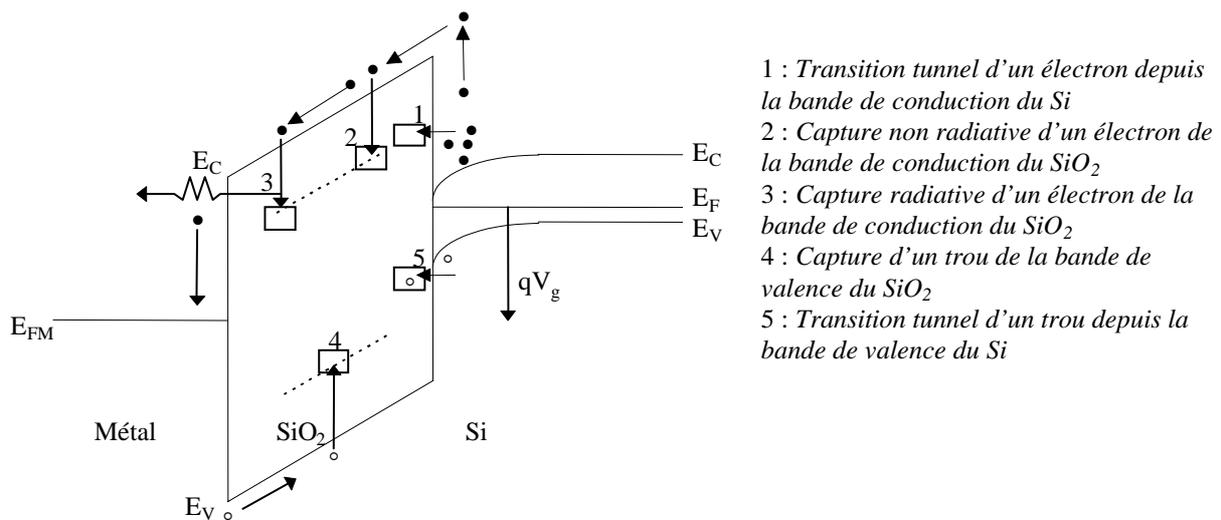


figure 1.4 : Illustration des différents mécanismes de piégeage

### 1.2.2.3 Notion de section de capture

La section de capture exprime la facilité avec laquelle un défaut peut capturer un porteur. Elle est notée  $\sigma$ , s'exprime en cm<sup>2</sup>, et correspond à une aire critique perpendiculaire au flux de porteurs à l'intérieur de laquelle peut se faire la capture du porteur par le piège. Elle varie en fonction de la température et du champ appliqué. La gamme de valeurs mesurée est large (de 10<sup>-22</sup> à 10<sup>-12</sup> cm<sup>2</sup>) [DiMa78].

La charge initiale du défaut et le signe du porteur à capturer permettent de situer l'ordre de grandeur de la section de capture considérée. Dans le cas d'un électron, si le défaut est initialement chargé positivement, alors il est attractif coulombien et sa section de capture est grande ( $10^{-14}$  cm<sup>2</sup> <  $\sigma$  <  $10^{-12}$  cm<sup>2</sup>). Au contraire s'il est chargé négativement, il est répulsif coulombien et sa section de capture est petite ( $10^{-22}$  cm<sup>2</sup> <  $\sigma$  <  $10^{-18}$  cm<sup>2</sup>). Enfin si le défaut est neutre, il peut capturer aussi bien un électron qu'un trou, sa section de capture est moyenne ( $10^{-18}$  cm<sup>2</sup> <  $\sigma$  <  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup>) et correspond aux dimensions atomiques (un rayon de 1 Å donne 10<sup>-16</sup> cm<sup>2</sup>). La majorité des défauts dans le SiO<sub>2</sub> serait de ce type [DiMa78].

### 1.2.3 Différents types de charges dans l'oxyde

La classification des différents types de charges de l'oxyde a été réalisée à l'initiative d'un comité de travail sur ce thème [Deal80]. On distingue quatre types de charges : la charge fixe, la charge piégée, la charge mobile ionique et la charge des états d'interface.

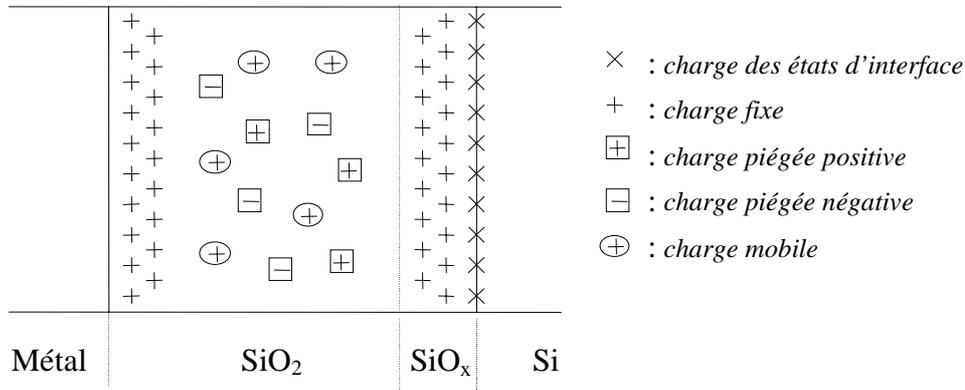


figure 1.5 : Les types de charges de l'oxyde et leur localisation

#### 1.2.3.1 La charge fixe

C'est une charge positive localisée très près des interfaces Si-SiO<sub>2</sub> et grille-SiO<sub>2</sub> qui n'évolue pas, sauf si des conditions thermiques ou électriques particulières dégradent le dispositif (radiations ionisantes, contraintes électriques). Cette charge est attribuée à un excès de silicium figé à la fin du processus d'oxydation [Klau89]. La charge fixe d'un oxyde thermique humide est plus grande que celle d'un oxyde sec puisque dans le premier cas, la vitesse de réaction étant plus grande, la réaction d'oxydation à l'interface est plus incomplète.

La présence éventuelle d'une charge fixe à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> est un fait important, puisqu'elle va induire à la surface du silicium une charge image négative qui modifie le potentiel de surface du semi-conducteur et donc les tensions de seuil et de bandes plates du dispositif.

#### 1.2.3.2 La charge piégée

C'est une charge stockée par les pièges du volume de l'oxyde (interfaces non comprises). Elle peut être positive ou négative. Cette charge n'est pas permanente au même titre que la charge fixe, puisqu'un apport thermique ou un champ électrique appropriés peuvent favoriser sa diminution (dépiégeage des charges stockées).

### 1.2.3.3 La charge mobile ionique

C'est une charge due à la contamination de l'oxyde par des impuretés ioniques (métaux alcalins : K<sup>+</sup>, Li<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup>...). Ces impuretés, localisées à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, peuvent migrer d'une interface à une autre sous l'effet d'un champ électrique ou de la température.

### 1.2.3.4 La charge piégée des états d'interface

Elle est piégée par les défauts qui résultent de la discontinuité de réseau à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Ces défauts appelés états d'interface jouent un rôle primordial dans le fonctionnement du transistor MOS, car contrairement aux défauts de volume de l'oxyde, ils sont en communication électrique directe avec le semiconducteur. Le signe de cette charge dépend des conditions de polarisations appliquées au dispositif, qui font que selon sa nature (donneur ou accepteur) et sa position par rapport au niveau de Fermi, un état d'interface est chargé négativement, positivement ou neutre.

## 1.3 Propriétés de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>

### 1.3.1 Nature des défauts à l'interface

Ces défauts proviennent du raccordement des deux matériaux. Pour la silice, la distance moyenne entre deux atomes de silicium est de 3,05 Å contre 2,35 Å pour le silicium cristallin. Autrement dit, l'oxydation d'un atome de silicium correspond à un accroissement relatif en volume d'un facteur environ de 2,3. L'interface présente donc beaucoup plus de liaisons contraintes, distordues, pendantes... qu'il n'y en a dans le volume de l'oxyde. Les liaisons chimiques les plus probables à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> sont représentées sur la figure 1.6 [Saku81] :

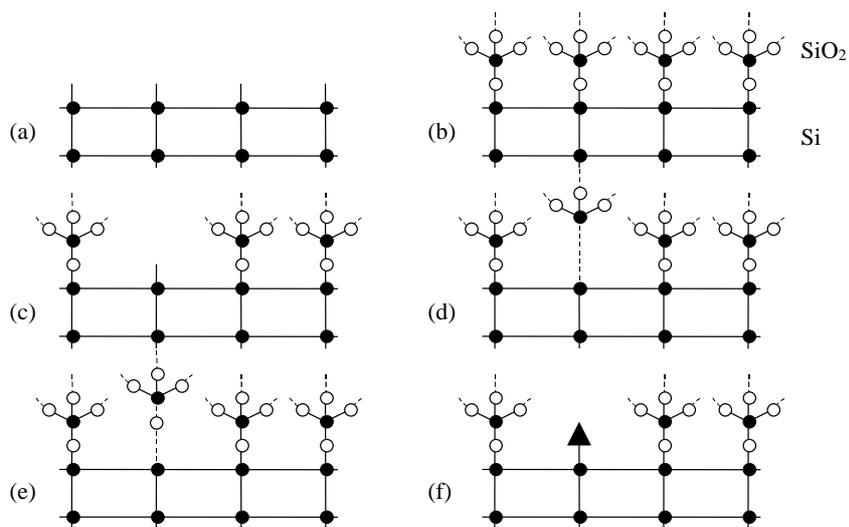


figure 1.6 : Liaisons chimiques de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> [Saku81]  
 (a) surface Si libre, (b) interface parfaite, (c) liaison Si<sub>3</sub>=Si- pendante,  
 (d) liaison Si-Si faible, (e) liaison Si-O faible, (f) impureté à l'interface

### 1.3.2 Propriétés des états d'interface

La densité d'états d'interface, notée  $N_{ss}$  ou  $D_{it}$ , représente le nombre de défauts électriquement actifs par unité de surface et d'énergie ( $eV^{-1}cm^{-2}$ ) situés à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Ces défauts sont susceptibles de capturer ou de réémettre des porteurs. Leur densité est mesurable à l'aide de techniques de caractérisation électriques (voir le deuxième chapitre). Les valeurs moyennes de  $N_{ss}$  généralement rencontrées sont comprises entre quelques  $10^9 eV^{-1}cm^{-2}$  pour une interface de qualité et quelques  $10^{12} eV^{-1}cm^{-2}$  pour une interface fortement dégradée. Ceci correspond respectivement à environ  $10^{-6}$  et  $10^{-3}$  défauts par atome de silicium à l'interface.

#### 1.3.2.1 Distribution énergétique

Les états d'interface introduisent un continuum de niveaux d'énergie dans la bande interdite du semiconducteur. Ils sont de type donneur dans la partie basse de la bande interdite et de type accepteur dans sa partie haute [Knol82]. Ce continuum d'états pourrait s'expliquer par le nombre important de liaisons Si-Si et Si-O faibles, distordues ou pendantes à l'interface [Saku81].

Dans la littérature, il est montré que la densité d'états d'interface obtenue à partir de méthodes conventionnelles telles que les méthodes capacitives, varie assez rapidement de part et d'autre du centre de la bande interdite en donnant un profil en forme de U. Cependant, des méthodes plus récentes présentent des profils en énergie plus plats, c'est ce que montrent Autran et al. [Autr93], qui comparent les densités de défauts, obtenues à l'aide de mesures capacitives et de différentes techniques de pompage de charges. Des résultats similaires mais obtenus avec d'autres techniques de caractérisation sont présentées par Bauza et al. [Bauz91b].

En prolongeant le travail de Chadi et al. [Chad78], Sakurai et al. ont calculé les niveaux d'énergie associés aux différentes liaisons chimiques possibles et montré que la forme en U du profil  $N_{ss}(E)$ , peut s'expliquer par une distribution des longueurs et des angles des liaisons faibles Si-Si et Si-O [Saku81].

Selon les conditions de fabrication de l'oxyde [Poin84], deux pics peuvent être observés de part et d'autre du milieu de la bande interdite. Ils sont dus aux centres  $P_b$  qui ont été observés pour la première fois par résonance paramagnétique électronique (RPE) [Nish71]. Ils correspondent à des atomes trivalents de silicium à l'interface ayant une liaison pendante dirigée vers l'oxyde. Ce type de défaut est amphotère et peut donc être donneur ou accepteur (situé respectivement dans la moitié basse et haute de la bande interdite) [Uren96].

### 1.3.2.2 Section de capture à l'interface

La dépendance en énergie des sections de capture à l'interface est assez mal connue. Les premières mesures effectuées en utilisant la méthode de la conductance ont révélé des sections de capture pour les électrons constantes vers le milieu de bande interdite et diminuant de plusieurs ordres de grandeur près de la bande de conduction, et des sections de capture pour les trous constantes dans la partie inférieure de la bande interdite [VanO75], [Schu80]. Par la suite, des mesures DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) ont confirmé le caractère décroissant des sections de capture pour les électrons près de la bande de conduction [Eade84], [Kats81], [Tred80]. Cependant, ces mesures ont montré des sections de capture pour les trous qui augmentaient de façon exponentielle, du milieu de la bande interdite vers la bande de valence. Plus récemment encore, la technique de pompage de charges 3 niveaux a fait apparaître des sections de capture pour les électrons et les trous qui varient relativement peu avec l'énergie [Saks90]. Enfin, dans de nombreuses techniques, les sections de capture interviennent dans le calcul de la densité d'états d'interface (DLTS, pompage de charges...). Une valeur moyenne, proche de  $10^{-16}$  cm<sup>2</sup> (dimensions atomiques) est généralement utilisée.

### 1.3.3 Etats rapides / états lents

La notion d'états rapides ou lents est liée au temps de réponse des pièges à l'application d'une sollicitation électrique. On appelle états lents, par opposition aux états rapides situés à l'interface, les états situés dans l'oxyde, à une certaine distance de l'interface et qui communiquent avec le semiconducteur par effet tunnel [Heim65]. Quant aux pièges de l'oxyde qui n'ont pas le temps d'interagir avec le semiconducteur pendant la mesure, ils sont qualifiés par Fleetwood et al. d'états fixes [Flee93].

## 1.4 Propriétés de transport dans l'oxyde

Bien que l'oxyde soit un très bon isolant, l'injection et le transport de porteurs à partir des interfaces reste possible pendant le fonctionnement du dispositif. Ceci est d'autant plus vrai que l'épaisseur des oxydes diminuant, une même tension de grille y crée un champ plus important.

### 1.4.1 Différents types de conduction dans l'oxyde

Les différents types de conduction rencontrés lors de l'injection de porteurs dans l'oxyde sont représentés dans la figure 1.7, dans le cas d'électrons provenant de la bande de conduction du semiconducteur [Hest86]. Ils vont être présentés de manière brève, à l'exception de la conduction Fowler-Norheim qui sera utilisée par la suite.

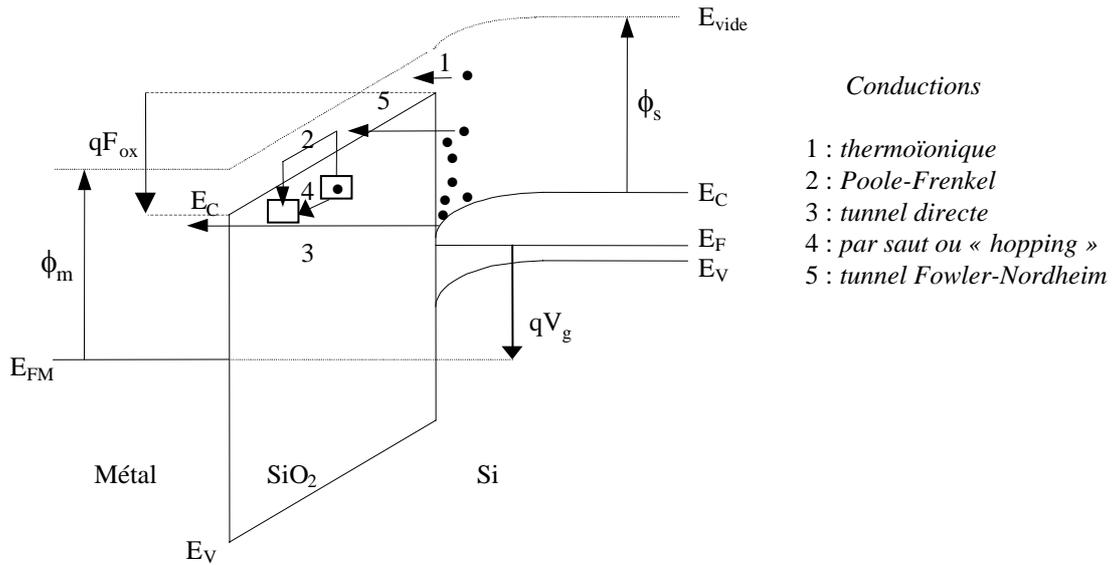


figure 1.7 : Différents types de conduction dans l'oxyde d'une structure MOS sur substrat p, polarisée positivement

(1) La conduction thermoïonique a lieu lorsque l'énergie de l'électron est supérieure à la hauteur de la barrière cathode-oxyde (silicium ici). Dans ce cas le porteur est dit « chaud » et il pénètre dans l'oxyde en surmontant la barrière.

(2) La conduction Poole-Frenkel se produit lorsque l'énergie de l'électron est supérieure à la hauteur de barrière entre deux pièges. Dans ce cas l'électron passe d'un piège à un autre par conduction thermoïonique locale.

(3) Si l'épaisseur d'oxyde est petite (~ inférieure à 5 nm) et si la tension appliquée à l'oxyde ne dépasse pas la hauteur de barrière, l'électron peut passer directement sous faible champ électrique de la bande de conduction de la cathode à celle de l'anode. Il s'agit de la conduction tunnel directe.

(4) Lorsque l'énergie de l'électron est inférieure au maximum de la hauteur de barrière énergétique entre deux pièges, il y a conduction par saut (ou « hopping »). Dans ce cas, la conduction s'effectue d'un site à l'autre par effet tunnel local.

(5) Enfin, la conduction tunnel Fowler-Nordheim est obtenue lorsque le champ électrique appliqué est fort et que l'énergie de l'électron reste inférieure à la hauteur de barrière du système Si-SiO<sub>2</sub> (porteur « froid »). Dans ce cas, l'électron traverse une barrière triangulaire. La distance qu'il parcourt pour aller de la bande de conduction de la cathode à celle de l'oxyde est une distance tunnel notée  $x_t$  ( $x_t \approx 3$  nm). Elle se calcule directement à partir de la hauteur de barrière  $\phi_b$  et du champ électrique interne à l'oxyde  $F_{ox}$  selon  $x_t = \phi_b / F_{ox}$ . Il reste ensuite à l'électron une distance  $(d_{ox} - x_t)$  à effectuer pour atteindre l'anode ( $d_{ox}$  étant l'épaisseur d'oxyde). Au cours de ce transit, l'électron a tendance à perdre de

l'énergie par divers processus de collisions avec des phonons et à en gagner grâce à l'accélération due au champ électrique. Ces deux processus de gain et de perte d'énergie s'équilibrent (jusqu'à ce que l'anode soit atteinte) dès que l'électron atteint une énergie supérieure à  $\approx 3$  eV par rapport au bas de la bande de conduction [DiMa85].

La densité de courant Fowler-Nordheim  $J_{fn}$  lorsqu'un champ électrique  $F_{ox}$  est appliqué aux bornes de l'oxyde s'écrit [Lenz69] :

$$J_{fn} = a.F_{ox}^2 \exp\left(-\frac{b}{F_{ox}}\right) \quad (1.1)$$

où  $a$  et  $b$  sont des coefficients qui dépendent de  $\phi_b$ , la hauteur de la barrière vue par les électrons.

Ainsi le tracé du logarithme de  $J_{fn}/F_{ox}^2$  en fonction de  $1/F_{ox}$  est une droite. Les coefficients  $a$  et  $b$  sont calculés à partir de la pente de cette droite et de l'intersection de celle-ci avec l'axe  $1/F_{ox}$ . Ils sont ensuite utilisés pour calculer la hauteur de barrière  $\phi_b$ .

## 1.4.2 Conduction Fowler-Nordheim

### 1.4.2.1 Introduction

L'injection Fowler-Nordheim peut être intentionnelle (stockage d'information : effet mémoire [Euze81]), ou non souhaitée (oxydes de grille minces). Dans tous les cas, elle s'accompagne d'une dégradation des propriétés isolantes de l'oxyde, d'un stockage de charges avec évolution des tensions de seuil pour les transistors MOS et éventuellement du claquage de l'oxyde [Wolt85a].

L'injection d'électrons par conduction Fowler-Nordheim est aussi un moyen d'étude de la qualité et de la fiabilité des oxydes, critères essentiels au bon fonctionnement des dispositifs. Elle permet, entre autres, d'accéder au temps et à la charge de claquage [Wolt85b].

L'injection de porteurs « froids » à travers l'oxyde, est rendue possible en imposant soit un courant, soit une tension suffisamment grande à ses bornes (champ  $\geq 4$  MV cm<sup>-1</sup>). La contrainte appliquée peut être constante ou en rampe (linéaire en tension ou exponentielle en courant).

### 1.4.2.2 Mécanismes de dégradation

L'injection et le transport de porteurs dans l'oxyde s'accompagne du piégeage de charges (négative ou positive) et de la génération de pièges.

Le développement d'une charge négative est expliqué par le piégeage d'électrons dans les pièges préexistants de l'oxyde. Cependant, et concurremment, il se produit aussi un dépiégeage [Kamo91].

Le développement d'une charge positive est expliqué par le piégeage de trous. Ces derniers pouvant être générés par ionisation par impact dans l'oxyde [Klei76] ou au niveau de l'anode [Schu94].

Enfin, la génération de pièges est due aux porteurs qui sous l'action d'un fort champ électrique peuvent casser des liaisons inter-atomiques fragiles de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> (génération d'états d'interface) [Hori85] ou du volume de l'oxyde [Hara78].

### 1.4.2.3 Paramètres de dégradation de l'oxyde

La charge piégée dans l'oxyde,  $\Delta Q_{ox}$ , peut se calculer à partir de la méthode DiMaria [DiMa76] :

$$\Delta Q_{ox} = C_{ox} (\Delta V_{fn}^- - \Delta V_{fn}^+) \quad (1.2)$$

$V_{fn}^+$  et  $V_{fn}^-$  sont les tensions de grille du transistor respectivement positives et négatives, pour lesquelles circule une densité de courant donnée,  $J_{fn}$ , à travers l'oxyde.  $\Delta V_{fn}^+$  et  $\Delta V_{fn}^-$  sont les variations de  $V_{fn}^+$  et  $V_{fn}^-$  entre deux niveaux de contrainte.

Le barycentre,  $x_b$ , associé à cette charge a pour expression [DiMa76] :

$$\frac{x_b}{d_{ox}} = \left( 1 - \frac{\Delta V_{fn}^-}{\Delta V_{fn}^+} \right)^{-1} \quad (1.3)$$

$x_b$  est calculé ici par rapport à l'interface métal-SiO<sub>2</sub>.

Dans le cas d'un oxyde d'épaisseur supérieure à 10 nm, le barycentre de la charge piégée est situé du côté de l'électrode non injectante en début de contrainte et se déplace vers le centre de l'oxyde au cours de la contrainte. Dans le cas d'un oxyde plus mince, l'étude du barycentre est plus délicate et les expressions (1.2) et (1.3) ne correspondent plus à la charge piégée dans l'oxyde [Ghib94]. En effet, lorsque la distance tunnel n'est plus négligeable par rapport à l'épaisseur de l'oxyde, la charge piégée peut se trouver dans cette région. Cela modifie la transparence de la barrière et les coefficients a et b de l'équation (1.1). La méthode de DiMaria, qui suppose que le courant ne dépend que du champ électrique, n'est plus valable.

Contrairement à la charge injectée au claquage,  $Q_{bd}$ , la charge piégée au claquage,  $\Delta Q_{ox}^{bd}$ , est indépendante des caractéristiques de la contrainte électrique appliquée et de la température, [Mons93-94]. C'est donc un paramètre important qui ne dépend que de l'oxyde.

Enfin, pour avoir une image de la charge piégée dans l'oxyde et à son interface avec le silicium, les variations de la tension de bandes plates peuvent être étudiées :

$$\Delta V_{fb} = -\frac{\Delta Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{\Delta Q_{ss}^{fb}}{C_{ox}} \quad (1.4)$$

où  $Q_{ss}^{fb}$  est la charge piégée à l'interface à la tension de bandes plates.

Ces variations de tensions sont négatives en début de contrainte, puis deviennent positives, ce qui correspond à la création d'une charge positive en début de contrainte. C'est le phénomène du « turn over » qui a été interprété comme résultant de la création de défauts de type donneurs à l'interface [Papa94]. Cette charge positive est ensuite dépassée par l'augmentation de la charge négative dans l'oxyde.

#### 1.4.2.4 Paramètres de dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>

L'injection Fowler-Nordheim conduit également à une dégradation des interfaces. Cependant, comme la grille est un matériau dégénéré, la dégradation de l'interface grille-SiO<sub>2</sub> ne peut être étudiée électriquement. La figure 1.8 montre l'évolution de la densité d'états de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> en fonction de la charge injectée pour une mémoire EEPROM, mesurée par pompage de charges :

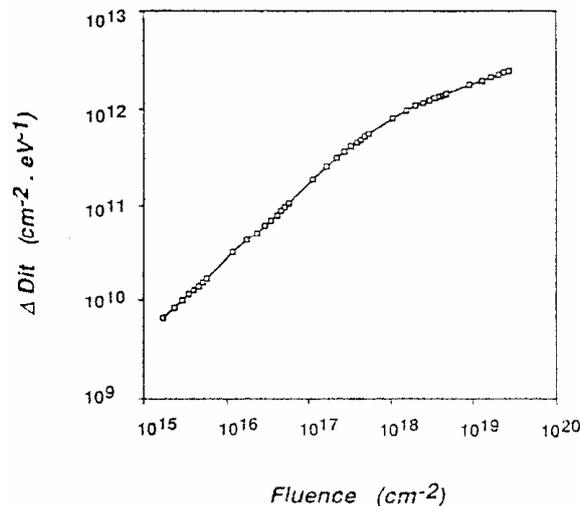


figure 1.8 : Variations de la densité d'états d'interface en fonction de la quantité d'électrons injectée [Here89]

A faible niveau d'injection les variations de la densité d'états d'interface et de la charge injectée ont été reliées par une loi en puissance :

$$\Delta N_{ss} \propto Q_{inj}^{\alpha} \quad (1.5)$$

avec  $\alpha = 0,5$  [Lian84] ou  $0,7$  [Here89].

## 1.5 Nitruration des oxydes

Les oxydes de grille des transistors MOS étant de plus en plus minces, ils deviennent sujets aux injections de porteurs et perméables à la diffusion de dopants et d'impuretés métalliques. Il est donc nécessaire de les durcir afin de limiter les problèmes engendrés par la réduction de leur épaisseur. Il a été montré que la nitruration permettait d'obtenir ce résultat [Ma92].

### 1.5.1 Procédés de nitruration

L'obtention d'un oxyde nitruré peut se faire, soit par introduction d'atomes d'azote dans un oxyde thermique, soit directement par croissance d'un oxynitride.

Dans le cas de la nitruration des oxydes, l'ammoniac (NH<sub>3</sub>) est généralement utilisé comme gaz nitrurant à la pression atmosphérique, la réaction de nitruration étant activée dans un four conventionnel ou de recuit rapide. La nitruration procède alors par échange d'atomes d'oxygène et d'azote sous l'influence d'atomes d'hydrogène [Ito80]. Cependant, la présence d'atomes d'hydrogène dans le volume de l'oxyde en dégrade les propriétés électriques. C'est la raison pour laquelle on niture aussi les oxydes minces sous N<sub>2</sub>O [Uchi90].

L'oxynitride des dispositifs étudiés au deuxième chapitre a été obtenu par RTCVD (Rapid Thermal Chemical Vapor Deposition). Le dépôt a été effectué dans un réacteur en présence de trois gaz réactifs (silane SiH<sub>4</sub>, ammoniac NH<sub>3</sub> et N<sub>2</sub>O), à la température de 800 °C et sous une pression de 3 torrs. Ce type de nitruration assure des taux de déposition élevés, un budget thermique réduit et un bon contrôle de la concentration d'azote dans le film [Hill96]. Contrairement aux premiers procédés de nitruration, où l'azote a tendance à s'accumuler aux interfaces, cette technique permet d'obtenir une concentration en azote quasi constante dans toute la couche [Hill96].

### 1.5.2 Propriétés des oxydes nitrurés

Les oxydes nitrurés possèdent de bonnes qualités de barrière à la diffusion des dopants et des impuretés métalliques [Ito82]. En comparaison avec les oxydes non nitrurés, ils présentent des champs de claquage plus élevés pouvant aller jusqu'à 15 MVcm<sup>-1</sup> [Grin82]. Ils possèdent une meilleure résistance aux radiations et à la contrainte électrique (en terme de création d'états d'interface).

En revanche, la nitruration d'un oxyde entraîne une augmentation de sa charge fixe et de la densité d'états d'interfaces dues à la présence des atomes d'azote ou d'hydrogène [Ito82], ou encore une dégradation de la mobilité à faible champ des dispositifs MOS à canal n.

## **2. Etude de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>**

## **Chapitre 2 Caractérisation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>**



## 2.1 Caractérisation des états lents par des méthodes électriques

Il existe de nombreuses techniques de caractérisation électriques permettant d'avoir des informations sur les états d'interface (densité moyenne ou répartition en énergie, section de capture...). Parmi elles, certaines s'appliquent à l'étude de capacités MOS : C(V), conductance, DLTS capacitive ; d'autres s'appliquent aux transistors MOS : pente en inversion faible, transconductance dynamique, DLTS en courant, bruit, pompage de charges... Parmi ces techniques, certaines ont connu des extensions permettant de mettre en évidence les états lents et d'extraire certaines de leurs caractéristiques.

### 2.1.1 Modèles de capture pour les états lents

Les modèles développés pour étudier les états lents utilisent tous la statistique de Shockley-Read-Hall [Scho52] et un modèle de transition tunnel dans le calcul des temps de réponse des pièges. Cependant, deux types de modèles existent dans la littérature suivant que le passage des porteurs du semiconducteur vers les pièges ou des pièges vers le semiconducteur s'effectue en une ou deux étapes. Dans le premier cas (figure 2.1.a), les porteurs passent directement par effet tunnel au travers de la barrière Si-SiO<sub>2</sub>, des couches d'inversion ou d'accumulation dans les pièges, si l'on prend le cas de la capture [Chri68], [Lach88], [Bauz96]. Dans le second cas (figure 2.1.b), les porteurs transitent par les états d'interface avant d'être capturés par effet tunnel par les états lents [Paul94]. Dans tous les cas, l'effet tunnel est caractérisé par une probabilité de transition qui décroît exponentiellement avec la profondeur x dans l'oxyde.

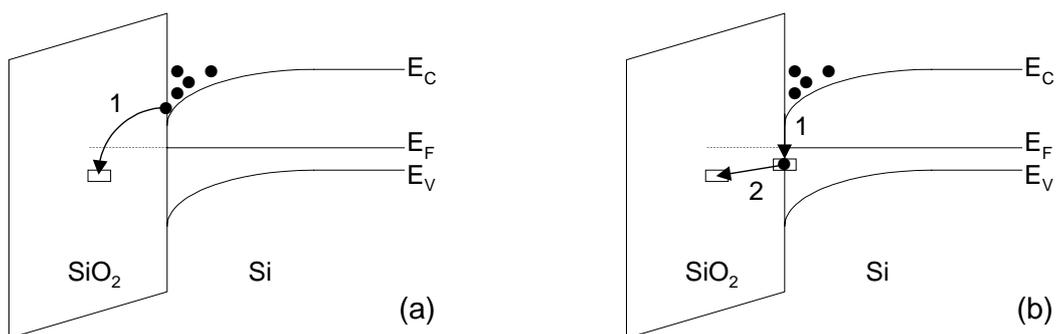


figure 2.1 : Modèle tunnel (a) en une ou (b) deux étapes

Dans le cas de la capture en une étape, les taux de capture pour les électrons et les trous s'expriment respectivement par [Heim65] :

$$c_n(x) = n_s \sigma_n v_{th} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_e}\right) \quad \text{et} \quad c_p(x) = p_s \sigma_p v_{th} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_h}\right) \quad (2.1)$$

où  $n_s$  et  $p_s$  sont les concentration à la surface en électrons et en trous,  $v_{th}$  la vitesse thermique,  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$  les sections de capture pour les électrons et les trous des pièges à l'interface et  $\lambda_e$  et  $\lambda_h$ , les constantes d'atténuation tunnel pour les électrons et les trous.

$\lambda_e$  et  $\lambda_h$  sont données par :

$$\lambda_e = \frac{h}{2\pi(2\sqrt{2m_e\phi_e})} \quad \text{et} \quad \lambda_h = \frac{h}{2\pi(2\sqrt{2m_h\phi_h})} \quad (2.2)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $m_e$  et  $m_h$ , respectivement les masses effectives des électrons et des trous et  $\phi_e$  et  $\phi_h$ , les hauteurs de barrière pour les électrons et les trous. Les constantes d'atténuation tunnel sont peu différentes et de l'ordre de l'angström ( $\lambda_e \approx \lambda_h \approx 1 \text{ \AA}$ ).

Cela revient à supposer que la section de capture apparente vue du semiconducteur, d'un piège situé à une distance  $x$  de l'interface, est donnée par :

$$\sigma_n(x) = \sigma_n(0) \exp\left(-\frac{x}{\lambda_e}\right) \quad \text{et} \quad \sigma_p(x) = \sigma_p(0) \exp\left(-\frac{x}{\lambda_h}\right) \quad (2.3)$$

Cette approche sera appelée par la suite « modèle d'Heiman et Warfield » [Heim65].

### 2.1.2 Caractérisation des états lents par la spectroscopie de bruit

Le bruit en  $1/f$  dans les transistors MOS est étudié depuis de nombreuses années. L'origine de ce bruit, due pour les uns à des fluctuations de mobilité de porteurs [Hoog76] et pour d'autres à des fluctuations du nombre de porteurs [McWh57] est encore discutée aujourd'hui [Chan94].

Nous présentons ici les résultats du travail de Christensson et al. [Chri68] qui considèrent le modèle de fluctuation du nombre de porteurs (piégeage de porteurs dans des pièges de l'oxyde) et calculent les spectres de bruit pour différentes distributions de pièges, de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> vers l'oxyde, et dans le cas d'un modèle en une étape.

Dans le cas d'une densité constante,  $N_{t0}$ , de pièges dans l'oxyde, la densité spectrale de puissance de bruit de tension de grille s'écrit :

$$S_v(\omega) = \frac{4qkT\lambda N_{t0}}{AC_{ox}^2\omega} \left[ \arctg\left(\omega\tau_c \exp\left(\frac{D}{\lambda}\right)\right) - \arctg(\omega\tau_c) \right] \quad (2.4)$$

où  $q$  est la charge de l'électron,  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $A$  l'aire de grille,  $C_{ox}$  la capacité de l'oxyde,  $\lambda$  la constante d'atténuation tunnel,  $\omega$  la fréquence angulaire,  $\tau_c$  la constante de temps de capture à l'interface et  $D$  la distance jusqu'à laquelle les pièges de l'oxyde contribuent au bruit. Dès que  $D \gg \lambda$  et que  $\tau_c$  est suffisamment petite, le

terme entre parenthèses de l'équation (2.4) vaut  $\pi/2$  et  $S_v$  se réduit à la formule dite de McWhorter :

$$S_v(f) = \frac{qkT\lambda N_{t0}}{AC_{ox}^2 f} \quad (2.5)$$

où  $f$  est la fréquence.

Dans le cas d'une concentration de pièges décroissant exponentiellement de l'interface vers l'oxyde,  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/d)$  et en prenant la constante de décroissance des pièges,  $d$ , égale à la constante d'atténuation tunnel,  $\lambda$ ,  $S_v(\omega)$  s'écrit :

$$S_v(\omega) = \frac{4qkT\lambda N_{ts}\tau_c}{AC_{ox}^2} \left[ \frac{D}{\lambda} - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \omega^2 \tau_c^2 \exp\left(\frac{2D}{\lambda}\right)}{1 + \omega^2 \tau_c^2} \right) \right] \quad (2.6)$$

Enfin, si le profil de pièges est de la forme  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/\lambda) + N_{t0}$ , la densité spectrale de puissance de tension de grille est donnée par la somme des équations (2.4) et (2.6). Il faut noter, que malgré le travail considérable effectué jusqu'à présent sur le bruit dans les transistors MOS, non seulement la question de l'origine du bruit en  $1/f$  est toujours discutée, mais aussi l'extraction de la densité de défauts dans les oxydes se réduit à l'utilisation de la formule de McWhorter.

## 2.1.3 Caractérisation des états lents par d'autres types de mesures électriques

### 2.1.3.1 Mesures capacitives en fréquence

Le schéma électrique équivalent d'une structure MOS est présenté dans la figure 2.2. Une structure MOS parfaite, sans états d'interface, est modélisée par l'association en série de deux capacités : la capacité de l'oxyde  $C_{ox}$  et celle du semiconducteur  $C_{sc}$  (cas n°1). La contribution des états d'interface complique légèrement ce schéma, avec la mise en parallèle avec  $C_{sc}$ , de la capacité  $C_{ss}$  et de la résistance  $R_{ss}$ , associées aux états d'interface (cas n°2).

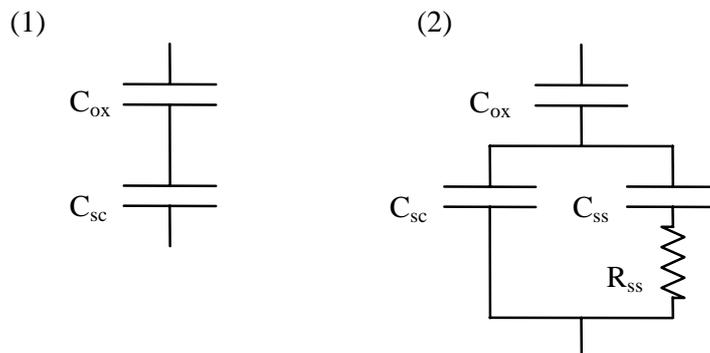


figure 2.2 : Schémas équivalents d'une structure MOS, (1) parfaite et (2) avec états d'interface

Le comportement d'une capacité MOS sur substrat P est schématisé à hautes et basses fréquences dans la figure 2.3.

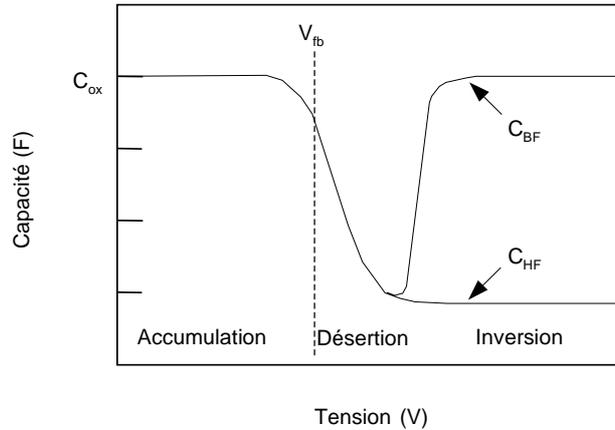


figure 2.3 : Courbes C(V) d'une capacité MOS sur substrat P, C<sub>BF</sub> : à basse fréquence et C<sub>HF</sub> : à haute fréquence

Les courbes C<sub>HF</sub> et C<sub>BF</sub> diffèrent parce que l'inversion de la surface est possible dans le cas d'une mesure à basse fréquence. Alors, la capacité du système se réduit à la capacité de l'oxyde. Elles diffèrent aussi parce qu'à basse fréquence, les pièges peuvent rester en équilibre avec le signal de grille alors qu'à haute fréquence, ils ne peuvent suivre que la composante continue de ce signal.

Cohen et al. [Cohe95] ont observé que les courbes C(V) des structures MOS contraintes ou ONO (Oxyde Nitrure Oxyde) présentaient une bosse anormale en inversion. Cette bosse est d'autant plus importante que la fréquence de mesure est basse. Ils ont attribué ce comportement aux pièges lents qui, suivant leur distance à l'interface, peuvent suivre ou non le signal sinusoïdal de grille. En considérant un modèle de capture et d'émission en deux étapes et des pièges à une seule énergie, Cohen et al. ont développé un modèle permettant de calculer la densité de défauts ramenée à l'interface et la densité volumique de défauts lents dans l'oxyde.

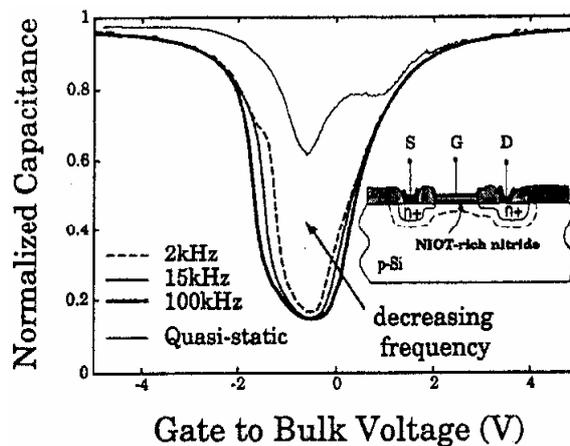


figure 2.4 : Courbes C(V) normalisées obtenues à différentes fréquences sur une structure ONO [Cohe95]

### 2.1.3.2 Mesures de conductance

Une structure MOS idéale ne présente pas de conductance, cette dernière étant créée par les états d'interface. Dans le schéma équivalent de la figure 2.2 (cas n°2), les contributions capacitives et résistives peuvent être séparées et définissent respectivement la capacité C<sub>p</sub> et la conductance G<sub>p</sub>.

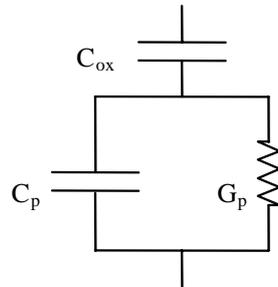


figure 2.5 : Autre schéma équivalent possible d'une structure MOS avec états d'interface

Le principe de la méthode consiste à mesurer, en désertion, et en fonction de la fréquence angulaire,  $\omega$ , l'admittance Y du système,  $Y(V) = G(V) + j\omega C(V)$ , et d'en extraire, connaissant C<sub>ox</sub>, la conductance équivalente parallèle G<sub>p</sub>. Un exemple de courbe G<sub>p</sub>/ $\omega = f(\omega)$  est représenté sur la figure 2.6.

Au maximum des courbes G<sub>p</sub>/ $\omega$ , G<sub>p</sub> est relié à N<sub>ss</sub> par [Nico67] :

$$N_{ss} = \frac{C_{ox}}{qAf_N} \left[ \frac{G_p}{\omega C_{ox}} \right]_{\max} \quad (2.7)$$

où f<sub>N</sub> est un facteur de correction de l'ordre de 0,4 introduit pour prendre en compte le fait que les courbes expérimentales sont plus larges que les courbes théoriques. Ce phénomène a été attribué à des fluctuations du potentiel de surface dues à des variations de l'épaisseur de l'oxyde et à une distribution aléatoire des charges dans l'oxyde [Nico82].

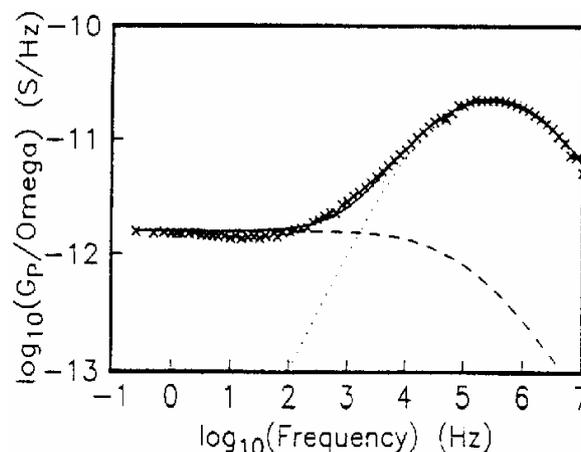


figure 2.6 : Courbes G<sub>p</sub>/ $\omega$  (f) montrant la contribution des états d'interface (pointillés) et celle des états lents (tirets) [Uren89]

Des mesures récentes réalisées avec des systèmes de mesure performants permettant de descendre à très basses fréquences ont permis de mettre en évidence un plateau (figure 2.6). Ce plateau a été associé à une densité d'états lents, constante dans l'oxyde. En utilisant un modèle tunnel en une étape, la concentration,  $N_t$ , de défauts lents est donnée par [Uren89] :

$$N_t \approx \frac{4k}{q} \left[ \frac{G_p}{\omega} \right]_{\min} \quad (2.8)$$

où  $1/2k = \lambda \approx 1 \text{ \AA}$  est la constante d'atténuation tunnel.

Ce plateau est présent aujourd'hui dans différentes publications de la même équipe et l'on peut dire que s'il n'est pas systématiquement observé, il l'est très généralement. En l'absence de plateau dans la gamme de fréquence explorée, des pics de conductance très dissymétriques ont été observés par Collins et al. (figure 2.7). Ces auteurs ont montré que les courbes mesurées pouvaient être 'fittées' en considérant, en plus des fluctuations de potentiel de surface, une concentration de pièges décroissant exponentiellement avec la profondeur dans l'oxyde, avec une longueur caractéristique,  $d$ , de l'ordre de  $1,4 \text{ \AA}$  [Coll90].

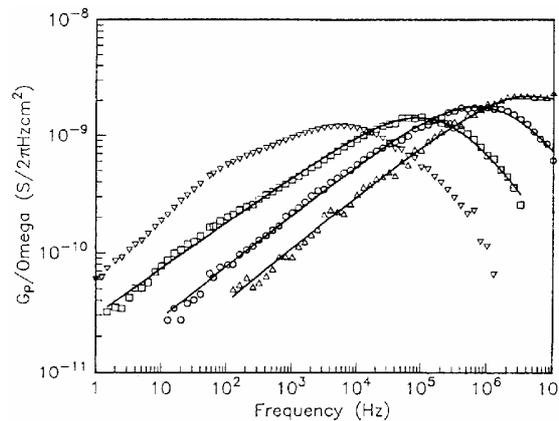


figure 2.7 : Courbes  $G_p/\omega$  (f) dissymétriques [Coll90]

### 2.1.3.3 DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy)

#### A. DLTS capacitive

C'est une mesure à haute fréquence et en température de la cinétique de retour à l'équilibre d'une capacité MOS après application d'un échelon de tension [Lang74]. A une polarisation constante,  $V_b$ , qui polarise le dispositif en déplétion, on superpose une impulsion d'amplitude  $\Delta V$ , qui fait passer la surface du semiconducteur en accumulation : les états d'interface qui passent sous le niveau de Fermi dans le cas d'une capacité sur substrat n sont alors remplis par les porteurs majoritaires. Lors du retour à l'équilibre, le spectre d'émission des pièges est analysé à deux instants  $t_1$  et  $t_2$  par la mesure de la capacité  $C$  du système.

L'amplitude du signal mesuré,  $\Delta C = C(t_2) - C(t_1)$ , est proportionnelle au nombre de pièges qui ont eu le temps d'émettre pendant le temps  $(t_2 - t_1)$ . Cela revient à sélectionner une constante de taux d'émission [Lang74]. Le taux d'émission d'un piège situé à une énergie  $E_c - E_t$  de la bande de conduction est donné par :

$$e_n(E_t) = N_c \sigma_n v_{th} \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \quad (2.9)$$

où  $N_c$  est la densité effective d'états dans la bande de conduction,  $\sigma_n$  la section de capture des pièges pour les électrons,  $v_{th}$  la vitesse thermique des porteurs,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température.

Faire varier la température revient à faire varier la position énergétique des pièges mesurés. Si l'on suppose les paramètres indépendants de l'énergie, alors le profil en énergie de la densité d'états d'interface se déduit simplement du spectre en température. On explore ainsi une moitié de la bande interdite.

En augmentant l'amplitude de l'impulsion, Lakhdari et al. [Lakh88] observent une augmentation du signal due aux états lents (figure 2.8). Ils mesurent des concentrations volumiques de défauts à partir d'un modèle tunnel direct, à des profondeurs de l'ordre de 15 à 20 Å et à des énergies voisines du niveau de Fermi du semiconducteur en accumulation. Ces restrictions au niveau de la profondeur et de l'énergie où les défauts sont mesurés proviennent du fait que la contribution des états lents n'est observée que lorsque le dispositif est polarisé en forte accumulation (figure 2.8).

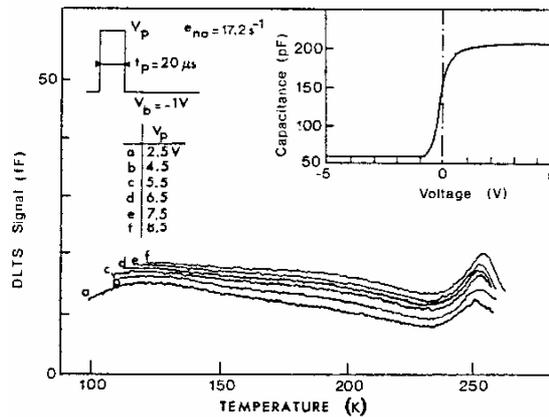


figure 2.8 : Signaux DLTS capacitifs pour différentes valeurs de l'impulsion [Vuil86]

## B. DLTS en courant

Au lieu de mesurer des transitoires de capacité, on mesure ici des transitoires de courant de drain. Cette technique est plus sensible que la DLTS capacitive et applicable à des dispositifs de plus faibles dimensions, le courant de drain dépendant en effet du rapport  $W/L$  (largeur sur longueur de grille) et pas de l'aire de grille du dispositif.

Le dispositif est polarisé à l'équilibre en inversion. Il circule alors un courant de drain. Une impulsion est appliquée sur la grille du transistor afin de le polariser en accumulation. Lors du retour en inversion, le remplissage des états rapides et lents par les porteurs minoritaires, préalablement remplis par les porteurs majoritaires en accumulation induit un transitoire sur le courant de drain. Ce courant est mesuré à deux instants  $t_1$  et  $t_2$ ,  $S(I_d) = I_d(t_2) - I_d(t_1)$ . La densité de défauts ramenée à l'interface [Bauz94] ou la densité volumique de défauts [Bauz98] peut être extraite de ce transitoire. En considérant un modèle en une étape, en négligeant l'émission de porteurs et en supposant que la section de capture des pièges et leur densité varient peu avec l'énergie, la densité volumique de pièges à la profondeur  $x$  dans l'oxyde s'écrit :

$$N_t(x_m) = \frac{C_{ox} [I_d(t_2) - I_d(t_1)]}{q^2 g_m \lambda \Delta\phi \ln(t_2 / t_1)} \quad (2.10)$$

où  $x_m$  est donné par les mêmes équations que dans le paragraphe 3.3,  $g_m$  est la transconductance du transistor,  $\lambda$  la constante d'atténuation tunnel et  $\Delta\phi$  l'excursion du potentiel de surface, définie par la position du niveau de Fermi à l'interface en inversion et en accumulation.

En faisant varier les polarisations et les temps en accumulation et en inversion, on peut obtenir des profils en profondeur des défauts (voir la figure 3.23) [Bauz98].

## 2.2 Caractérisation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> par des méthodes physiques

### 2.2.1 Introduction

Les méthodes physiques d'analyse utilisées pour décrire l'arrangement atomique de l'interface sont par exemple la microscopie électronique (TEM [Kriv78]), la rétrodiffusion d'ions (RBS [Feld78]), la spectrométrie d'électrons (de valence UPS, de coeur XPS [Grün78], ou Auger AES [Helm78]). La spectrométrie d'électrons consiste à exciter la surface ou le film et à effectuer l'analyse des photoélectrons émis (étude en énergie, angle, polarisation, spin...). Lorsque l'excitation est faite en utilisant des photons, on parle d'ESCA (UPS, XPS), et d'AES lorsqu'elle est faite avec un bombardement électronique.

La plupart des études menées à partir de ces techniques ont pour but de suivre la croissance de fines couches d'oxyde de silicium et de détecter l'épaisseur à partir de laquelle apparaît le SiO<sub>2</sub>.

### 2.2.2 Résultats

Bien que des résultats contradictoires, expliqués par les caractéristiques différentes des techniques de mesures utilisées [Holl81], aient été trouvés concernant la structure chimique de l'interface, différents auteurs s'accordent à dire que l'interface n'est pas abrupte et qu'elle

est constituée de deux régions : une zone de transition chimique de SiO<sub>x</sub> ( $x < 2$ ) de 3 à 4 angströms d'épaisseur (une à deux couches atomiques), suivie d'une zone stoechiométrique où le SiO<sub>2</sub> n'a pas les propriétés de volume de l'oxyde. Cette dernière est appelée couche contrainte ou couche de transition et s'étend jusqu'à 15 à 25 Å à l'intérieur de l'oxyde. C'est ce que concluent Hollinger [Holl81] ou Grünthner [Grün79]. Cette couche contient une forte concentration de défauts et se dégrade plus facilement que le volume de l'oxyde. Cela dit, alors que les pièges de la zone de transition sont attribués par Hollinger à des liaisons pendantes ou à des charges, Grünthner et al. attribuent ces pièges à des liaisons distordues.

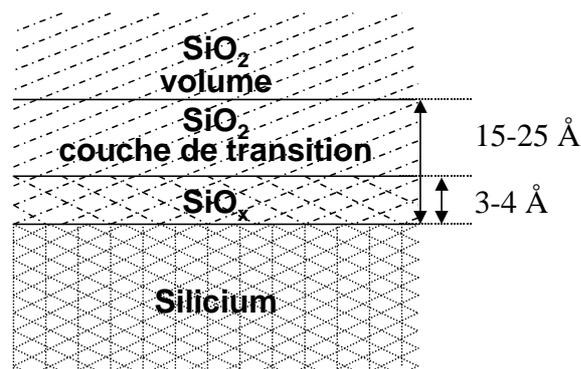


figure 2.9 : Structure chimique de l'interface [Holl81]

## 2.3 Injection Fowler-Nordheim et dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>

### 2.3.1 Evolution des densités d'états d'interface et d'états lents sous injection Fowler-Nordheim

Dans la littérature, l'évolution avec la contrainte du  $N_{ss}$  global, mesuré par des techniques conventionnelles, a déjà été comparée à l'évolution des états lents [Vuil89], [Nguy91]. Pour cela, Vuillaume et al. [Vuil89] ont mesuré la densité d'états d'interface et celle des états lents par la technique présentée en 2.1.3.3.A [Lakh88]. Les courbes qu'ils présentent (figure 2.10) suggèrent une évolution des états lents en  $N_t = Q_{inj}^\alpha$ . Cette évolution est plus lente que celle de  $N_{ss}$  en début de contrainte, là où  $N_{ss}$  varie en  $Q_{inj}^\beta$ , et plus rapide à plus fort niveau de contrainte quand  $N_{ss}$  sature. Nguyen-Duc et al. [Nguy91] comparent l'évolution de  $N_{ss}$  mesuré par pompage de charges [Groe84] et par la méthode de la pente en inversion faible [VanO75] à  $N_t$  mesuré par bruit (figure 2.11). Ils obtiennent une variation de  $N_t$  en  $N_{ss}^{1,5}$  à  $1,9$ . D'après ces résultats,  $N_t$  croîtrait plus vite que  $N_{ss}$  avec la contrainte. L'évaluation de la densité des états lents par les mesures de bruit sera discutée au paragraphe 3.3.2.3.

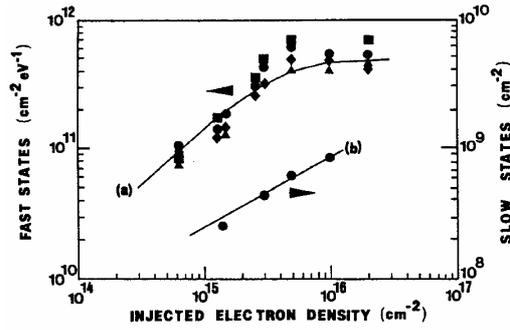


FIG. 2. Increase of the defect concentration vs the injected electron density: curve (a) is for the fast interface states at several energies in the Si gap from the conduction band, ( $\blacktriangle$ ) 0.24 eV, ( $\blacklozenge$ ) 0.33 eV, ( $\bullet$ ) 0.42 eV, ( $\blacksquare$ ) 0.51 eV; curve (b) is for the slow interface states located at about 3 eV from the SiO<sub>2</sub> conduction band and at about 18 Å into the oxide. (Lines are eye guides only).

figure 2.10 : Evolutions avec la contrainte des densités d'états d'interface et d'états lents [Vuil89]

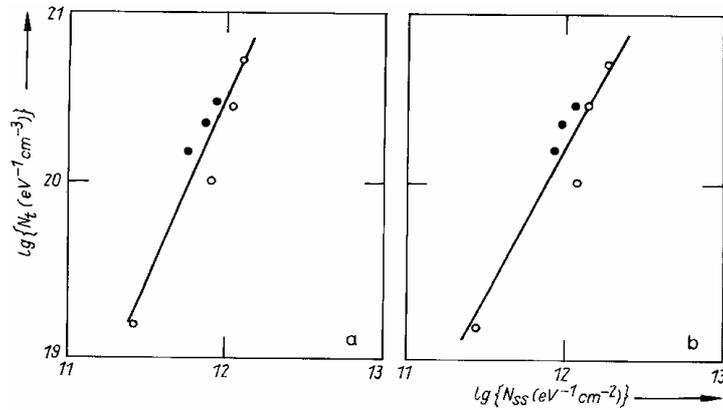


figure 2.11 : Variations de  $N_t$  obtenu par mesures de bruit en fonction de  $N_{ss}$  mesuré (a) par pompage de charges et (b) à partir de la pente en inversion faible [Nguy91]

### 2.3.2 Interface Si-SiO<sub>2</sub> et claquage des oxydes minces

La claquage se manifeste par la création d'un chemin de conduction dans l'oxyde. Il fait suite à sa dégradation progressive et est intimement lié aux défauts préexistants ou créés au cours de la contrainte.

Les interfaces métal-oxyde et oxyde-semiconducteur et leur voisinage ont été mises en cause par différents auteurs dans le claquage des oxydes [DiMa93]. On a, en particulier, observé une forte différence dans la tenue des dispositifs au claquage (charge injectée au claquage,  $Q_{bd}$  ; temps au claquage TDDDB, Time Dependent Dielectric Breakdown) suivant que l'injection Fowler-Nordheim se fait par la grille ou par le substrat.

Ces différences, mesurées jusqu'à des épaisseurs de 40 Å [Han94] sont d'autant plus grandes que l'épaisseur du film d'oxyde est faible [Hoka88]. Pour Han et al., ce comportement est dû à la dissymétrie qui existe entre les régions voisines des deux interfaces. En effet, lors d'une injection par le substrat, les électrons sont trop peu énergétiques dans la zone de transition pour dégrader l'oxyde. Lorsqu'ils atteignent leur énergie cinétique

d'équilibre, ils se trouvent dans le volume de l'oxyde, région où l'isolant est moins fragile. Au contraire, lors d'une injection par la grille, l'énergie cinétique des porteurs est stabilisée lorsqu'ils atteignent la zone de transition. Ils peuvent donc plus facilement la dégrader.

Pour Han et al. [Han94], c'est la dégradation de cette région en concurrence avec la dégradation des interfaces proprement dites qui serait à l'origine du claquage. Plus l'oxyde est mince, plus la zone de transition occupe une part importante de l'épaisseur de l'oxyde, augmentant la dissymétrie entre les sens d'injection : lorsque l'épaisseur d'oxyde décroît, la tenue au claquage augmente pour l'injection par le substrat et diminue pour l'injection par la grille.

La région de transition est aussi mise en cause par Hasegawa et al. [Hase95]. Pour Hokari [Hoka88], c'est la dégradation de l'interface Si poly-SiO<sub>2</sub>, de moins bonne qualité que l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, qui serait prépondérante dans le claquage des oxydes minces lors de l'injection par la grille.

Le seuil de création de pièges dans l'oxyde a été évalué à 2,3 eV au-dessus de la bande de conduction de l'oxyde [DiMa89]. Par définition même de l'injection Fowler-Nordheim, les électrons ne possèdent pas cette énergie dans la région tunnel. On suppose donc très généralement qu'il n'y a pas de dégradation de l'oxyde dans cette région [Lian84].

Lorsque l'épaisseur de l'oxyde n'est plus que d'une quarantaine d'angströms, ou à faibles champs, le passage des porteurs par effet tunnel direct entre le substrat et la grille devient possible et l'oxyde devient très peu sensible à l'injection de porteurs [Depa95]. Ainsi, sur des oxydes de 30 Å, certains auteurs observent une quasi indépendance du sens de l'injection sur la dégradation des dispositifs [Buch94].

La sensibilité de l'oxyde à l'injection de porteurs est encore réduite en diminuant le courant d'injection, c'est-à-dire l'énergie des porteurs [Depa95]. Pourtant, Farmer et al. [Farm91] mettent en évidence une dégradation importante des dispositifs ayant été parcourus par un courant tunnel direct, ainsi que Buchanan et al. dans une moindre mesure [Buch94]. Dans ces derniers cas, le rôle des trous générés à l'anode par ionisation par impact des électrons provenant de la cathode est mis en avant pour l'explication du claquage.

## 2.4 Pompage de charges

### 2.4.1 Introduction

Le pompage de charge (CP) a été introduit pour la première fois en 1969 par Brugler et Jespers [Brug69]. Ces derniers rapportent que lorsqu'une série d'impulsions est appliquée sur la grille d'un transistor MOS pour amener successivement la surface du semiconducteur

en inversion et en accumulation, un processus de recombinaison de porteurs a lieu qui donne naissance à un courant de substrat.

Ce phénomène qu'ils ont appelé pompage de charges, s'effectue au travers des pièges de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Brugler et Jaspers ont développé un modèle simple permettant d'extraire la densité moyenne des états d'interface.

## 2.4.2 Principe

### A. Montage expérimental

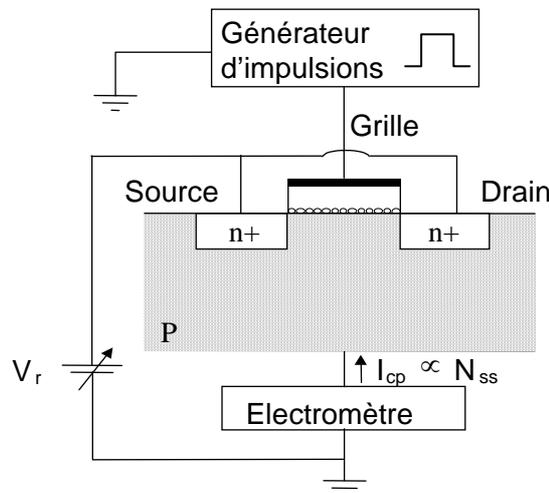


figure 2.12 : Montage expérimental utilisé en pompage de charges

### B. Etablissement du courant de pompage

La tension de grille,  $V_g$ , polarise successivement la surface du semiconducteur en inversion forte et en accumulation. Les deux situations énergétiques sont représentées à l'équilibre sur la figure 2.13 dans le cas d'un transistor à canal n. La portion en gris du dessin représente les états occupés par des électrons.

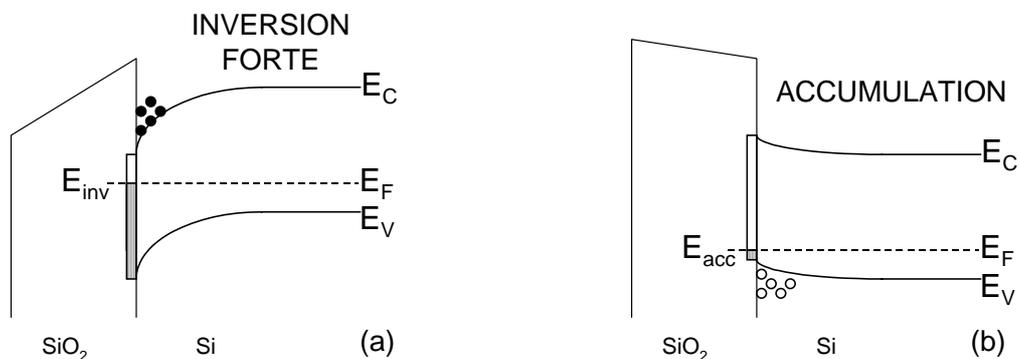


figure 2.13 : Situations énergétiques à l'équilibre (NMOS)  
(a) inversion forte et (b) accumulation

Durant l'inversion, les porteurs minoritaires provenant des régions de source et de drain viennent constituer la couche d'inversion et une partie d'entre eux est capturée par les états d'interface situés sous le niveau d'énergie  $E_{inv}$  (figure 2.13.a). Lors du passage de l'inversion à l'accumulation, les porteurs minoritaires qui formaient la couche d'inversion repartent vers les régions de source et de drain sous l'influence de la tension inverse  $V_T$  (figure 2.12).

Durant l'accumulation, les porteurs majoritaires du substrat sont capturés à leur tour par les états d'interface situés au dessus de l'énergie  $E_{acc}$  où ils se recombinent avec les porteurs minoritaires précédemment piégés (figure 2.13.b). Ainsi à chaque période du signal de grille, des porteurs minoritaires provenant des régions de source et de drain se recombinaient donc avec des porteurs majoritaires du substrat ce qui donne lieu à un courant de substrat. Brugler et Jaspers considèrent que les états d'interface qui participent à la recombinaison sont ceux compris énergétiquement parlant entre les positions du niveau de Fermi à l'interface en inversion et en accumulation,  $E_{inv}$  et  $E_{acc}$ . En considérant une densité d'états d'interface,  $N_{ss}$ , indépendante de l'énergie et uniforme le long du canal, la charge recombinée,  $Q_{cp}$ , s'exprime alors par [Brug69] :

$$Q_{cp} = AqN_{ss}(E_{inv} - E_{acc}) \quad (2.11)$$

où A est l'aire de grille et q la charge de l'électron.

Le courant de pompage de charges,  $I_{cp}$ , est relié à la charge par la fréquence, f, du signal de grille selon :

$$I_{cp} = fQ_{cp} = AqfN_{ss}(E_{inv} - E_{acc}) \quad (2.12)$$

En changeant la longueur des transistors, la tension inverse des jonctions de source et de drain et en comparant les résultats obtenus avec des impulsions carrées et triangulaires, Brugler et Jaspers mettent en évidence le fait que lors du retour vers l'accumulation, une partie des porteurs minoritaires du canal peut ne pas avoir le temps de rejoindre les régions de source et de drain. Ces porteurs se retrouvent alors dans le substrat où ils se recombinaient en donnant une composante additionnelle de pompage de charges qu'ils appellent « composante géométrique ».

## 2.4.3 Développements de la technique

### 2.4.3.1 Introduction

C'est suite au travail de Groeseneken et al. [Groe84] que la technique du pompage de charges est devenue une méthode puissante et fiable de caractérisation des états d'interface. Elle a connu de nombreux développements, tels que le pompage de charges 3 niveaux ou le

pompage de charges spectroscopique, qui ont permis une meilleure analyse de la distribution énergétique des défauts d'interface ou l'étude en énergie des sections de capture des pièges pour les électrons et les trous.

### 2.4.3.2 Pompage de charges 2 niveaux

#### A. Prise en compte de l'émission

L'expression du courant de pompage établie par Brugler et Jaspers (2.12) ignore les phénomènes d'émission de porteurs par les pièges qui se produisent durant le passage de l'inversion à l'accumulation et inversement. En 1984 est publiée une nouvelle analyse du pompage de charge prenant en compte les phénomènes d'émission et permettant par la même occasion d'expliquer un certain nombre de points jusqu'alors obscurs, en particulier l'amplitude et l'allure du courant selon que le signal de grille utilisé est trapézoïdal ou triangulaire [Groe84].

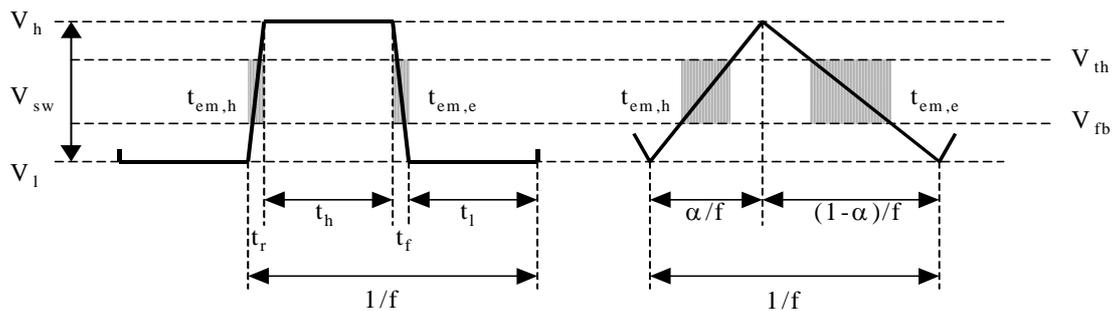


figure 2.14 : Signaux de grille trapézoïdal et triangulaire, (les parties grisées représentent les phases d'émission)

#### ⊗ Présentation des différentes phases de capture et d'émission (transistor à canal n)

- Accumulation ( $V_g = V_l$ , figure 2.14)

La surface est en accumulation et l'équilibre est atteint. Tous les états situés sous le niveau de Fermi  $E_{acc}$  sont occupés par des électrons, tandis que les autres sont vides.

- Passage de l'accumulation à l'inversion forte ( $V_g$  passe de  $V_l$  à  $V_h$ )

- Emission de trous

Avec l'augmentation de  $V_g$ , le potentiel de surface change à une certaine vitesse  $d\phi_s/dt$ . De ce fait des trous sont émis depuis les états vers la bande de valence du substrat. Tant que le taux d'émission de trous,  $dQ_t/dt|_{em}$ , est supérieur au taux de variation de la charge à l'interface balayée par le niveau de Fermi,  $dQ_t/dt|_{ss}$ , l'équilibre est maintenu :

$$\left. \frac{dQ_t}{dt} \right|_{em} > \left. \frac{dQ_t}{dt} \right|_{ss} = -q^2 N_{ss} \frac{d\phi_s}{dt} \quad (2.13)$$

Le potentiel de surface  $\phi_s$  variant rapidement avec  $V_g$  entre  $V_{fb}$  et  $V_{th}$  et le taux d'émission diminuant exponentiellement avec  $E_t - E_v$ , l'émission de trous à l'équilibre cesse pour une tension de grille proche de  $V_{fb}$  et laisse place à un régime d'émission de trous hors équilibre.

· Capture d'électrons

La constante de temps de capture des électrons,  $\tau_n$ , est donnée par la statistique Shockley-Read-Hall [Shoc52] :

$$\tau_n = \frac{1}{c_n} = \frac{1}{n_s \sigma_n v_{th}} \quad (2.14)$$

où  $c_n$  est le taux de capture des électrons,  $n_s$ , la concentration des électrons à la surface,  $\sigma_n$ , la section de capture des pièges pour les électrons et  $v_{th}$ , la vitesse thermique des porteurs.

La concentration en électrons augmentant avec  $V_g$ , les constantes de temps de capture diminuent et la capture des électrons l'emporte sur l'émission de trous hors équilibre à partir d'une tension de grille proche de la tension de seuil. Des électrons provenant des régions de source et de drain sont donc capturés et recombinés par les états non encore vides de trous.

• Inversion forte ( $V_g = V_h$ )

La surface est en inversion et l'équilibre est atteint. Tous les états d'énergie situés sous le niveau de Fermi  $E_{inv}$  sont occupés par des électrons, tandis que les autres sont vides.

• Passage de l'inversion forte à l'accumulation ( $V_g$  passe de  $V_h$  à  $V_l$ )

· Emission d'électrons

Des électrons sont émis par les états d'interface vers la bande de conduction et reviennent vers les régions de source et de drain. Cette émission s'effectue d'abord à l'équilibre tant que la condition (2.13) est respectée, approximativement tant que la tension de grille reste supérieure à la tension de seuil. Lorsque  $V_g$  devient inférieur à  $V_{th}$  se produit une émission d'électrons hors équilibre.

· Capture de trous

La constante de temps de capture des trous,  $\tau_p$ , donnée par la statistique Shockley-Read-Hall a pour expression [Shoc52] :

$$\tau_p = \frac{1}{c_p} = \frac{1}{p_s \sigma_p v_{th}} \quad (2.15)$$

où  $c_p$  est la constante de capture des trous,  $p_s$  la concentration de trous à la surface,  $\sigma_p$  la section de capture des pièges pour les trous et  $v_{th}$  la vitesse thermique des porteurs.

Avec la diminution de  $V_g$ , les concentrations en trous augmentent et leur taux de capture devient important. La capture des trous devient prépondérante sur l'émission des électrons à partir d'une tension de grille proche de la tension de bande plate. De ce fait des trous provenant du substrat sont capturés par des états encore occupés par des électrons.

### ⊗ Expression du courant

Les différents courants liés à la capture et à l'émission de porteurs lors des trois régimes, accumulation, désertion, inversion, rencontrés durant chaque période du signal de grille sont représentés sur la figure 2.15 dans le cas d'un transistor à canal n.

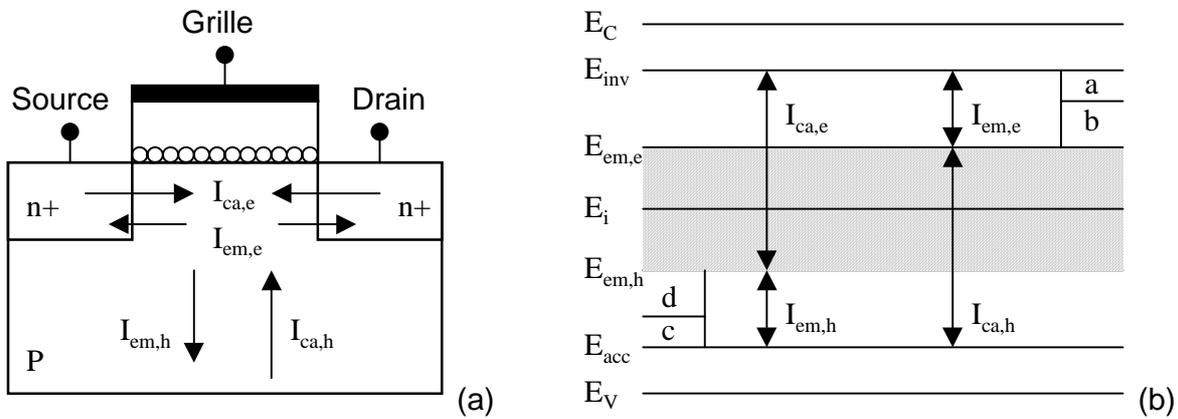


figure 2.15 : Représentation (a) des 4 courants rencontrés à chaque cycle de l'impulsion et (b) des situations énergétiques correspondantes [Groe84]

Les quatre courants,  $I_{ca,e}$ ,  $I_{em,e}$ ,  $I_{ca,h}$ ,  $I_{em,h}$ , sont respectivement, les courants de capture et d'émission d'électrons [(a) en équilibre avec l'évolution du potentiel de surface et (b), hors équilibre], de capture et d'émission de trous [(c) en équilibre avec le potentiel de surface et (d), hors équilibre] (figure 2.15.b).

Les pièges peuvent aussi bien être vidés par l'émission d'électrons que par la capture de trous, ou remplis par l'émission de trous que par la capture d'électrons. La recombinaison n'a pas lieu sur toute la fenêtre d'énergie définie par  $E_{inv}$  et  $E_{acc}$  comme supposé dans un premier temps par Brugler et Jaspers [Brug69], mais sur une fenêtre plus petite définie par  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$ , les lieux respectifs de fin d'émission pour les électrons et pour les trous (partie en gris de la figure 2.15.b).

Le courant de pompage,  $I_{cp}$ , mesuré au niveau du substrat s'écrit donc [Groe84] :

$$I_{cp} = I_{ca,h} + I_{em,h} = AqfN_{ss}(E_{em,e} - E_{em,h}) \quad (2.16)$$

Le calcul des niveaux de fin d'émission  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  a été effectué par Simmons et Wei [Simm73] :

$$E_{em,e} = E_i - kT \ln \left( t_{em,e} n_i v_{th} \sigma_n + \exp \left( \frac{E_i - E_{inv}}{kT} \right) \right) \quad (2.17)$$

$$E_{em,h} = E_i + kT \ln \left( t_{em,h} n_i v_{th} \sigma_p + \exp \left( \frac{E_{acc} - E_i}{kT} \right) \right) \quad (2.18)$$

où  $t_{em,e}$  et  $t_{em,h}$  sont les temps d'émissions hors équilibre des électrons et des trous. Lorsque les temps de transition  $t_r$  et  $t_f$  sont supérieurs à la nanoseconde, les niveaux d'émission sont plus proches de  $E_i$  que les niveaux  $E_{inv}$  et  $E_{acc}$ , et les termes exponentiels des relations (2.17) et (2.18) deviennent négligeables.  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  sont donc utilisés sous la forme :

$$E_{em,e} = E_i - kT \ln(t_{em,e} n_i v_{th} \sigma_n) \quad (2.19)$$

$$E_{em,h} = E_i + kT \ln(t_{em,h} n_i v_{th} \sigma_p) \quad (2.20)$$

Le courant de pompage a finalement pour expression [Groe84] :

$$I_{cp} = 2AqfN_{ss} kT \ln(n_i v_{th} \sqrt{\sigma_n \sigma_p} \sqrt{t_{em,e} t_{em,h}}) \quad (2.21)$$

C'est l'expression la plus généralement utilisée pour calculer la densité d'états d'interface.

Dans le cas d'un signal de grille trapézoïdal :

$$t_{em,e} = t_f \frac{|V_{fb} - V_{th}|}{V_{sw}} \quad (2.22)$$

$$t_{em,h} = t_r \frac{|V_{fb} - V_{th}|}{V_{sw}} \quad (2.23)$$

Dans le cas d'un signal de grille triangulaire :

$$t_{em,e} = \frac{\alpha}{f} \frac{|V_{fb} - V_{th}|}{V_{sw}} \quad (2.24)$$

$$t_{em,h} = \frac{1 - \alpha}{f} \frac{|V_{fb} - V_{th}|}{V_{sw}} \quad (2.25)$$

Les temps d'émission,  $t_{em,e}$  et  $t_{em,h}$ , sont représentés sur la figure 2.14. On remarque qu'à fréquence de signal égale, ces temps sont plus importants lorsque le signal est triangulaire.

## B. Courbes conventionnelles de pompage de charges

Sur la figure 2.16 sont représentées les évolutions du courant de pompage correspondant à 3 façons différentes de faire varier les polarisations, pour une fréquence donnée et dans le cas d'un transistor MOS à canal n. On peut choisir de garder l'amplitude  $V_{sw}$  constante et d'augmenter progressivement le niveau bas,  $V_l$ , pour passer de l'accumulation à l'inversion forte [Elli76], ou bien maintenir l'un des deux niveaux constants,  $V_h$  en inversion forte ou  $V_l$  en accumulation, et augmenter l'amplitude de l'impulsion [Brug69].

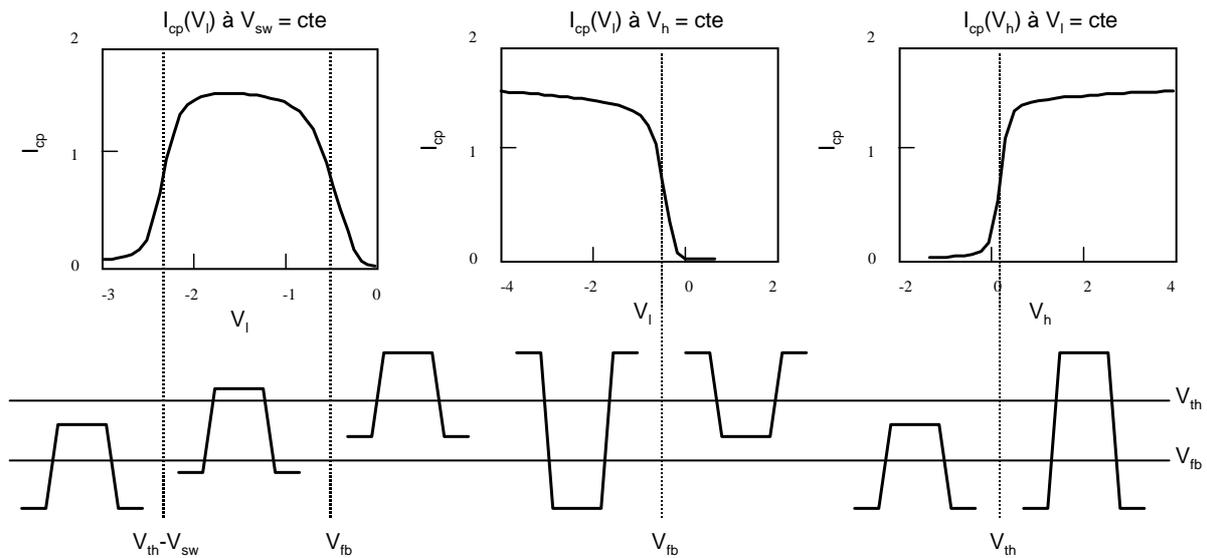


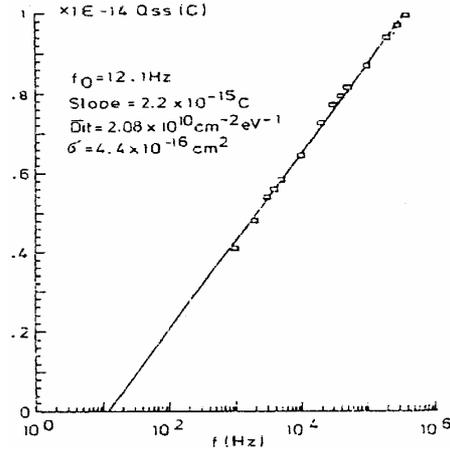
figure 2.16 : Courbes conventionnelles de pompage de charges dans le cas d'un transistor à canal n

Dans les trois cas, un courant de pompage n'est observé que lorsque les concentrations en électrons et en trous et les temps  $t_h$  en inversion et  $t_l$  en accumulation sont suffisants pour permettre la capture dans ces deux situations. En ce qui concerne les concentrations, ceci arrive en première approximation lorsque les tensions de grille sont situées au-delà et en deçà des tensions de seuil et de bandes plates,  $V_{th}$  et  $V_{fb}$ .

La densité d'états d'interface est calculée au maximum du courant et les tensions de seuils de pompage de charges souvent déduites des flancs des courbes, à 50 % du courant maximum.

## C. Détermination de la section de capture moyenne $\sigma$ des électrons et des trous

Groeseneken et al. expliquent à partir de l'expression (2.21) que dans le cas de signaux trapézoïdaux, la charge recombinée,  $Q_{cp} = I_{cp} / f$ , est indépendante de la fréquence [Groe84]. Il n'en est pas de même dans le cas de signaux triangulaires où les temps de transition dépendent de la fréquence. Dans ce cas, le modèle prévoit que la charge recombinée varie linéairement avec le logarithme de  $f$ .


 figure 2.17 : Courbes  $Q_{cp}(f)$  dans le cas d'un signal de grille triangulaire [Groe84]

A partir de la pente de la droite est extraite la densité moyenne d'états d'interface, tandis que l'extrapolation de cette droite pour une charge nulle donne la section de capture moyenne  $\sigma$  pour les électrons et les trous :

$$\sigma = \sqrt{\sigma_n \sigma_p} = \frac{1}{n_i v_{th}} \frac{V_{sw}}{|V_{fb} - V_{th}|} \frac{f_0}{\sqrt{\alpha(1-\alpha)}} \quad (2.26)$$

#### D. Distribution énergétique des états d'interface $N_{ss}(E)$

En observant les relations (2.17) à (2.23) on voit qu'en réduisant les temps de transitions  $t_r$  et  $t_f$ , on augmente la fenêtre de recombinaison définie par  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$ . Par conséquent, la distribution en énergie des états d'interface,  $N_{ss}(E)$ , peut être étudiée dans la partie « supérieure » de la bande interdite en faisant varier  $t_f$  tandis que  $t_r$  reste constant. Elle peut être étudiée dans la partie « inférieure » de la bande interdite en faisant varier  $t_r$  tandis que  $t_f$  reste constant.

En considérant une distribution en énergie des pièges, la relation (2.16) devient :

$$I_{cp}(t_r, t_f) = Aqf \int_{E_{em,h}(t_r)}^{E_{em,e}(t_f)} N_{ss}(E) dE \quad (2.27)$$

En dérivant la relation (2.27) par rapport à  $t_r$  ou  $t_f$  et en considérant que les sections de capture sont indépendantes de l'énergie et de la température, on trouve respectivement [Groe84] :

$$N_{ss}(E_{em,h}) = -\frac{t_r}{AqfkT} \frac{dI_{cp}}{dt_r} \quad (2.28)$$

$$N_{ss}(E_{em,e}) = -\frac{t_f}{AqfkT} \frac{dI_{cp}}{dt_f} \quad (2.29)$$

Ainsi, en mesurant les variations du courant de pompage dues à des changements de temps de transition, il est possible d'extraire les profils de densité d'états en fonction de l'énergie. La dépendance de  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  avec la température [relations (2.19) et (2.20)], montre que la température est une variable additionnelle qui peut être utilisée pour une exploration plus grande des états de la bande interdite.

### 2.4.3.3 Pompage de charges 3 niveaux

#### A. Introduction

Le pompage de charges à 3 niveaux de tensions a été introduit en 1987 par Tseng [Tsen87]. Cette technique qui, elle aussi, a connu différents développements, permet aujourd'hui d'obtenir la distribution énergétique de la densité d'états d'interface  $N_{ss}(E)$ , celle des constantes de temps d'émission,  $\tau_{ee}(E)$  et  $\tau_{eh}(E)$ , ainsi que celle des sections de capture des pièges pour les électrons et les trous,  $\sigma_e(E)$  et  $\sigma_h(E)$ .

#### B. Principe

Il a été vu que dans le cas d'un signal à 2 niveaux de tensions, les pièges qui participent à la recombinaison sont ceux compris dans la fenêtre d'énergie définie par  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$ . En introduisant un niveau intermédiaire de tension  $V_3$  et de durée  $t_3$  il est possible de sélectionner les états d'interface qui participent à la recombinaison. Si le troisième niveau positionne le niveau de Fermi à l'interface dans la partie haute de la bande interdite, il permet de contrôler les pièges qui participent à l'émission d'électrons (figure 2.18.a). Dans le cas contraire il permet de contrôler ceux qui participent à l'émission de trous (figure 2.18.b).

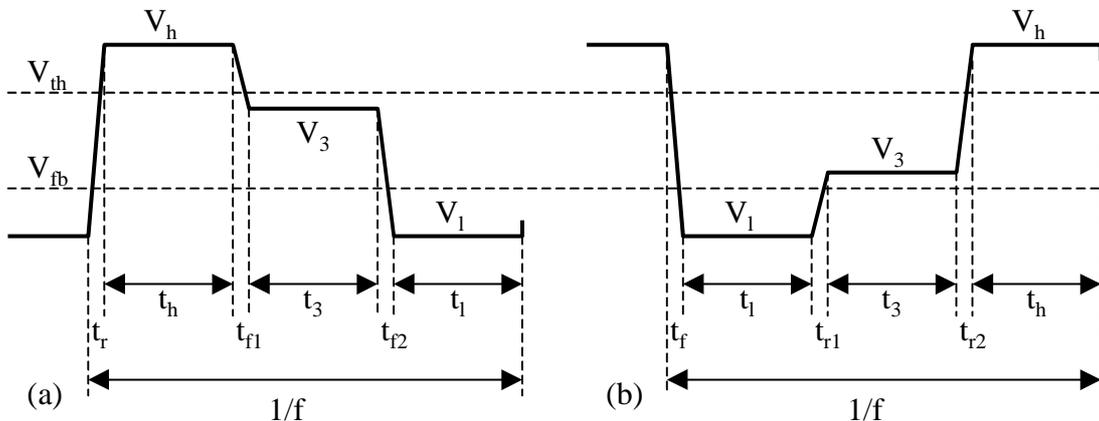


figure 2.18 : Signaux de grille complémentaires utilisés en pompage de charges 3 niveaux  
(a) contrôle de l'émission d'électrons, (b) contrôle de l'émission de trous

### C. Différentes approches du pompage de charges 3 niveaux

Quelle que soit l'approche utilisée, il s'agit d'étudier les variations de courant de pompage (ou de charge recombinaison  $Q_{cp} = I_{cp}/f$ ), en fonction des caractéristiques du niveau intermédiaire.

- On fait varier  $V_3$  et on fixe  $t_3$

La méthode d'extraction de  $N_{ss}(E)$  à partir de courbes  $I_{cp}(V_3)$  à  $t_3$  fixé a été introduite par Tseng [Tsen87] et généralisée ensuite par Chung et Muller [Chun89] pour l'étude de transistors de faibles dimensions. La durée  $t_3$  est choisie suffisamment grande (la milliseconde suffit), pour que l'équilibre soit atteint pendant l'application du niveau intermédiaire. Ainsi, en considérant des temps de transitions très courts, l'émission de porteurs cessera pendant le niveau intermédiaire et le niveau de Fermi  $E_{F3}$  associé au potentiel de grille  $V_3$  fixe l'une des deux limites  $E_{em,e}$  ou  $E_{em,h}$ .

Dans le cas d'une étude sur l'émission des électrons, le courant de pompage obtenu à partir de la relation (2.27) est :

$$I_{cp}(V_3, t_r) = Aqf \int_{E_{em,h}(t_r)}^{E_{F3}} N_{ss}(E) dE \quad (2.30)$$

Dans le cas d'une étude sur l'émission de trous, il devient :

$$I_{cp}(V_3, t_f) = Aqf \int_{E_{F3}}^{E_{em,e}(t_f)} N_{ss}(E) dE \quad (2.31)$$

En différentiant l'une des deux équations précédentes par rapport au potentiel de surface  $\phi_3$  ( $E_{F3} - E_i = -q\phi_3$ ), on obtient l'expression de la densité d'états,  $N_{ss}$ , que l'on exprime en fonction de  $V_3$  :

$$N_{ss}(V_3) = \left| \frac{1}{Aq^2 f} \frac{dI_{cp}}{dV_3} \frac{dV_3}{d\phi_3} \right| \quad (2.32)$$

Il est donc possible d'extraire  $N_{ss}(E)$  à partir des courbes  $I_{cp}(V_3)$  à  $t_3$  fixé à condition de connaître la relation qui lie le potentiel de surface à la polarisation. La figure 2.19 représente la charge recombinaison par cycle en fonction de la polarisation intermédiaire dans le cas de signaux de grille complémentaires, c'est-à-dire permettant de contrôler l'émission d'électrons et la capture de trous ou l'émission de trous et la capture d'électrons (figure 2.18).

On remarque que les courbes passent par un minimum. Ce minimum qui marque la limite entre les régimes d'émission et de capture, correspond approximativement au milieu de la bande interdite [Anco92], [Autr94].

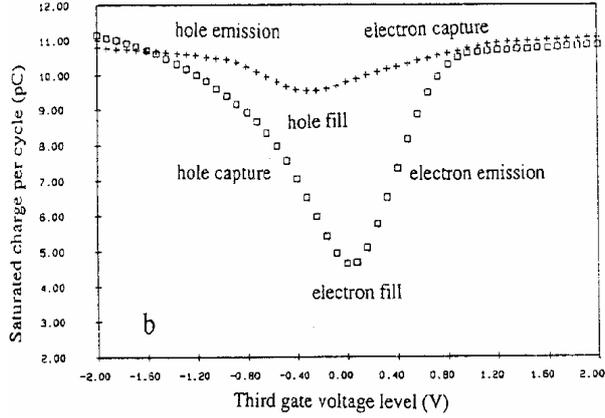


figure 2.19 : Courbes  $Q_{cp}(V_3)$  à  $t_3 = \text{cte}$  [Autr94]

- On fait varier  $t_3$  et on fixe  $V_3$

L'extraction de  $N_{ss}(E)$  à partir de courbes  $I_{cp}(t_3)$  à  $V_3$  fixé a été proposée par Hofmann et al. [Hofm89]. La polarisation intermédiaire  $V_3$  est choisie vers le milieu de la bande interdite afin de s'assurer que lorsque  $t_3$  varie d'environ  $10^{-7}$  s à  $10^{-2}$  s, le phénomène étudié est bien l'émission de porteurs et non pas la capture. La statistique SRH permet de dire que les états qui sont susceptibles d'émettre des porteurs ont une constante de temps d'émission  $\tau$  inférieure ou égale à  $t_3$ . De ce fait, à chaque augmentation de  $t_3$ , les états dont la constante de temps  $\tau$  est égale ou proche de  $t_3$ , apportent une contribution supplémentaire à l'émission et le courant de pompage diminue. Ce courant finit par saturer lorsque la durée  $t_3$  est devenue suffisamment grande pour laisser aux états qui le peuvent le temps d'émettre.

La constante de temps d'émission  $\tau_e$  d'un état est reliée à son énergie  $E_t$  par [Shoc52] :

$$\tau_e = \frac{1}{e_n} = \frac{1}{n_i v_{th} \sigma \exp\left(\pm \frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (2.33)$$

Le signe positif (respectivement négatif) concerne les états situés dans la moitié supérieure (respectivement inférieure) de la bande interdite. En identifiant  $\tau$  à  $t_3$  on obtient :

$$E_t = E_i \mp kT \ln(t_3 n_i v_{th} \sigma) \quad (2.34)$$

La densité d'états d'interface est donnée par :

$$N_{ss}(E_t) = \frac{1}{qA} \frac{dQ_{cp}}{dE_t} \quad (2.35)$$

Dans un souci de simplification, on a représenté dans la formule précédente la charge plutôt que le courant, car la fréquence de mesure dépend de  $t_3$ . On voit que dans le calcul de  $E_t$ , intervient la section de capture que l'on ne connaît pas généralement.

- On fait varier  $V_3$  et  $t_3$

Cette méthode combine les principes des deux méthodes précédentes afin d'avoir non seulement la répartition énergétique de la densité d'états d'interface, mais aussi celle des constantes de temps d'émission et des sections de capture pour les électrons et les trous [Saks90]. Pour cela, il est nécessaire de tracer un réseau des courbes  $I_{cp}(t_3)$  à  $V_3 = cte$  pour différentes valeurs de  $V_3$ . Dans l'étude présentée par Saks et Ancona [Saks90], la fréquence de mesure est maintenue constante en ajustant les durées haute et basse. Il est aussi possible de maintenir les niveaux haut et bas constants ainsi que le font Hofmann et al. [Hofm89].

Un exemple de réseau de courbes  $I_{cp}(V_3, t_3)$  est représenté sur la figure 2.20.

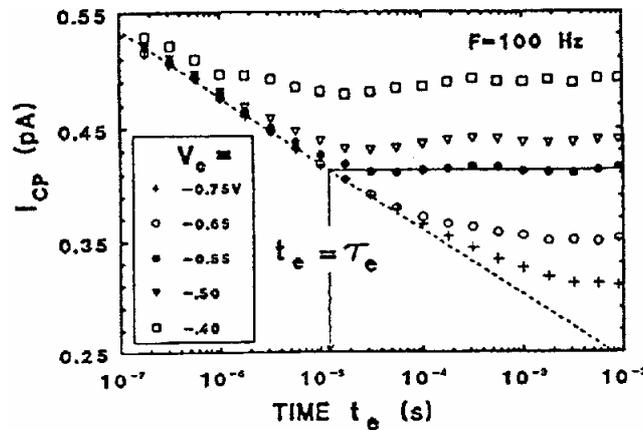


figure 2.20 : Réseau de courbes  $I_{cp}(V_3, t_3)$  [Saks90]

L'allure des courbes  $I_{cp}(t_3)$  à  $V_3 = cte$  a déjà été expliquée : l'émission augmentant avec  $t_3$ , la charge recombinée diminue pour atteindre une valeur minimale lorsque l'équilibre est atteint. La valeur de  $t_3$  à partir de laquelle l'équilibre est atteint est notée  $\tau_e$ . A l'équilibre  $E_t$  est identifiable au niveau de Fermi  $E_{F3}$  associé à  $V_3$ . On mesure ainsi pour chacune des courbes  $I_{cp}(t_3)$  à  $V_3 = cte$  une constante de temps  $\tau_e(E_{F3})$  que l'on introduit dans la relation (2.33) afin de calculer les sections de capture en énergie :

$$\sigma(E_{F3}) = \frac{1}{\tau_e n_i v_{th} \exp\left(\pm \frac{E_{F3} - E_i}{kT}\right)} \quad (2.36)$$

Les signes positif et négatif sont relatifs à l'émission d'électrons et de trous.

#### 2.4.3.4 Pompage de charges spectroscopique

Les niveaux d'émission  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  étant des fonctions de la température, la détermination énergétique de la densité des états d'interface  $N_{ss}(E)$  peut aussi être obtenue en

faisant varier la température T du dispositif (de 70 à 300 K). C'est le pompage de charges spectroscopique. La méthode telle qu'elle a été introduite par Van Den Bosch consiste à suivre l'évolution en température du courant pompé pour deux signaux de grille presque identiques où seuls les temps de montée t<sub>r</sub> (ou de descente t<sub>f</sub>) diffèrent [VanD91]. Cela revient à suivre le signal S<sub>r</sub> (ou S<sub>f</sub>) :

$$S_r(t_{r1}, t_{r2}) = I_{cp}(t_{r1}, t_f) - I_{cp}(t_{r2}, t_f) \quad (2.37)$$

Compte tenu de la relation (2.27) ce signal s'écrit :

$$S_r(t_{r1}, t_{r2}) = Aqf \int_{E_{em,h}(t_{r1})}^{E_{em,h}(t_{r2})} N_{ss}(E) dE \quad (2.38)$$

Ainsi le signal spectroscopique S<sub>r</sub> permet d'étudier les états situés dans la fenêtre d'émission ΔE<sub>em</sub> définie par E<sub>em,h</sub>(t<sub>r1</sub>) et E<sub>em,h</sub>(t<sub>r2</sub>) à la température T.

$$\Delta E_{em} = kT \ln \left( \frac{t_{r2}}{t_{r1}} \right) \quad (2.39)$$

En considérant une densité moyenne d'états N<sub>ss</sub>(E<sub>0r</sub>) dans cette fenêtre d'énergie moyenne, E<sub>0r</sub>, on trouve à partir de la relation (2.38) :

$$S_r(t_{r1}, t_{r2}) = Aqf N_{ss}(E_{0r}) kT \ln \left( \frac{t_{r2}}{t_{r1}} \right) \quad (2.40)$$

Avec

$$E_{0r} = E_i + kT \ln \left( v_{th} \sigma_p n_i \frac{|V_{fb} - V_{th}| (t_{r1} + t_{r2})}{V_{sw} 2} \right) \quad (2.41)$$

L'obtention des densités d'états d'interface à partir de ces relations nécessite la connaissance des sections de capture qui dépendent de l'énergie et de la température. Même s'il est théoriquement possible de déterminer la dépendance en énergie des sections de capture en les supposant indépendantes de la température [VanD91], on utilise de façon pratique la valeur moyenne de σ obtenue par pompage de charges classique [Groe84].

Une des grandes limitations de cette technique, qui consiste à travailler en différentiel de courant, est que les deux courants mesurés I<sub>cp</sub>(t<sub>r1</sub>, t<sub>f</sub>) et I<sub>cp</sub>(t<sub>r2</sub>, t<sub>f</sub>) peuvent être du même ordre de grandeur. Par conséquent, il peut y avoir une incertitude importante sur le signal S<sub>r</sub> mesuré, incertitude d'autant plus grande que la surface du dispositif est petite ou que la densité d'états est faible.

#### 2.4.3.5 Approches en profondeur de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>

##### A. Approche de Declercq et Jaspers

En étudiant les variations du courant de pompage en fonction du logarithme du temps en inversion, Declercq et Jaspers [Decl74] observent une variation linéaire du courant (figure 2.21).

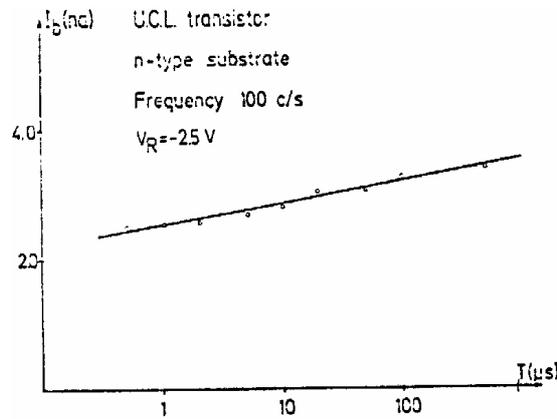


figure 2.21 : Evolution du courant de pompage avec le temps en inversion [Decl74]

Les états d'interface ayant des constantes de temps de capture très petites en inversion forte (de l'ordre de la nanoseconde [Brug69], [Moll64]), les variations du courant de pompage sont attribuées au piégeage de porteurs minoritaires par des états situés à l'intérieur de l'oxyde à une distance  $x_M$  de l'interface donnée à partir des résultats d'Heiman et Warfield [Heim65] par :

$$x_M = \lambda \ln[n_s \sigma(0) v_{th} T_c] \tag{2.42}$$

où  $\lambda$  est la constante d'atténuation tunnel,  $\sigma(0)$  la section de capture des défauts à l'interface et  $T_c$  le temps de capture.

On peut noter que dans cette étude, la fréquence de mesure est maintenue constante et basse (100 Hz) de telle sorte que le temps en accumulation reste important et pratiquement inchangé.

En considérant une densité volumique de pièges,  $N_t(x)$ , indépendante de l'énergie et un modèle tunnel direct, ils aboutissent à :

$$I_{cp} = Aqf \left( N_{ss} \Delta\phi_s + \int_0^{x_M} N_t(x) dx \right) \tag{2.43}$$

La distinction faite dans l'équation (2.43) entre le piégeage à l'interface (premier terme) et celui dans le volume de l'oxyde (second terme) est considéré comme idéaliste par Declercq et Jaspers [Decl74].

En dérivant l'expression (2.43) par rapport au logarithme de  $T_c$ , la densité volumique de défauts,  $N_t(x_M)$ , est donnée par :

$$N_t(x_M) = \frac{dI_{cp}}{d(\ln T_c)} \frac{-1}{Aqf\lambda} \quad (2.44)$$

La pente des courbes  $I_{cp}[\ln(t_{inv})]$  permet donc à Declercq et Jespers d'estimer la densité moyenne des pièges dans l'oxyde (en l'occurrence de l'ordre de  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). En prenant  $t_{inv} = 200 \text{ ns}$  (temps de réponse supposé des états d'interface) et  $\sigma(0) = 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$ , ils estiment à  $6 \text{ \AA}$  la distance qui sépare les états d'interface des pièges de l'oxyde.

### **B. Approche de Paulsen**

Paulsen et al. [Paul92,94] étudient les variations de la charge recombinée en fonction de la fréquence sur des structures SONOS (Semiconducteur-Oxyde-Nitride-Oxyde-Semiconducteur). L'épaisseur des couches d'oxyde étant très faible ( $12 \text{ \AA}$ ), ils mettent en évidence à basse fréquence la capture par effet tunnel de porteurs dans la couche de nitride.

Tout comme Declercq et Jespers, Paulsen et al. séparent les contributions respectives des états lents et rapides et prennent en compte la capture par un seul type de porteurs. Ils utilisent un modèle de capture en deux étapes et supposent que les pièges lents sont situés à une seule énergie.

La densité d'états lents dans la couche de nitride est déduite de la pente des courbes  $Q_{cp}(f)$  par la relation :

$$N_t(x) \approx \frac{dQ_{cp}}{d(\ln f)} \frac{-\alpha_1}{2,3qA} \quad (2.45)$$

où  $1/\alpha_1 = \lambda$  est la constante d'atténuation tunnel.

Cette méthode permet à Paulsen et al. de mesurer une densité d'états lents proche de  $10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$  sur un dispositif de  $N_{ss} \sim 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$  et à des profondeurs tunnel variant de  $15$  à  $22 \text{ \AA}$ .

### **C. Approche de Bauza et Ghibaudo**

Cette approche reprend celle proposée par Declercq et al. [Decl74], mais prend en compte la capture pour les deux types de porteurs et fait l'hypothèse d'un continuum d'états, des états rapides aux états lents.

En considérant que la densité des états d'interface ne dépend pas de l'énergie, la charge recombinée à chaque cycle s'écrit :

$$Q_{cp} = AqN_{ss}\Delta E\Delta F \quad (2.46)$$

où  $\Delta E$  est l'énergie balayée à l'interface et  $\Delta F$  la variation de la fonction de remplissage des pièges.

L'expression de  $\Delta F$  avait déjà été obtenue dans le cadre d'une étude du courant de pompage pour des signaux de grille de petite amplitude, pour lesquels les pièges situés dans la fenêtre  $\Delta E$  n'ont pas forcément le temps de capturer des porteurs ( $\Delta F \leq 1$ ) [Wach86]. En utilisant la statistique de Shockley-Read-Hall [Shoc52] et si l'on peut négliger l'émission des porteurs (temps de transitions  $t_r$  et  $t_f$  très courts),  $\Delta F$  s'écrit [Wach86], [Bauz96] :

$$\Delta F = \frac{[1 - \exp(-c_n / 2f)][1 - \exp(-c_p / 2f)]}{1 - \exp[-(c_n / 2f) - (c_p / 2f)]} \quad (2.47)$$

où les taux de capture pour les électrons et les trous,  $c_n$  et  $c_p$ , sont donnés par les relations (2.14) et (2.15).

En utilisant maintenant le modèle d'Heiman et Warfield [Heim65], la variation de la fonction d'occupation des pièges à la profondeur  $x$ ,  $\Delta F(x)$ , s'écrit [Bauz96] :

$$\Delta F(x) = \frac{[1 - \exp(-c_n(x) / 2f)][1 - \exp(-c_p(x) / 2f)]}{1 - \exp[-(c_n(x) / 2f) - (c_p(x) / 2f)]} \quad (2.48)$$

où  $c_n(x)$  et  $c_p(x)$  sont les taux de capture pour les électrons et les trous dans l'oxyde à une distance  $x$  de l'interface, donnés par la relation (2.1).

La charge totale recombinée, incluant aussi bien les états rapides que les états lents, s'écrit :

$$Q_{cp} = Aq\Delta E \int_0^{d_{ox}} N_t(x)\Delta F(x)dx \quad (2.49)$$

où  $d_{ox}$  est l'épaisseur d'oxyde.

## 2.4.4 Etude des régions de source et de drain à partir du pompage de charges à 2 niveaux

### 2.4.4.1 Introduction

Le fait que les tensions d'alimentation des dispositifs ne diminuent pas dans les mêmes proportions que les longueurs de grille, rend les effets de porteurs chauds de plus en plus importants dans les dispositifs actuels. A cause de cela, différentes approches ont été utilisées pour connaître l'évolution de la densité d'états d'interface ou de la charge piégée en fonction de la position le long du canal. Certains auteurs ont utilisé les tensions inverses,  $V_r$ , appliquées aux jonctions de source et de drain, ainsi que la simulation des profils de dopage

pour faire varier et déterminer la longueur du canal contribuant au courant de pompage. Ils en déduisent les profils  $N_{ss}(y)$  le long du canal [Maes82], [Shaw89]. L'inconvénient de cette approche est le recours à la simulation. D'autres ont cherché à exploiter directement les courbes de pompage de charges pour extraire les tensions de seuil et de bande plate le long du canal, ouvrant ainsi la possibilité d'étude de la charge piégée dans l'oxyde.

#### 2.4.4.2 Extraction des paramètres longitudinaux des transistors

Près des régions de source et de drain, la concentration effective de dopant est inférieure à celle du canal, ce qui induit des variations de tensions de seuil  $V_{th}$  et de bandes plates  $V_{fb}$  [Here89].

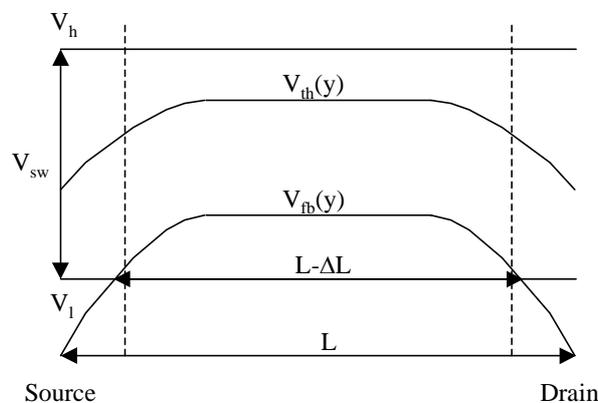


figure 2.22 : Tensions de seuil et de bandes plates le long du canal pour un transistor à canal n et partie du canal  $L-\Delta L$  contribuant au courant de pompage de charges dans le cas d'une impulsion ayant pour niveaux haut et bas,  $V_h$  et  $V_l$ .

En termes de pompage de charges, pour une impulsion d'amplitude  $V_{sw}$  donnée, les régions du canal situées près de la source et du drain ne contribuent pas à la recombinaison de la même manière que le centre du canal (figure 2.22). En particulier, partout où  $V_l$  est supérieur à la tension de bande plate locale, la capture de trous ne se fait pas et la recombinaison non plus. Il en résulte des dissymétries dans les courbes du courant de pompage. C'est ce que nous appellerons par la suite l'effet de source et de drain. Cet effet est d'autant plus important que les dispositifs sont courts. Nous reviendrons sur ce point dans le troisième chapitre.

D'après Tsuchiaki et al. [Tsuc93] ou Lee et al. [Lee96], la répartition longitudinale de  $V_{th}$  et  $V_{fb}$  peut être obtenue directement à partir des courbes de pompage,  $I_{cp}(V_h)$  à  $V_l = cte$  et  $I_{cp}(V_l)$  à  $V_h = cte$ . Ces courbes ont été présentées au paragraphe 2.4.3.2.B. Tsuchiaki et al. considèrent, comme d'autres auteurs [Chen91,93], que les régions du canal qui participent à la recombinaison sont limitées par les points où les tensions  $V_{th}$  et  $V_{fb}$  locales sont égales aux polarisations de grille ( $V_{th} = V_h$  et  $V_{fb} = V_l$ ). En supposant une densité d'états d'interface

uniforme, les variations de courant dues à des changements de tensions de grille sont alors proportionnelles aux variations de longueur de la zone recombinante. Ainsi en fixant V<sub>l</sub> (ou V<sub>h</sub>) et en faisant varier V<sub>h</sub> (ou V<sub>l</sub>), il est alors possible de suivre l'évolution de V<sub>th</sub> (ou de V<sub>fb</sub>) à partir de celle du courant.

En supposant, pour des dispositifs vierges, que les régions de source et de drain sont identiques (symétrie par rapport au centre du canal), les tensions de seuil et de bandes plates locales sont extraites en fonction de la position le long du canal à partir des courbes I<sub>cp</sub>(V<sub>h</sub>) à V<sub>l</sub> = cte et I<sub>cp</sub>(V<sub>l</sub>) à V<sub>h</sub> = cte. Elles sont représentées par les expressions suivantes [Lee96] :

- pour la tension de seuil locale, V<sub>th</sub>(y) = V<sub>h</sub> et

$$y(V_h) = y_c + \left(1 - \frac{I_{cp}(V_h)}{I_{cpmax}}\right)(y_d - y_c) \quad (2.50)$$

où y<sub>c</sub> est le centre du canal, y<sub>d</sub> le lieu, le long du canal où cesse la recombinaison, et I<sub>cpmax</sub> le courant maximum.

- pour la tension de bande plate locale, V<sub>fb</sub>(y) = V<sub>l</sub> et

$$y(V_l) = y_c + \left(\frac{I_{cp}(V_l)}{I_{cpmax}}\right)(y_d - y_c) \quad (2.51)$$

La figure 2.23 représente les profils longitudinaux des tensions de seuil et de bandes plates d'un dispositif NMOS-LDD (Lightly Doped Drain). Les courbes du dispositif vierge ont été obtenues à partir des relations (2.50) et (2.51).

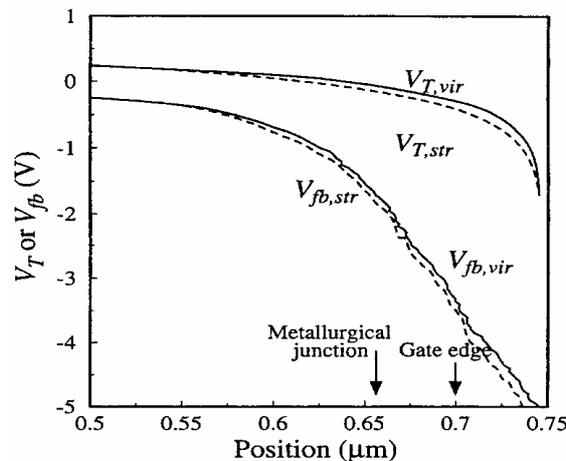


figure 2.23 : Tensions de seuil longitudinales d'un transistor MOS à canal n (LDD), avant et après contrainte par porteurs chauds [Lee96]



### **3. Extraction du profil en profondeur des défauts de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>**

**Chapitre 3**  
**Extraction du profil en profondeur**  
**des défauts de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>**



## 3.1 Dispositifs testés, modèle utilisé pour la simulation

### 3.1.1 Dispositifs testés

Au cours de ce travail, des dispositifs ayant trois provenances seront utilisés : des dispositifs provenant de SGS-Thomson (ST), d'IBM France (IBM) et de l'université de l'état de Caroline du Nord (NCSU).

Les dispositifs provenant de SGS-Thomson sont issus d'une technologie relativement ancienne ( $N_A$  ou  $N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). Ils correspondent à la mise au point d'une technologie de mémoires EEPROM et servaient de test pour l'étude de l'oxyde de grille. Ces dispositifs ont avant tout servi à la mise au point de la technique qui va être décrite dans ce chapitre. Pour cela ils présentaient quatre qualités essentielles : leur oxyde de grille est relativement épais ( $d_{ox} = 27 \text{ nm}$ ) et donc peu fragile ; les transistors les plus longs possèdent une grande surface ( $W \times L = 800 \times 4 \text{ } \mu\text{m}^2$ ) permettant des mesures de pompage de charges à basses fréquences ; dans ces mêmes transistors longs, la contribution des régions voisines de la source et du drain au courant de pompage de charges est négligeable (paragraphe 3.3.3 et 3.3.4) ; enfin des transistors de différentes longueurs sont disponibles ( $L = 4, 1,2, 1,1$  ou  $1 \text{ } \mu\text{m}$ ), ils ont permis l'étude des effets de source et de drain sur les profils mesurés.

Les dispositifs provenant d'IBM France sont issus d'une technologie CMOS  $0,5 \text{ } \mu\text{m}$  ( $d_{ox} = 13 \text{ nm}$  et  $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Il s'agit de capacités d'« overlap », en l'occurrence des capacités sur substrat p entourées d'un anneau de garde de type n. La surface des dispositifs est de  $20000 \text{ } \mu\text{m}^2$  soit  $W \approx 13000 \text{ } \mu\text{m}$  et  $L \approx 1,5 \text{ } \mu\text{m}$ . Ces dispositifs seront utilisés pour l'étude de la dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> sous injection Fowler-Nordheim.

Enfin, les dispositifs réalisés à l'université de Caroline du Nord sont des dispositifs à oxyde thermique (référence) ou à oxynitride obtenu par RTCVD. L'influence de la concentration en azote dans le film isolant sur les profils de défauts sera étudiée au paragraphe 4.1. Pour ces dispositifs,  $d_{ox} \approx 6 \text{ nm}$ ,  $N_A$  ou  $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $W = 80 \text{ } \mu\text{m}$  et  $L = 2$  ou  $5 \text{ } \mu\text{m}$ .

Dans la suite de ce travail les échantillons seront référencés par leur provenance, ST, IBM ou NCSU, suivie de leurs caractéristiques géométriques, W et L.

### 3.1.2 Modèle utilisé pour la simulation

Un certain nombre de simulations de courbes de pompage de charges va être présenté dans ce chapitre. Dans tous les cas, et sauf indication contraire, le modèle utilisé pour ces simulations est le modèle présenté dans le paragraphe 2.4.3.5.C où l'émission des porteurs vers les bandes est négligée et où les états d'interface sont supposés localisés dans le plan de l'interface. Les équations utilisées seront donc les équations 2.46 et 2.47.

## 3.2 Validité du modèle

### 3.2.1 Mécanismes limitant le courant de recombinaison

On suppose un signal de grille trapézoïdal, de polarisations  $V_h$  et  $V_l$  choisies aux maximums des courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = cte$  simulées et de temps de transition  $t_r = t_f = t_{rf}$ . Ces conditions de simulation ont été utilisées car elles serviront de base au travail expérimental qui va suivre.

La figure 3.1 compare, en fonction du logarithme des temps d'émission ( $50 \text{ ns} < t_{em,e} = t_{em,h} < 0,2 \text{ ms}$ ), les lieux d'émission,  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  (équations 2.19 et 2.20) avec les niveaux d'énergie,  $E_h$  et  $E_l$ , correspondant à la position du niveau de Fermi à l'interface pendant les polarisations  $V_h$  et  $V_l$  et les positions  $E_{vth}$  et  $E_{vfb}$  du niveau de Fermi à l'interface lorsque la tension de grille vaut  $V_{th}$  ou  $V_{fb}$ . Les amplitudes du signal de grille,  $V_{sw}$ , sont égales à 3 V (figure 3.1.a) et 0,5 V (figure 3.1.b).

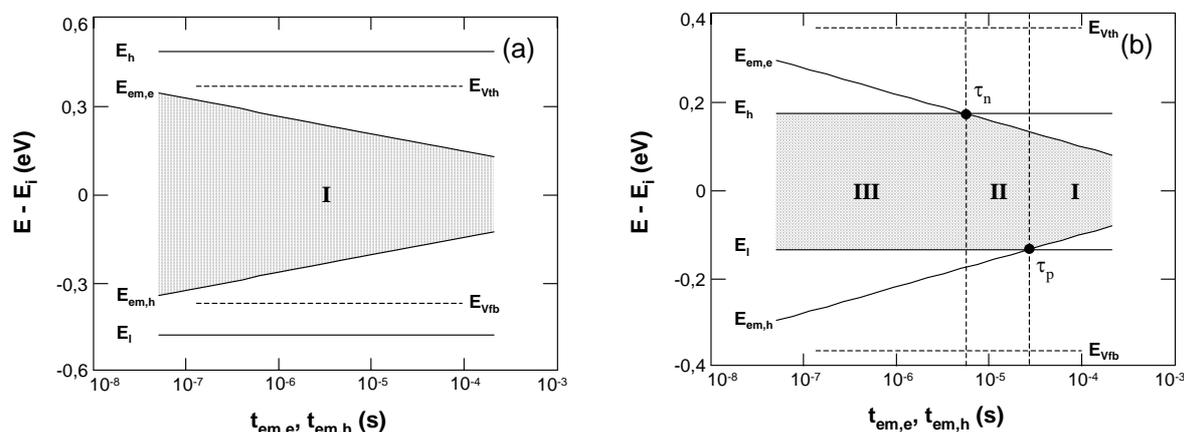


figure 3.1 : Lieux d'émission et énergies balayées par le niveau de Fermi à l'interface en fonction des temps d'émission  $t_{em,e}$  et  $t_{em,h}$  pour les électrons et les trous, dans le cas d'un transistor à canal n  
(a)  $V_{sw} = 3 \text{ V}$  et (b)  $V_{sw} = 0,5 \text{ V}$

Dans la figure 3.1.b on voit que les niveaux  $E_h$  et  $E_l$  ne sont plus symétriques par rapport à  $E_i$ , mais sont décalés vers la partie haute de la bande interdite. Cela vient du fait que le potentiel de surface,  $\phi_s$ , n'évolue pas de façon symétrique par rapport à  $\phi_s = \phi_f$ , le potentiel de Fermi. Le maximum des courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = cte$  est donc obtenu pour des impulsions non centrées sur le milieu de la bande interdite. Ce point sera discuté avec plus de détails dans le paragraphe 3.3.3.2.

Dans les deux figures, la position des niveaux  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  varie avec le logarithme des temps d'émission en donnant des droites de pente  $\pm kT$  centrées autour du niveau intrinsèque [Groe84].

Deux situations sont à considérer. La capture étant extrêmement rapide dès que  $E_h \approx E_{vth}$  et  $E_l \approx E_{vfb}$ , les temps  $t_{em,e} = t_{em,h}$  pendant lesquels les pièges émettent se réduisent à

$t_{r,f} [(V_{th} - V_{fb}) / V_{sw}]$  dès que  $E_h > E_{vth}$  et  $E_l < E_{vfb}$ , ce qui est le cas dans la figure 3.1.a [Groe84]. Les pièges n'émettent donc que pendant une partie des temps de transition et la recombinaison est alors contrôlée par  $(E_{em,e} - E_{em,h})$  (partie grisée de la figure), comme cela a déjà été discuté dans le paragraphe 2.4.3.2. En utilisant des temps de transition courts on voit que l'erreur faite en négligeant l'émission reste raisonnable :  $(E_h - E_l) / (E_{em,e} - E_{em,h}) = 1,4$  lorsque  $t_{em,e} = t_{em,h} = 50$  ns.

Si  $E_h < E_{vth}$  et  $E_l > E_{vfb}$  (figure 3.1.b), il y a capture et émission pendant les temps de transition et les niveaux haut et bas. On peut d'abord noter que le taux de remplissage des défauts situés au niveau de Fermi pendant les niveaux haut et bas est égal à 0,5. Pour ces pièges le taux d'émission est égal au taux de capture. En d'autres termes, les constantes de capture des pièges,  $\tau_n$  et  $\tau_p$ , des défauts pendant les temps haut et bas sont obtenues dans la figure 3.1.b respectivement à l'intersection de  $E_{em,e}$  et  $E_h$  et de  $E_{em,h}$  et  $E_l$ . A droite de  $\tau_n$ , les pièges sont complètement remplis en inversion alors qu'à gauche, ils ne le sont pas. Idem pour  $\tau_p$ .

Par ailleurs, malgré la légère dissymétrie des positions de  $E_h$  et  $E_l$  par rapport au centre de la bande interdite (figure 3.1.b), les constantes de capture  $\tau_n$  et  $\tau_p$  sont du même ordre de grandeur. Si l'on considère des temps de transition nuls, et vu ce qui précède, lors du passage d'un niveau à l'autre, l'émission ne se produira que pendant le temps de la capture. Deux situations sont donc à considérer. Si les temps de transition sont très inférieurs aux constantes de temps de capture des défauts, alors la capture se déroule essentiellement pendant les temps haut et bas. D'après ce qui précède, si la capture est incomplète, le lieu d'émission sera situé hors de l'intervalle  $E_h - E_l$ . Ceci correspond à région III de la figure 3.1.b si l'on prend  $t_{r,f} = 50$  ns, c'est à dire aux faibles valeurs de  $V_{sw}$  et aux temps de transition courts. Si les temps de transition sont plus longs que les constantes de temps de capture lors des niveaux haut et bas, alors ce sont eux qui vont déterminer les lieux de fin d'émission. L'axe des temps de la figure 3.1.b est alors assimilable aux temps  $t_{r,f}$ .

Finalement, dans la région I de la figure 3.1.b, les pièges sont remplis en accumulation et en inversion et par voie de conséquence les lieux d'émission sont situés à l'intérieur de la fenêtre  $(E_h - E_l)$ . Le courant de pompage de charges est contrôlé par  $(E_{em,e} - E_{em,h})$  (partie grisée de la figure) et l'erreur faite en négligeant l'émission devrait être de l'ordre de 50% à  $t_h = t_l = t_{em,e} = t_{em,h} = 2.10^{-4}$  s, soit à  $f = 2500$  Hz. Dans la région II, les pièges sont remplis en inversion, mais pas en accumulation. Le courant de pompage de charges est donc proportionnel à  $\Delta F (E_{em,e} - E_l)$ . L'erreur faite sur le courant est égale à  $(E_{em,e} - E_l) / (E_h - E_l)$ . Enfin dans la région III, les lieux d'émission ne sont jamais situés dans la fenêtre  $(E_h - E_l)$  où les pièges sont remplis. Le courant de pompage de charges est contrôlé par les niveaux  $E_h$  et  $E_l$  et par la capture. Dans cette région, l'émission ne jouant aucun rôle, les équations 2.46 et 2.47 doivent être parfaitement valables.

En conclusion, dès que les niveaux haut et bas sont respectivement supérieur et inférieur aux tensions de seuil et de bandes plates, l'erreur faite sur le courant de pompage de charges en négligeant l'émission est d'autant plus faible que les temps de transition sont courts. Lorsque les niveaux haut et bas sont respectivement inférieur et supérieur aux tensions de seuil et de bandes plates, l'erreur faite en négligeant l'émission dépend de la fréquence du signal. Elle est nulle vers les hautes fréquences mais est significative à basses fréquences. Augmenter  $V_{sw}$  revient à décaler les régions I et II vers la gauche de la figure 3.1.b. L'erreur augmente donc avec  $V_{sw}$  tant que  $V_{sw} < |V_{th} - V_{fb}|$ . On peut noter que  $|V_{th} - V_{fb}| \approx 1,3$  V pour une épaisseur d'oxyde de 10 à 20 nm.

### 3.2.2 Limites de cette approche

L'approche décrite dans le paragraphe précédent où l'on suppose les défauts localisés à l'interface, mérite d'être comparée à des résultats expérimentaux.

La figure 3.2 compare des courbes  $Q_{cp} = \ln(t_{r,f})$  simulées ( $t_{r,f} = t_r = t_f$ ) et des résultats expérimentaux pour différentes valeurs de  $V_{sw}$ . Ces courbes sont habituellement utilisées pour mettre en évidence la composante géométrique aux faibles temps de transition [Ouis91]. Elles sont utilisées ici pour mettre en évidence les mécanismes qui limitent le courant de recombinaison.

Afin de prendre en compte l'émission pendant les temps de transition, les équations (2.19) et (2.20) donnant le lieu de  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  ont été utilisées. Le courant de pompage de charges s'écrit alors :

$$Q_{cp} = qAN_{ss}\Delta F[\min(E_h, E_{em,e}) - \max(E_l, E_{em,h})] \quad (3.1)$$

Dans la figure 3.2, l'évolution de la charge recombinaison a été mesurée à deux fréquences différentes.

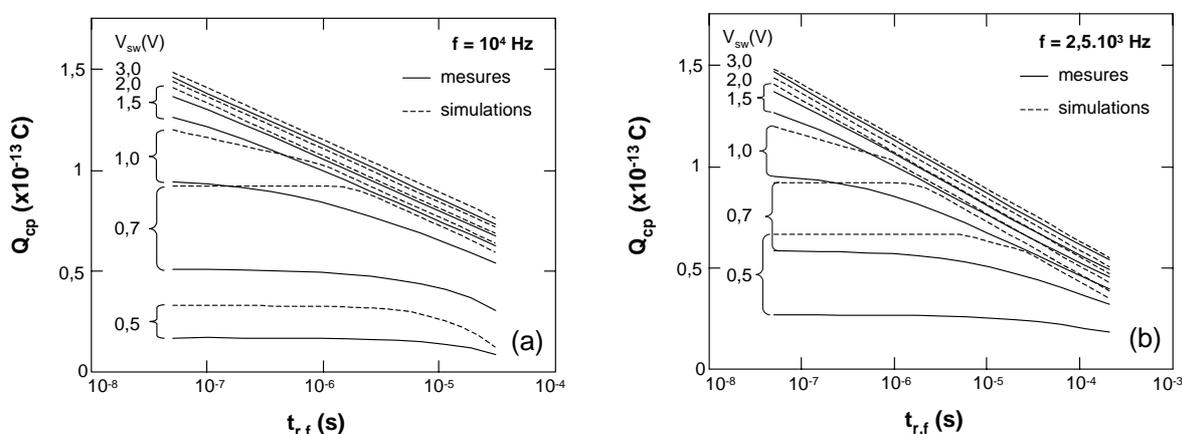


figure 3.2 : Courbes  $Q_{cp}(t_{r,f})$  expérimentales et simulées à  
 (a)  $f = 10^4$  Hz et (b)  $f = 2,5 \cdot 10^3$  Hz  
 (dispositif ST  $800 \times 4 \mu m^2$ ,  $N_{ss} = 4,8 \cdot 10^{10} eV^{-1}cm^2$ )

Deux régions sont à considérer dans ces figures : les régions pentues des courbes et les plateaux. Dans les régions pentues, si l'on s'intéresse aux courbes expérimentales et à partir des résultats du paragraphe précédent, le courant est contrôlé par l'émission et les pièges sont complètement remplis lors de la capture. Cela correspond aux régions I dans les figures 3.1.a et 3.1.b. Dans ces régions on montre aisément à partir des relations (2.19) et (2.20) que :

$$\frac{dQ_{cp}}{d \ln(t_{r,f})} = -2qAN_{ss} \frac{kT}{q} \quad (3.2)$$

Pour de faibles valeurs de  $V_{sw}$ , le courant est toujours contrôlé par l'émission pour des temps de transition longs (partie linéaire des courbes) et par le potentiel de surface et la capture pour des temps de transition courts (plateaux dans les parties gauches des courbes). Plus  $V_{sw}$  augmente et plus la région où l'émission contrôle le courant augmente (voir la figure 3.1).

En ce qui concerne la charge recombinaisonnée et pour les courbes simulées à  $V_{sw} = 0,5$  V, on note que le courant dans le plateau est plus faible dans la figure 3.2.a que dans la figure 3.2.b. La différence entre ces valeurs de courant s'explique par la différence entre les temps de capture entre les deux figures (région III de la figure 3.1.b). A  $V_{sw} = 0,7$  V le courant dans les plateaux est identique dans les deux figures. Le potentiel de surface limite le courant dans les deux cas, mais s'il est indépendant des temps de capture, c'est que les défauts sont quasiment remplis. Cette situation correspond à la région II de figure 3.1.b.

La plus forte chute du courant pour les grandes valeurs de  $t_r$ ,  $t_f$  et les faibles valeurs de  $V_{sw}$  dans la figure 3.2.a par rapport à la figure 3.2.b provient des temps de transition qui deviennent non négligeables par rapport aux temps haut et bas pendant lesquels se déroule l'essentiel de la capture.

En ce qui concerne les courbes expérimentales, on note aussi à  $V_{sw} = 0,5$  V une dépendance de la valeur du courant dans le plateau avec la fréquence du signal de grille, cependant, si les courbes simulées sont en bon accord avec les résultats expérimentaux lorsque  $V_{sw} > |V_{th} - V_{fb}| \approx 1,5$  V, le désaccord est flagrant pour les faibles valeurs de  $V_{sw}$ . Les courbes simulées donnent des courants toujours supérieurs à ceux des courbes réelles. Ce décalage pourrait alors s'expliquer par le fait que le modèle ne prend pas en compte l'émission pendant les temps haut et bas. Ces résultats seront rediscutés dans le paragraphe 3.3.2, « Validation des résultats ».

## 3.3 Extraction du profil en profondeur de la densité d'états

### 3.3.1 Extraction des profils

#### 3.3.1.1 Expressions de N<sub>t</sub> et de x

On peut rappeler l'expression de la charge recombinée, lorsque l'on suppose une distribution continue de défauts, de l'interface vers l'oxyde [Bauz96] :

$$Q_{cp} = Aq\Delta E \int_0^{d_{ox}} N_t(x) \Delta F(x) dx \quad (3.3)$$

où A est l'aire de grille, q la charge de l'électron, ΔE l'énergie balayée par le potentiel de surface, d<sub>ox</sub> l'épaisseur d'oxyde et ΔF(x) la variation de la fonction de remplissage des pièges à la distance x de l'interface :

$$\Delta F(x) = \frac{[1 - \exp(-c_n(x)/2f)][1 - \exp(-c_p(x)/2f)]}{1 - \exp[-(c_n(x)/2f) - (c_p(x)/2f)]} \quad (3.4)$$

où c<sub>n</sub>(x) et c<sub>p</sub>(x) sont les taux de capture pour les électrons et les trous en x.

A partir des équations (2.1) et (2.3), c<sub>n</sub>(x) et c<sub>p</sub>(x) s'écrivent :

$$c_n(x) = n_s \sigma_n(0) v_{th} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_e}\right) \quad \text{et} \quad c_p(x) = p_s \sigma_p(0) v_{th} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_h}\right) \quad (3.5)$$

La fonction ΔF(x) est égale à 1 jusqu'à une certaine profondeur où elle passe rapidement de 1 à 0, comme illustré dans la figure 3.3. Entre l'interface Si-SiO<sub>2</sub> et cette profondeur, les défauts capturent un électron en inversion et un trou en accumulation et contribuent donc au courant de pompage de charges. A cause de la présence des deux termes [c<sub>n</sub>(x)/2f] et [c<sub>p</sub>(x)/2f] dans le terme exponentiel du dénominateur, celui-ci décroît plus lentement avec la profondeur que ne le fait le numérateur. ΔF(x) peut donc être approchée par (voir la figure 3.3) :

$$\Delta F(x) \approx [1 - \exp(-c_n(x)/2f)][1 - \exp(-c_p(x)/2f)] \quad (3.6)$$

Si l'on suppose que la capture des électrons s'effectue sur une plus grande profondeur que celle des trous, alors le premier terme de l'équation (3.6) est égal à 1 lorsque le second décroît, c'est la capture des trous qui limite la recombinaison et la variation de la fonction de remplissage se réduit à la fonction de remplissage pour les trous :

$$\Delta F(x) \approx [1 - \exp(-c_p(x)/2f)] \quad (3.7)$$

Dans le cas inverse, elle se réduit à la fonction de remplissage pour les électrons :

$$\Delta F(x) \approx [1 - \exp(-c_n(x)/2f)] \quad (3.8)$$

Ces deux fonctions, représentées dans la figure 3.3, passent rapidement de 1 à 0 à des profondeurs  $x_e$  et  $x_h$  telles que :

$$[1 - \exp(-c_n(x_e)/2f)] = 0.5 \quad \text{et} \quad [1 - \exp(-c_p(x_h)/2f)] = 0.5 \quad (3.9)$$

d'où :

$$x_e = \lambda_e \ln\left(\frac{-c_n(0)}{\ln(0.5)2f}\right) \quad \text{et} \quad x_h = \lambda_h \ln\left(\frac{-c_p(0)}{\ln(0.5)2f}\right) \quad (3.10)$$

L'équation (3.6) peut donc se mettre sous la forme :

$$\Delta F(x) \cong [1 - \exp(-c_{n,p}(x)/2f)] \quad (3.11)$$

où  $c_{n,p}(x)$  est le taux de capture correspondant au porteur qui limite la recombinaison.

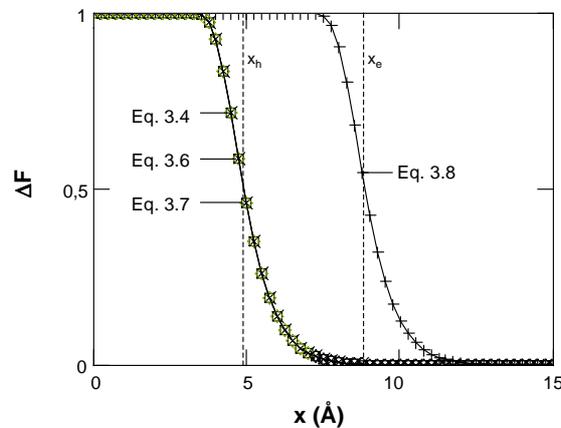


figure 3.3 : Comparaison de différentes fonctions de remplissage dans le cas où la recombinaison est limitée par la capture des trous [Mane96a]

Les taux de capture,  $c_n(x)$  et  $c_p(x)$ , dépendent de  $n_s$  et  $p_s$ , les concentrations en électrons et en trous à la surface du semiconducteur. Ces concentrations sont calculées à partir de la simulation du potentiel de surface,  $\phi_s(V_g)$ , obtenue en utilisant les équations du transistor MOS [Sze81].

Dans la figure 3.3, les polarisations ont été choisies de sorte que la concentration des électrons en inversion soit beaucoup plus grande que celle des trous en accumulation. De

cette manière et en utilisant dans les calculs des paramètres de capture identiques pour les électrons et les trous [ $\lambda_e = \lambda_h = 0,7 \text{ \AA}$ , voir équation (2.2) et  $\sigma_n(0) = \sigma_p(0) = 5.10^{-16} \text{ cm}^2$ ],  $x_e$  est supérieur à  $x_h$  et c'est la capture des trous qui limite la recombinaison.

A partir de la relation (3.11) l'équation (3.3) peut se réécrire :

$$Q_{cp} = Aq\Delta E \int_0^{d_{ox}} N_t(x) [1 - \exp(-c_{n,p}(x)/2f)] dx \quad (3.12)$$

En utilisant à la place de  $\Delta F(x)$  une fonction « marche » qui passe de 1 à 0 en  $x_m = \min(x_e, x_h)$ , l'équation (3.12) devient :

$$Q_{cp} = Aq\Delta E \int_0^{x_m} N_t(x) dx \quad (3.13)$$

avec

$$x_m = \lambda_{e,h} \ln \left( \frac{-c_{n,p}(0)}{\ln(0.5)2f} \right) \quad (3.14)$$

Si l'on dérive l'équation (3.13) par rapport au logarithme de la fréquence :

$$\frac{dQ_{cp}}{d \ln f} = \frac{dQ_{cp}}{dx_m} \frac{dx_m}{d \ln f} = Aq\Delta E N_t(x_m) \frac{dx_m}{d \ln f} \quad (3.15)$$

on trouve finalement [Mane96a] :

$$N_t(x_m) = \frac{-1}{qA\Delta E\lambda_{e,h}} \frac{dQ_{cp}}{d \ln f} \quad (3.16)$$

Cette équation est proche de celle obtenue par Declercq et Jaspers (relation 2.45). La différence essentielle est qu'elle prend en compte la capture pour les deux types de porteurs et qu'en se positionnant au maximum des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = \text{cte}$ , elle va pouvoir être utilisée pour extraire le profil de défauts et pas seulement la valeur moyenne de leur concentration.

### 3.3.1.2 Conditions expérimentales

#### A. Temps de transition

Les temps de transition,  $t_r$  et  $t_f$ , sont choisis les plus courts possibles dans les limites de l'apparition de la composante géométrique [Brug69]. Pour connaître les conditions de son apparition, on mesure l'évolution du courant avec le temps de transition  $t_{r,f} = t_r = t_f$  et avec l'amplitude de l'impulsion de grille  $V_{sw}$  [Ouis91]. L'apparition de la composante géométrique

se traduit par une augmentation du courant aux faibles valeurs de  $t_{r,f}$  dépassant celle due à l'évolution de  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$ .

La figure 3.4 représente les courbes  $Q_{cp}(t_{r,f})$  de deux transistors ST  $800 \times 4 \mu\text{m}^2$  à canal n et p. Les temps hauts et bas sont maintenus constants et égaux à 0,2 ms. Dans le cas du transistor à canal n, la composante géométrique n'est pas observée, même pour  $V_{sw} = 5 \text{ V}$  et  $t_{r,f} = 50 \text{ ns}$ . Au contraire dans le cas du transistor à canal p, une composante géométrique importante est observée pour des amplitudes supérieures à 3 V.

La différence de comportement entre les deux dispositifs s'explique par le fait que la mobilité des trous dans le silicium est plus faible que celle des électrons, typiquement  $1400 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour les électrons et  $400 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour les trous. Par la suite, et vu les amplitudes d'impulsion de grille utilisées, 1,5 à 3 V suivant l'épaisseur des oxydes des dispositifs, des temps de transition de 50 ns pourront être utilisés la plupart du temps.

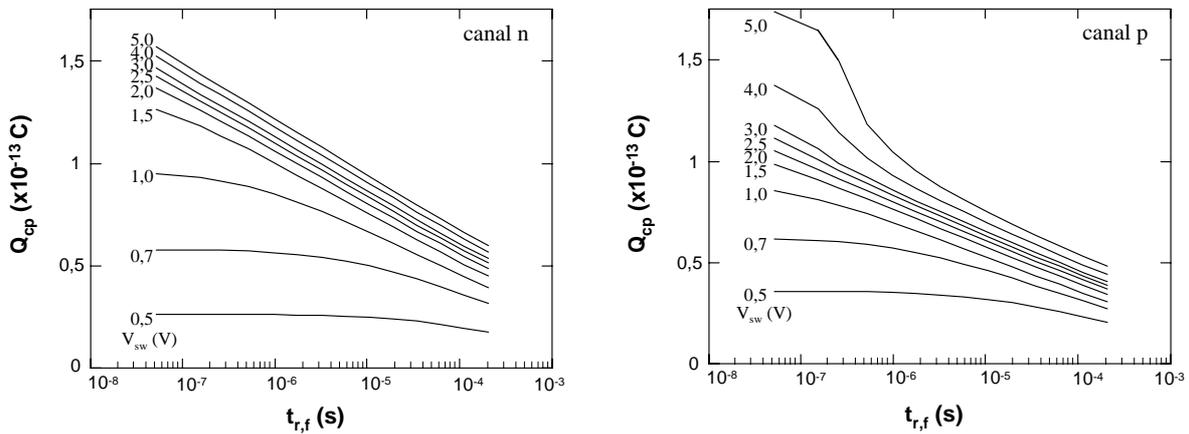


figure 3.4 : Courbes  $Q_{cp}(t_{r,f})$  des transistors ST  $800 \times 4 \mu\text{m}^2$  à canal n et à canal p

## B. Gamme de fréquences

Le courant de pompage de charges  $I_{cp}$  étant proportionnel à la fréquence du signal de grille, plus la fréquence est grande plus le signal sort du bruit. Il est donc difficile de mesurer le courant de recombinaison à basses fréquences, en particulier dans le cas de dispositifs vierges. Par ailleurs, à hautes fréquences les temps de transition, même courts, deviennent non négligeables devant la demi-période du signal et cela réduit les temps de capture. Pour  $f = 5 \text{ MHz}$  et  $t_r = t_f = 50 \text{ ns}$  on a  $t_h = t_l = 50 \text{ ns}$ . Il faut donc prendre en compte les temps réels pendant lesquels les pièges peuvent capturer et remplacer dans l'expression de  $\Delta F(x)$ ,  $[1/2f = t_h = t_l]$  par  $[1/2f - t_{r,f}]$ . La gamme de fréquences utilisables s'étendra donc de 1 kHz à 1 à 5 MHz.

### C. Tensions

En supposant une concentration maximale de porteurs, électrons ou trous à l'interface, égale à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\lambda_e = \lambda_h = 0,7 \text{ \AA}$  et  $\sigma_e = \sigma_h = 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$ , la valeur maximale de  $x_m$  est de l'ordre de  $10 \text{ \AA}$ . En fonction de ce qui a été dit sur  $\Delta F(x)$  dans le paragraphe 3.3.1.1,  $x_m$  est maximal quand  $x_m = x_e = x_h$ . Si l'on considère maintenant les courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = \text{cte}$  telles que celles présentées dans la figure 3.5, on comprend aisément qu'à faible courant dans la partie gauche des courbes,  $x_h \gg x_e$  et qu'à faible courant dans la partie droite des courbes  $x_e \gg x_h$ . C'est donc au maximum des courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = \text{cte}$  que  $x_e \approx x_h$ .

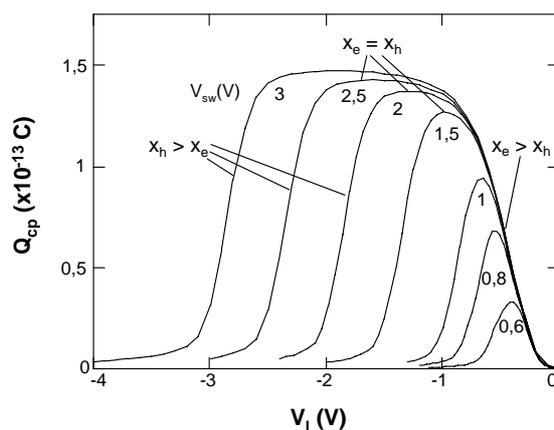


figure 3.5: Réseau de courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = \text{cte}$  (dispositif ST 800 x 4  $\mu\text{m}^2$  à canal n)

En supposant les constantes d'atténuation tunnel et les sections de capture identiques pour les électrons et les trous, dire que  $x_e = x_h$  signifie que l'on a  $c_n(0) = c_p(0)$  et donc  $n_s = p_s$ .

La valeur de  $x_m$  lorsque  $x_m = x_e = x_h$  correspondant à  $\Delta F(x) = 0,5$  est donnée par :

$$x_m = \lambda_{e,h} \cdot \ln \left( \left( \frac{-c_{n,p}(0)}{\ln(1/3)} \right) \left( \frac{1}{2f} - t_{r,f} \right) \right) \quad (3.17)$$

où l'influence des temps de transition sur les temps de capture a été prise en compte.

On doit donc pouvoir extraire le profil en profondeur des défauts d'interface des dispositifs étudiés dans de bonnes conditions en faisant varier entre 1 kHz et environ 1 MHz, la fréquence d'un signal de grille ayant pour tensions haute et basse, les tensions correspondant au maximum des courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = \text{cte}$ .

Cependant, avec la gamme de fréquences possible, la profondeur explorée n'est que de  $6 \text{ \AA}$ .  $x_m$  dépendant à la fois de la fréquence et de l'amplitude du signal de grille,  $V_{sw}$ , via  $c_{n,p}(0)$ , un réseau de courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = \text{cte}$  (figure 3.5) est mesuré à partir duquel un

nombre identique de courbes  $Q_{cp}(f)$  sont enregistrées. Hormis la variation de  $x$ , cela permet d'observer le bon ou le mauvais recouvrement des courbes entrant dans la composition du profil.

Un exemple de réseau de courbes  $Q_{cp}(f)$  est représenté dans la figure 3.6. On distingue deux régions. L'une à hautes fréquences et pour les faibles valeurs de  $V_{sw}$  où la pente augmente puis diminue lorsque la fréquence croît ; l'autre à basses fréquences ou aux fortes valeurs de  $V_{sw}$  où la pente est faible et constante.

Comme  $N_t(x)$  est proportionnel à  $dQ_{cp}/d\ln f$ , c'est-à-dire à la pente de ces courbes [équation (3.16)] et que  $x$  augmente lorsque  $V_{sw}$  augmente ou lorsque  $f$  diminue [équation (3.14)], les parties à basses fréquences où la pente est faible correspondent à un  $x$  grand et à une faible densité de défauts, les parties à hautes fréquences où la pente est importante et variable, correspondent à un  $x$  petit et à une densité de défauts importante.

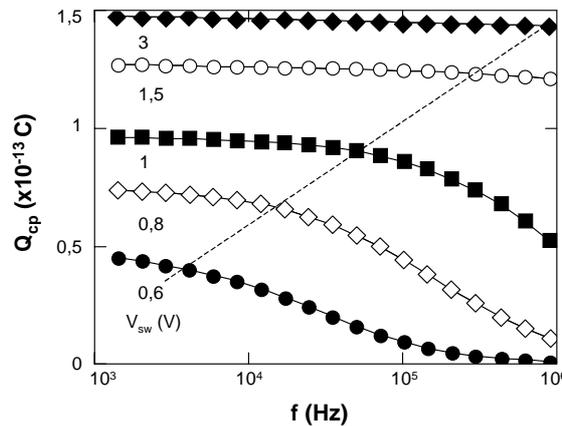


figure 3.6 : Réseau de courbes  $Q_{cp}(f)$  pour différentes amplitudes de  $V_{sw}$

### 3.3.1.3 Extraction des profils

#### A. Ajustement des tensions de seuil

En utilisant les relations (3.16) et (3.17) et des courbes telles que celles de la figure 3.6, on obtient les profils de la figure 3.7. Pour le calcul des concentrations de porteurs,  $n_s$  et  $p_s$  intervenant dans le calcul de  $x_m$ , c'est la tension de seuil statique obtenue à partir de la pente de la courbe  $Y = I_d/g_m^{0,5}$  [Ghib88], qui est utilisée pour positionner les courbes  $\varphi_s(V_g)$ .

La figure 3.7 suggère une concentration volumique de pièges constante en direction de l'oxyde ( $x > 0$ ) et montre une augmentation de la concentration vers l'interface Si-SiO<sub>2</sub> ( $x \approx 0$ ). Cependant, certaines courbes sont légèrement décalées les unes par rapport aux autres et l'augmentation de la concentration à l'approche de l'interface se poursuit pour les valeurs de  $x$  négatives, c'est-à-dire dans le silicium.

Concernant le premier point, les courbes  $Q_{cp}(f)$  sont mesurées au maximum des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  où il a été supposé que  $x_e = x_h$  et que cela correspondait à  $n_s = p_s$ . La simulation du potentiel de surface montre que cela n'est pas tout à fait le cas et que  $p_s$  obtenu par la simulation est très généralement supérieur à  $n_s$  au maximum de ces courbes. La tension de seuil est donc diminuée de façon à avoir  $n_s = p_s$  aux polarisations utilisées pour la mesure des courbes  $Q_{cp}(f)$ .

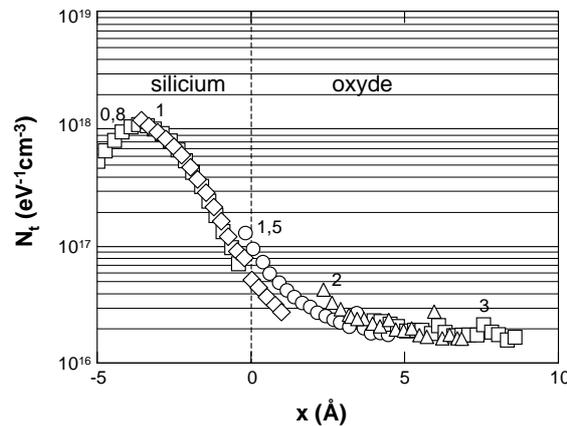


figure 3.7 : Profil de pièges obtenu à partir des mesures  $Q_{cp}(f)$  de la figure 3.6 (dispositif ST 800 x 4  $\mu\text{m}^2$  à canal n)

Cette correction peut se justifier si l'on prend en compte le fait que la tension de seuil statique correspond à la circulation d'un courant dans le transistor, courant limité par la région du transistor où ce seuil est le plus haut (pour un dispositif à canal n). Le courant de pompage de charges prend en compte, lui, le potentiel de surface moyen le long du canal. Le décalage entre le  $\phi_s(V_g)$  « calé » sur la tension de seuil statique et celui correspondant au pompage de charges pourrait s'expliquer par la contribution des régions de source et de drain du transistor où la tension de seuil est plus basse que dans la partie centrale du canal. Ce point sera discuté dans les paragraphes 3.3.3.2 et 3.3.3.3.

Dans le paragraphe 3.3.3.3, il sera montré que pour les transistors ST 800 x 4  $\mu\text{m}^2$ , la contribution des régions de source et de drain en courant de pompage de charges est en général négligeable. Le fait que le maximum des courbes de pompage de charges ne corresponde pas à  $n_s = p_s$  sur la simulation de  $\phi_s(V_g)$  peut alors provenir d'une différence entre les propriétés de capture des pièges pour les électrons et les trous.

Les ajustements de tension de seuil et de bandes plates nécessaires pour être cohérent avec le modèle ( $n_s = p_s$  au maximum des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$ ) sont présentés en fonction de  $V_{sw}$  dans la figure 3.8.a et le profil obtenu après ajustement dans la figure 3.8.b. On constate que les courbes se superposent de manière excellente et que l'ajustement de  $V_{th}$  est quasiment constant, ce qui exclut la contribution des régions de source et de drain (voir le paragraphe 3.3.3.3). Cet ajustement a donc une réelle signification physique.

Ce type d'ajustement a été réalisé pour de nombreux dispositifs. En général les tensions de seuil ajustées varient peu en fonction de l'amplitude du signal (rarement au delà de 0,1 ou 0,2 V pour  $0,6 < V_{sw} < 3$  V). Si on les interprète en termes de différence de sections de capture des pièges pour les électrons et les trous, cela correspond à une section de capture plus faible pour les trous que pour les électrons, en accord avec la littérature [Schu82], [Hadd88b], [Saks90].

Le fait, aux ajustements de tension de seuil près, qu'en faisant varier  $x$ , soit en jouant sur la fréquence, c'est-à-dire en jouant sur les temps de capture, soit en jouant sur  $V_{sw}$ , c'est-à-dire en jouant sur les taux de capture, on obtienne les mêmes profils de défauts montre que la statistique de Shockley-Read-Hall sur laquelle repose le modèle, s'applique à la capture des défauts, à l'interface comme en direction de l'oxyde. Le bon recouvrement des profils signifie aussi que les concentrations de défauts et les sections de capture ne varient pas de façon importante avec l'énergie.

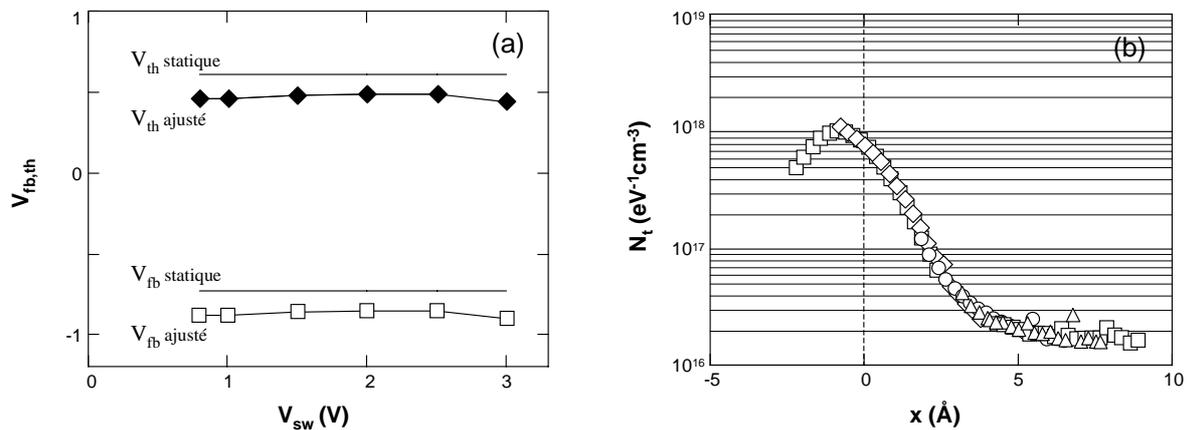


figure 3.8 : (a) Tensions de seuil et de bandes plates statiques et ajustées pour avoir  $n_s = p_s$  au maximum des courbes de pompage de charges et (b) profils correspondants

## B. Ajustement des sections de capture à l'interface

Après ajustement des tensions de seuil, on constate d'une part que le maximum de la concentration de défauts est proche de l'interface mais pas exactement à l'interface et d'autre part qu'il existe toujours une décroissance de la concentration au delà de ce maximum.

Concernant le premier point, c'est à l'interface où il faut s'attendre à trouver la concentration maximale de défauts. Dans le calcul de la profondeur  $x$ , les sections de capture à l'interface pour les électrons et les trous ne sont pas connues a priori. Comme  $x$  ne dépend que du logarithme de  $\sigma(0)$ , augmenter  $\sigma(0)$  c'est déplacer le profil en direction de l'oxyde. Un changement d'un facteur 10 de la section de capture décale le profil d'environ  $1,6 \text{ \AA}$  si  $\lambda_{e,h} = 0,7 \text{ \AA}$ .

La section de capture  $\sigma_e(0) = \sigma_h(0)$  des pièges du dispositif étudié dans les figures 3.7 et 3.8 est donc augmentée de façon à ce que le maximum de densité de défauts se situe à l'interface. La section de capture  $\sigma_e(0)$  vaut alors  $1,7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ . Le résultat est présenté dans la figure 3.9.

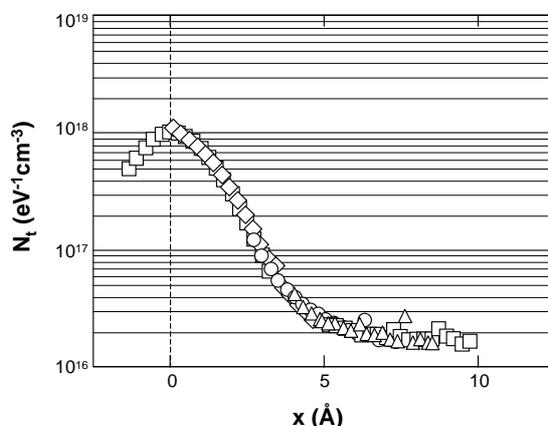


figure 3.9 : Profil après ajustements de la tension de seuil et de la section de capture à l'interface

### C. Correction à l'interface

La décroissance du profil pour des valeurs négatives de  $x$  n'est pas réaliste. Elle vient du fait que la fonction  $\Delta F(x)$  ne chute pas de manière abrupte à  $x_m$ , comme supposé dans le modèle. La figure 3.10.a montre cette fonction lorsque  $x_m$  est proche de 0. On voit qu'elle passe de 1 à 0 sur environ  $2,5 \text{ \AA}$ . Pour une profondeur de recombinaison  $x_m$  très faible, une fraction seulement des pièges situés à l'interface participe à la recombinaison ( $\Delta F(0) < 1$ ). De même, on conçoit bien, à partir de la figure 3.10, que lorsque  $x$  est négatif, une fraction des pièges situés au voisinage de l'interface contribue toujours au courant ( $0 < \Delta F(0) < 0,5$ ), d'où la présence d'une concentration apparente de défauts « dans le silicium » dans la figure 3.9. La densité de pièges n'est donc pas correctement prise en compte au voisinage de l'interface. La correction consiste à diviser la concentration apparente mesurée par  $\Delta F(0)$  et à stopper le profil en  $x = 0$  où  $\Delta F = 0,5$  [Mane98]. On obtient alors le profil de la figure 3.10.b.

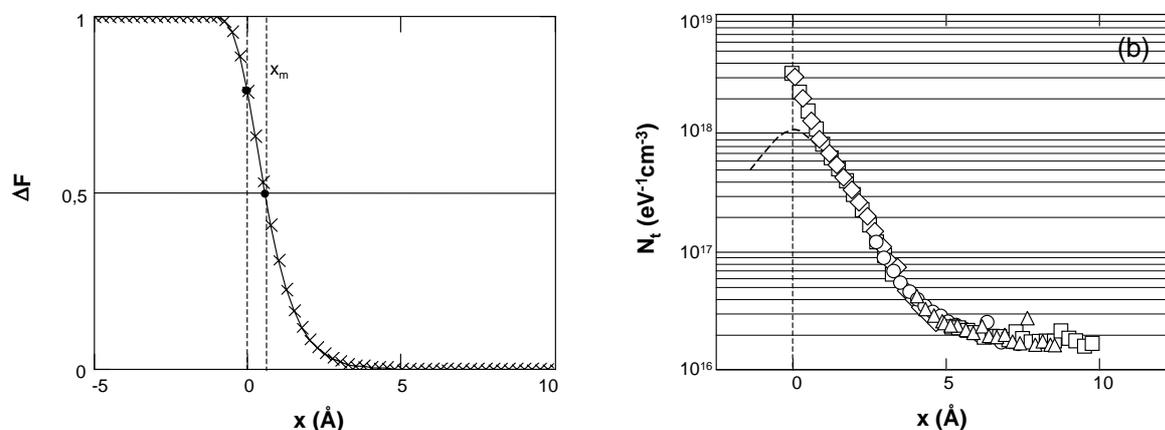


figure 3.10 : (a) Variations de la fonction de remplissage des pièges pour  $x_m < 1 \text{ \AA}$   
(b) profil final après correction à l'interface

#### D. Lissage des profils

La qualité des courbes de la figure 3.10.b peut laisser croire qu'il n'y a besoin d'aucun traitement supplémentaire pour obtenir les profils. Si la méthode n'est pas en cause, dans de nombreux cas les profils obtenus sont moins parfaits que cela. Cela peut provenir de la surface relativement petite du dispositif et du bruit sur le courant mesuré ou bien du fait que les hypothèses utilisées pour le modèle ne sont que partiellement vérifiées (variations possibles de la concentration de défauts ou des sections de capture avec l'énergie en particulier). Certains de ces écarts à la bonne superposition des courbes seront présentés dans le paragraphe 4.1. C'est pourquoi, les profils sont lissés en utilisant la méthode des moindres carrés.

##### 3.3.1.4 Paramètres du profil

Le profil obtenu dans la figure 3.10.b présente une décroissance exponentielle de la concentration, de l'interface vers l'oxyde, suivi d'un plateau au-delà de 5 Å environ. Il est de la forme :

$$N_t(x) = N_{ts} \exp\left(-\frac{x}{d}\right) + N_{t0} \quad (3.18)$$

où  $N_{ts}$  est la densité de pièges à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>,  $N_{t0}$  la densité de pièges dans le plateau en direction de l'oxyde, et  $d$  la longueur caractéristique de la décroissance de la concentration au voisinage de l'interface.

Les valeurs de  $d$  sont de l'ordre de l'angström (figure 3.11).  $N_{ts}/N_{t0}$  est de l'ordre de 100 dans le cas des transistors MOS à canal n ou p à oxyde de grille préparé par oxydation thermique. Les valeurs de  $\sigma(0)$  obtenues après ajustement du maximum de concentration à l'interface sont de l'ordre de  $10^{-16} \text{ cm}^2$ , en accord avec la littérature [Schu82], [Hadd88b], [Saks90].

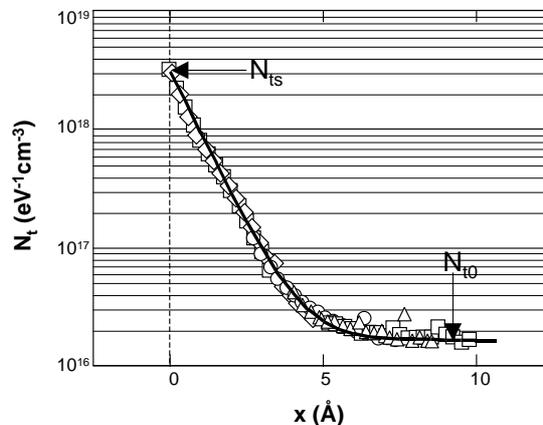


figure 3.11 : Profil de pièges approché par la fonction  $N_{ts} \exp(-x/d) + N_{t0}$   
 $\sigma(0) = 1,7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ ,  $d = 0,9 \text{ Å}$

### 3.3.1.5 Influence de certains paramètres sur les profils

#### A. Temps de transition

Il a été vu au paragraphe 3.2.1 et en supposant les défauts localisés dans le plan de l'interface, que négliger l'émission n'introduisait pas une erreur importante sur le courant lorsque  $V_{sw} > |V_{th} - V_{fb}|$  et que l'erreur dépendait de la fréquence et pouvait être importante à basse fréquence lorsque  $V_{sw} < |V_{th} - V_{fb}|$ .

Cependant, la simulation des résultats expérimentaux n'était pas satisfaisante. Il s'agit ici de voir directement l'influence des temps de transition sur les profils mesurés. La figure 3.12.a montre l'évolution de la charge recombinaisonnée avec la fréquence pour des impulsions ayant des temps de transition égaux à 50, 100, 200 et 300 ns.

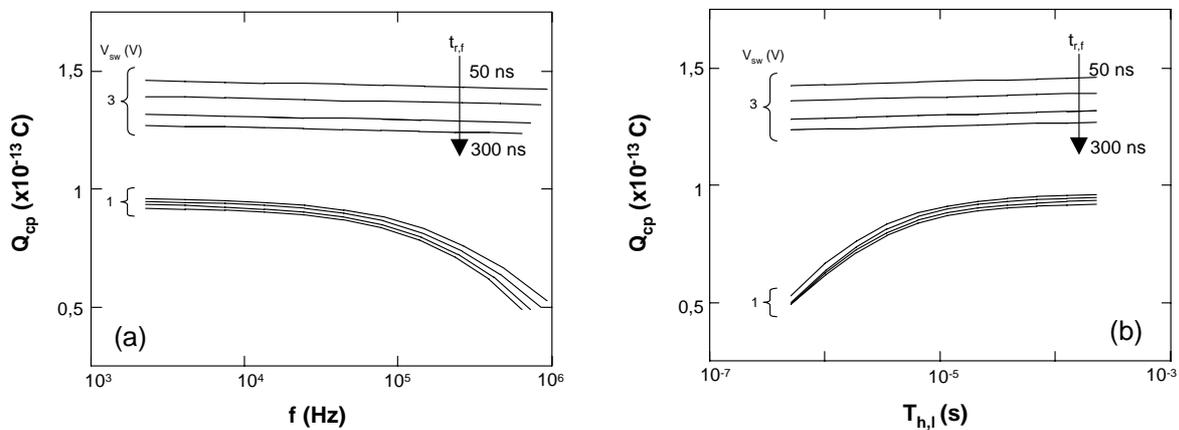


figure 3.12 : Influence des temps de transition sur la charge recombinaisonnée, (a) en fonction de la fréquence, (b) en fonction des durées hautes ou basses du signal de grille, ( $t_{r,f} = 50, 100, 200$  et  $300$  ns)

Augmenter les temps de transition, c'est favoriser l'émission et diminuer la charge totale recombinaisonnée (figure 3.12.a) [Groe84]. A  $V_{sw} = 1$  V, l'écart entre 2 courbes correspondant à des temps de transition différents est constant sur une grande gamme de fréquences, puis augmente à hautes fréquences lorsque les temps de transition ne sont plus négligeables par rapport aux temps haut et bas. Cela n'est pas surprenant, puisqu'aux faibles valeurs de  $V_{sw}$  et à haute fréquence, le courant est limité par la capture.

A partir des mêmes données expérimentales que dans la figure 3.12.a, mais en représentant la charge recombinaisonnée en fonction des temps hauts ou bas durant lesquels s'effectue la capture, les écarts entre les courbes de même amplitude varient très peu (figure 3.12.b). Cela justifie la correction introduite en 3.3.1.2.B consistant à remplacer  $[1/2f = t_{h,l}]$  par  $[1/2f - t_{r,f}]$  dans l'expression de  $\Delta F(x)$ . Les profils correspondants sont représentés sur la figure 3.13.

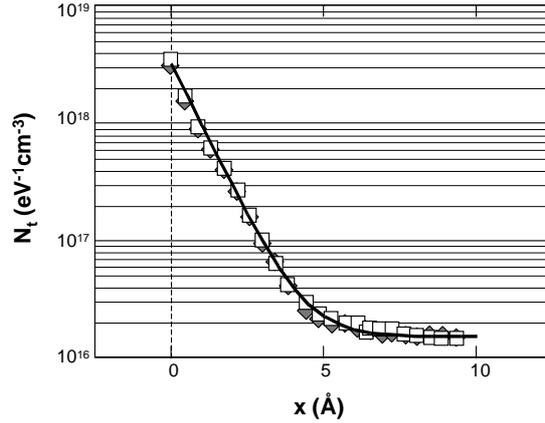


figure 3.13 : Profils de pièges pour différents temps de transition,  
 □ : 50 ns, ◆ : 300 ns

Une étude similaire a été réalisée avec des temps de transition plus courts de 20 ns, 28 ns et 36 ns. Elle a abouti à la même conclusion, même si à l'époque les profils n'étaient pas extraits jusqu'à l'interface [Mane96a]. On voit que les profils ne sont pas du tout affectés par le changement des temps de transition. Cela est à comparer à la variation de 25 % de la valeur de  $(E_{em,e} - E_{em,h})$  lorsque  $t_{r,f}$  passe de 20 à 300 ns.

Si l'on suppose que l'émission se fait directement des défauts vers les bandes et que la section de capture à l'émission décroît aussi avec la profondeur dans l'oxyde selon l'équation 2.3 (émission thermoionique), alors, à partir des équations 2.19 et 2.20,  $E_{em,e}(x)$  et  $E_{em,h}(x)$  s'écrivent :

$$E_{em,e}(x) = E_{em,e}(0) + kT \frac{x}{\lambda} \quad (3.19)$$

$$E_{em,h}(x) = E_{em,h}(0) - kT \frac{x}{\lambda} \quad (3.20)$$

La figure 3.14 reprend, pour  $V_{sw} = 1$  V, les types de schémas déjà présentés dans la figure 3.1 et compare, en utilisant les équations (3.19) et (3.20), les lieux d'émission à l'interface et à une profondeur de 4 Å. On voit très bien que là où, à l'interface l'émission joue un rôle important (région I de la figure 3.1), elle joue un rôle beaucoup moins important à 4 Å de l'interface pour la même gamme de fréquences : la région III de la figure 3.1 s'étend vers les basses fréquences (ou vers les temps d'émission longs) avec la profondeur x dans l'oxyde.

En poursuivant cette approche, il est alors possible, en fonction des conditions de mesure des profils de voir si, pour une valeur de  $V_{sw}$  donnée et à une fréquence de mesure donnée, l'émission joue un rôle à la profondeur,  $x_m$ , où la concentration de défauts est mesurée.

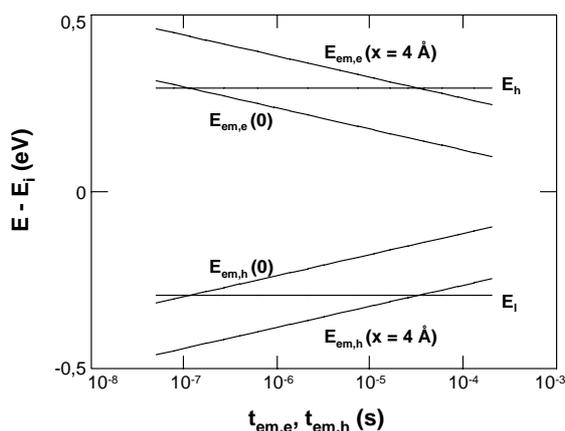


figure 3.14 : Lieux d'émission à l'interface et à  $x = 4 \text{ \AA}$  en fonction des temps d'émission et pour  $V_{sw} = 1 \text{ V}$

Les figures 3.15 et 3.16 reprennent les paramètres présentés dans les figures 3.1 et 3.14,  $E_h$ ,  $E_l$ ,  $E_{em,e}(0)$ ,  $E_{em,h}(0)$ , mais la fréquence du signal de grille est utilisée pour l'axe des abscisses. Pour cela on assimile les temps d'émission pendant les temps haut et bas à la demi période du signal, ce qui surestime la contribution de l'émission au courant de pompage (voir le paragraphe 3.2.1). Sont représentés aussi sur ces figures les lieux possibles d'émission donnés par les relations (3.19) et (3.20) et correspondant à la profondeur  $x_m$  où les pièges sont mesurés. La figure 3.15 correspond à  $V_{sw} = 3 \text{ V}$  alors que la figure 3.16 correspond à  $V_{sw} = 1 \text{ V}$  (figure 3.16.a) et  $0,7 \text{ V}$  (figure 3.16.b).

Dans la figure 3.15,  $V_{sw} > |V_{th} - V_{fb}|$ , l'émission ne se produit que pendant les temps de transition, les positions de  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  à l'interface,  $E_{em,e}(0)$  et  $E_{em,h}(0)$ , ne varient donc pas avec la fréquence. Par contre comme  $x_m$  diminue quand  $f$  augmente, les lieux d'émission à  $x_m$  pour  $t_{r,f}$  égal à 50 et 300 ns se rapprochent de  $E_{em,e}(0)$ ,  $E_{em,h}(0)$  mais restent toujours respectivement au-delà et en deçà de  $E_h$  et  $E_l$  : l'émission ne joue aucun rôle sur les profils mesurés à  $V_{sw} = 3 \text{ V}$ .

A  $V_{sw} = 1 \text{ V}$  et  $0,7 \text{ V}$ , l'émission concurrence la capture pendant les temps haut et bas,  $E_{em,e}(0)$  et  $E_{em,h}(0)$  dépendent donc de la fréquence. A  $V_{sw} = 1 \text{ V}$ , dans la partie gauche de la figure,  $[E_{em,e}(0) - E_{em,h}(0)] < (E_h - E_l)$ , les pièges sont remplis à l'interface et c'est l'émission qui contrôle le courant à l'interface. Dans la partie droite de la courbe, là où  $[E_{em,e}(0) - E_{em,h}(0)] > (E_h - E_l)$ , c'est la capture qui limite la recombinaison et les défauts ne sont que partiellement remplis. Comme  $x_m$ , les lieux potentiels d'émission ne dépendent pas des temps de transition tant que ceux-ci restent très inférieurs à la demi-période du signal de grille. Lorsque  $f$  augmente, ils restent quasi-constants, ce sont  $[E_{em,e}(x_m) - E_{em,e}(0)]$  et  $[E_{em,h}(x_m) - E_{em,h}(0)]$  qui diminuent. Enfin à  $V_{sw} = 0,7 \text{ V}$  les mêmes mécanismes se produisent mais lorsque  $x_m = 0$ ,  $E_{em,e}(x_m) = E_{em,e}(0)$  et  $E_{em,h}(x_m) = E_{em,h}(0)$ . Dans aucune des situations, les lieux possibles d'émission à  $x_m$  ne croisent les niveaux  $E_h$  et  $E_l$  entre lesquels les pièges ont été remplis. L'émission, si elle joue un rôle sur le courant global de pompage de charges, n'en joue aucun sur les profils.

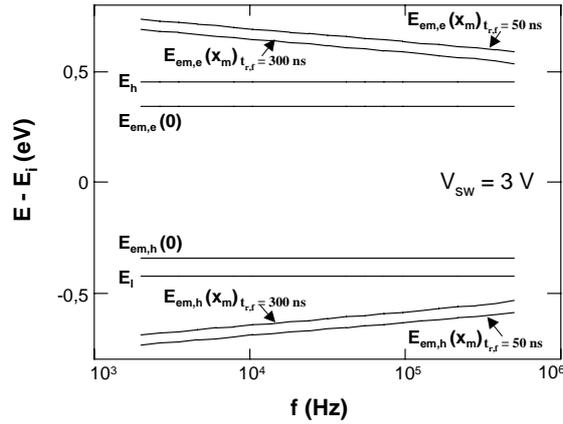


figure 3.15 : Evolutions en fonction de la fréquence du signal de grille des lieux d'émission à l'interface et à  $x_m$  obtenu dans les mêmes conditions que pour les profils pour  $t_{r,f}$  égal à 50 et 300 ns et  $V_{SW} = 3$  V

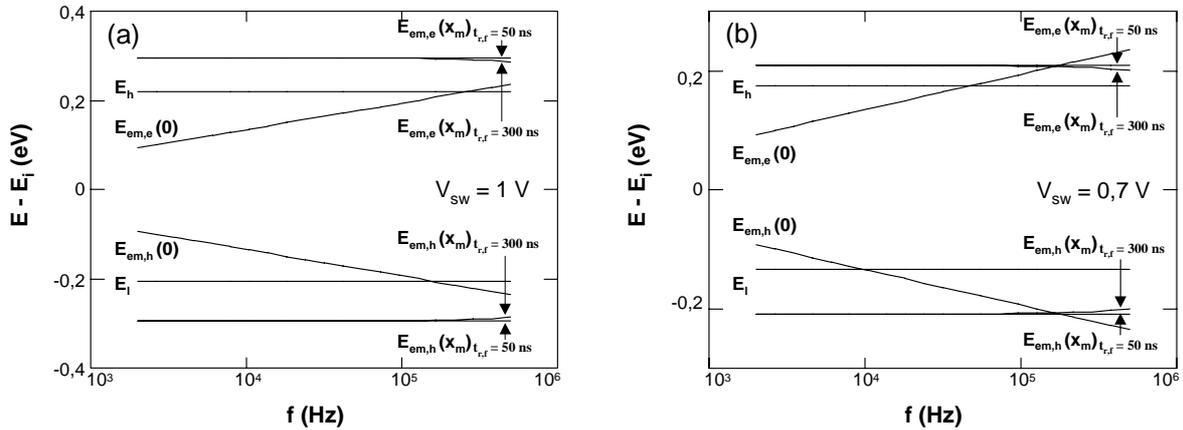
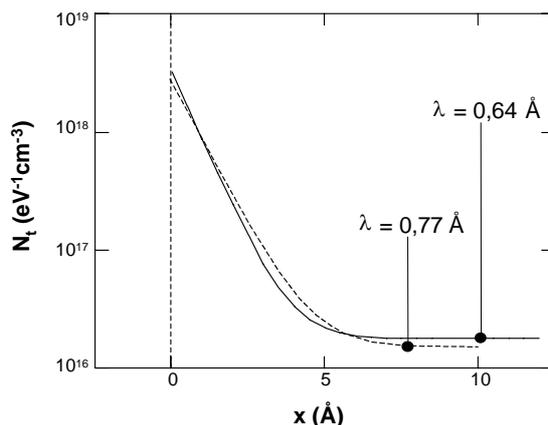


figure 3.16 : Evolutions en fonction de la fréquence du signal de grille des lieux d'émission à l'interface et à  $x_m$  obtenu dans les mêmes conditions que pour les profils pour  $t_{r,f}$  égal à 50 et 300 ns (a)  $V_{SW} = 1$  V et (b)  $V_{SW} = 0,7$  V

## B. Influence du paramètre $\lambda$

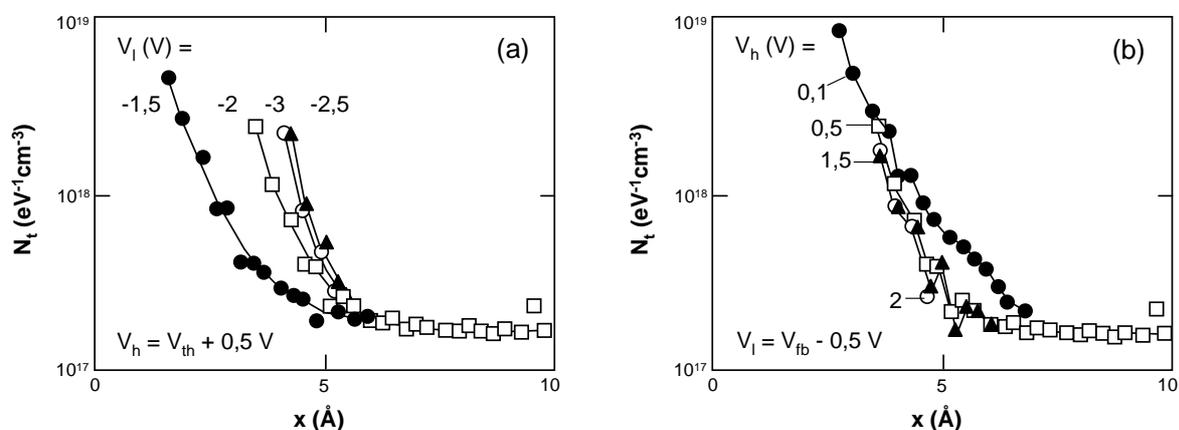
La valeur du coefficient d'atténuation tunnel utilisée est  $\lambda = \lambda_e = \lambda_h = 0,7$  Å. C'est une valeur située entre celles calculées pour les électrons et les trous :  $\lambda_e = 0,77$  Å et  $\lambda_h = 0,64$  Å avec  $\phi_e = 3,25$  eV et  $\phi_h = 4,65$  eV et  $m_e = m_h = 0,5 m_0$ . Afin d'avoir une image de l'erreur commise en prenant une valeur moyenne de  $\lambda$ , deux profils calculés pour  $\lambda = 0,77$  Å et  $0,64$  Å sont représentés dans la figure 3.17.

Les différences observées entre ces courbes s'expliquent à partir des équations (3.16) et (3.17). La profondeur de recombinaison,  $x_m$ , est proportionnelle à  $\lambda$  et la densité volumique de pièges est proportionnelle à  $1/\lambda$ . Lorsque  $\lambda$  augmente,  $x$  augmente, le profil s'étire en direction de l'oxyde et  $N_t$  diminue dans le plateau.


 figure 3.17 : Influence du facteur d'atténuation  $\lambda$  sur les profils

Pour vérifier si  $\lambda_e$  et  $\lambda_h$  sont proches, des profils ont été réalisés en choisissant les polarisations hautes et basses de façon non plus à avoir  $x_e = x_h$ , mais à introduire des dissymétries de capture entre les électrons et les trous [Mane96a].

Sur la figure 3.18, les profils ont été obtenus en faisant varier une polarisation et en fixant l'autre. De cette manière on change le type de porteurs qui limite la recombinaison. En fixant  $V_h = V_{th} + 0,5$  V et en diminuant  $V_l$ , la recombinaison doit être d'abord limitée par la capture des trous pour de fortes valeurs de  $V_l$ , puis par celle des électrons pour de faibles valeurs de  $V_l$  (figure 3.18.a). De même en fixant  $V_l = V_{fb} - 0,5$  V et en augmentant  $V_h$ , la recombinaison doit être d'abord limitée par la capture des électrons pour de faibles valeurs de  $V_h$ , puis par celle des trous pour de fortes valeurs de  $V_h$  (figure 3.18.b). Comme la concentration de défauts dépend du mécanisme limitant, au travers de  $\lambda_{e,h}$ , les valeurs de  $N_t$  obtenues devraient changer si  $\lambda_e$  et  $\lambda_h$  diffèrent de façon significative. Les profils de la figure 3.18, qui tendent vers la même valeur pour la concentration dans le plateau montrent que ce n'est pas le cas.


 figure 3.18 : Profils mesurés en gardant une polarisation constante et en faisant varier l'autre [Mane96a] (dispositif ST 800 x 4  $\mu\text{m}^2$  contraint par injection Fowler-Nordheim par la grille,  $Q_{inj} = 10^{17}$  q cm<sup>-2</sup>)

### 3.3.2 Validation des résultats

#### 3.3.2.1 Intégration des profils

En considérant que la charge recombinée résulte de la contribution d'un continuum de pièges depuis l'interface jusqu'à une certaine profondeur  $x_m$  dans le volume de l'oxyde, la densité d'états d'interface mesurée par pompage de charges de manière classique pour une valeur donnée de  $V_{sw}$  [Groe84], doit donc être retrouvée en intégrant les profils :

$$N_{ss}(V_{sw}) = \int_0^{x_m(V_{sw})} N_t(x) \Delta F(x) dx \quad (3.21)$$

La figure 3.19 compare les valeurs de  $N_{ss}$  mesurées à partir des courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = \text{cte}$  et à une fréquence de 10 kHz à celles trouvées après avoir intégré le profil jusqu'à la valeur de  $x_m$  correspondante.

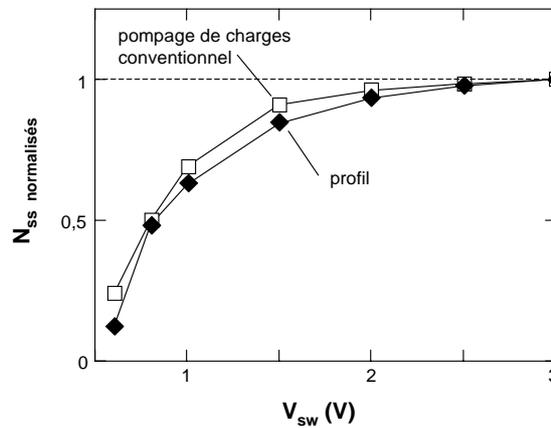


figure 3.19 : Comparaison des densités d'états d'interface obtenues par pompage de charges conventionnel et par intégration des profils en fonction de  $V_{sw}$

On constate que le  $N_{ss}$  « intégré » suit de très près le  $N_{ss}$  mesuré en valeurs relatives. Les valeurs absolues des  $N_{ss}$  obtenues en intégrant les profils sont cependant toujours légèrement inférieures, dans un facteur compris entre 1 et 2, aux valeurs mesurées par pompage de charge conventionnel. Dans le cas du profil de la figure 3.19, la valeur de  $N_{ss}$  mesurée classiquement est  $N_{ss} = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  alors que l'intégration du profil donne  $N_{ss} = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

La figure 3.19 montre que dès que  $V_{sw} > |V_{th} - V_{fb}| \approx 1,4 \text{ V}$ , 85% des états d'interface contribuent au courant du pompage de charges. Ceci explique pourquoi le caractère non abrupte de l'interface (défauts distribués et non situés dans le plan de l'interface) ait été très long à clairement mettre en évidence à partir de mesures électriques. Cela justifie aussi dans une certaine mesure que l'on puisse considérer les défauts de la couche d'interface comme localisés dans son plan. On peut aussi remarquer que la densité d'états d'interface obtenue après intégration des profils, est la même, quelle que soit la valeur de  $\lambda$  dans les relations (3.16) et (3.17), car le produit de  $N_t$  par  $x$  est indépendant de  $\lambda$ .

### 3.3.2.2 Simulation des courbes $Q_{cp}(t_{r,f})$

Il a été vu au paragraphe 3.2.2, et en supposant les défauts localisés à l'interface, que la simulation des courbes  $Q_{cp}(t_{r,f})$  expérimentales n'était pas satisfaisante aux faibles valeurs de  $V_{sw}$  (voir la figure 3.2).

La figure 3.20 reprend les résultats expérimentaux de la figure 3.2 et les compare avec des courbes simulées obtenues en prenant en compte le profil de défauts  $N_t(x) = N_{ts} \exp(-x/d) + N_{t0}$  mesuré sur le dispositif et en utilisant l'équation (3.3). L'amélioration du « fitting » des courbes expérimentales aux faibles valeurs de  $V_{sw}$  est flagrante. Elle vient du fait que c'est aux faibles valeurs de  $V_{sw}$  que la partie exponentielle du profil qui contient la plus grande partie des défauts d'interface, se remplit. Si les défauts étaient dans le plan de l'interface, leur remplissage s'effectuerait beaucoup plus rapidement, d'où une sur-évaluation du courant simulé dans la figure 3.2.

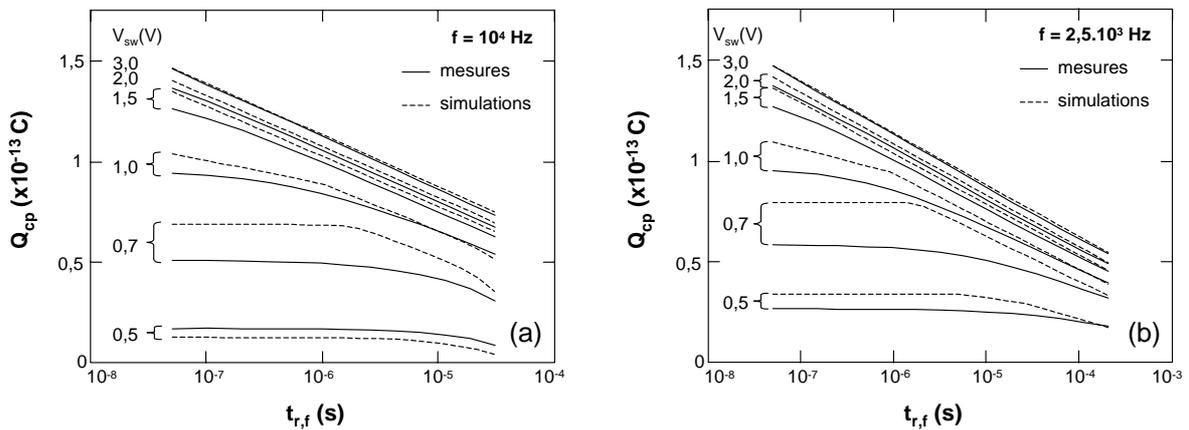


figure 3.20 : Courbes  $Q_{cp}(t_{r,f})$  expérimentales et simulées ( $N_{ts} = 3.10^{18} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$ ,  $N_{ts}/N_{t0} = 100$ ,  $d = 1 \text{ \AA}$ )  
 (a)  $f = 10^4 \text{ Hz}$  et (b)  $f = 2,5.10^3 \text{ Hz}$   
 (dispositif ST 800 x  $4 \mu\text{m}^2$  à canal n)

### 3.3.2.3 Comparaison avec la spectroscopie de bruit

Les figures 3.21 et 3.22 comparent les profils mesurés par pompage de charges avec les valeurs de  $N_t$  extraites de mesures de bruit en utilisant la relation (2.5), dite de McWhorter [McWh57].

Les spectres de bruit ont été mesurés pour des tensions de grille,  $V_g$ , variant de l'inversion faible à l'inversion forte par pas de 0,1 V, tandis que la tension de drain,  $V_d$ , est égale à  $\pm 0,1 \text{ V}$  selon le type de transistor (canal n ou p). Le bruit est étudié dans la gamme 1-200 Hz. Dans le cas du transistor à canal n,  $V_{th} = 0,55 \text{ V}$  et  $V_g$  varie de 0,1 à 0,6 V, tandis que dans le cas du transistor à canal p,  $V_{th} = -0,91 \text{ V}$  et  $V_g$  varie de -0,7 à -1,1 V.

Le dispositif à canal n de la figure 3.21 a subi une injection Fowler-Nordheim par la grille ( $Q_{inj} = 10^{17} \text{ q cm}^{-2}$ ). En comparant le profil de la figure 3.21.a à ceux des figures 3.11 et 3.13 mesurés sur un dispositif vierge, on voit l'augmentation de la concentration de défauts résultant de l'injection.

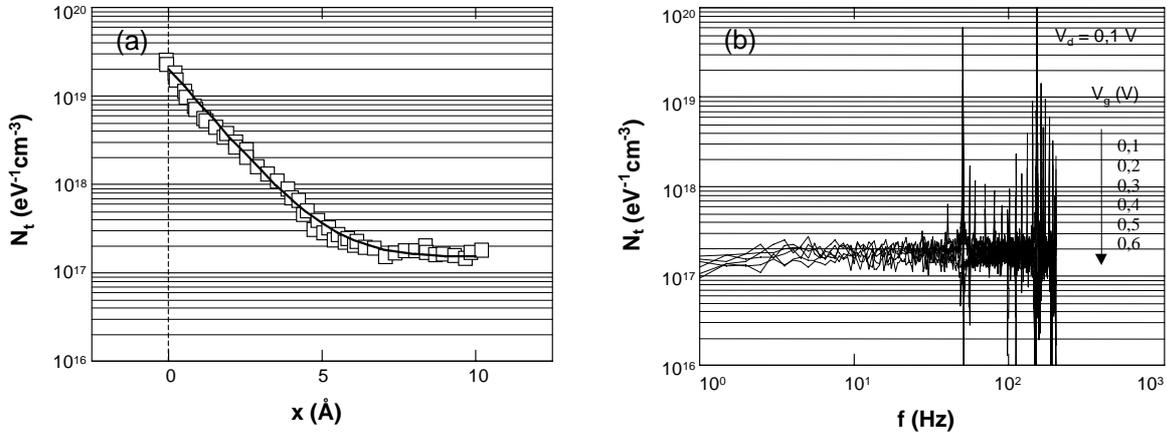


figure 3.21 : Densités volumiques de pièges obtenues par (a) pompage de charges et (b) mesures de bruit (dispositif ST 800 x 4 μm<sup>2</sup> à canal n contraint par injection Fowler-Nordheim par la grille,  $Q_{inj} = 10^{17} \text{ q cm}^{-2}$ )

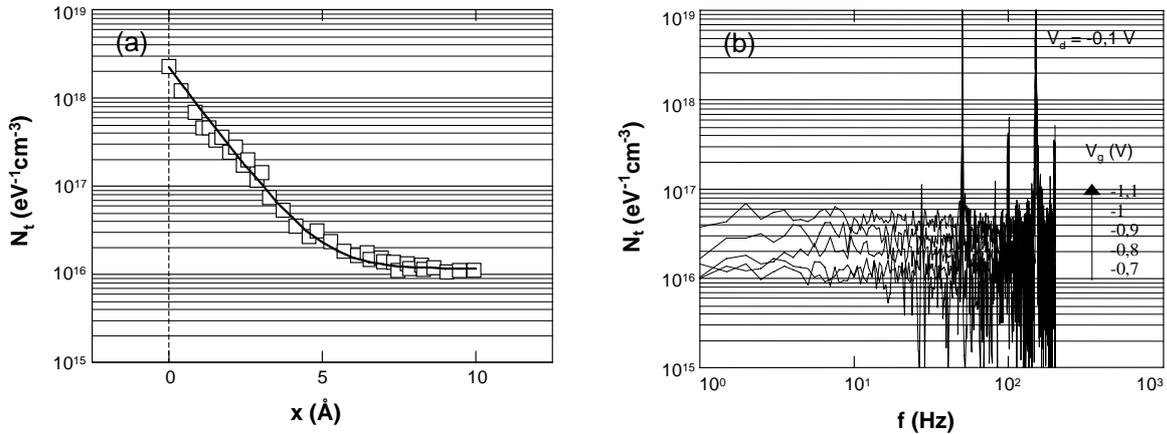


figure 3.22 : Densités volumiques de pièges obtenues par (a) pompage de charges et (b) mesures de bruit (dispositif ST 800 x 4 μm<sup>2</sup> à canal p vierge)

Les spectres mesurés ont directement été interprétés en terme de densité de défauts à partir de la relation de McWhorter. Pour cela, la densité spectrale de courant de drain (PSD) mesurée,  $S_{id}$  en  $\text{A}^2\text{Hz}^{-1}$ , est reliée à la densité spectrale de bruit ramenée à l'entrée,  $S_{Vg}$  en  $\text{V}^2\text{Hz}^{-1}$ , par :

$$S_{Vg} = \frac{S_{Id}}{g_m^2} \quad (3.22)$$

En faible inversion,  $S_{Vg}$  est égale à la densité spectrale de bruit de bandes plates  $S_{vfb}$  [Ghib89] qui s'exprime en fonction des paramètres du transistor.

La multitude de pics observée dans les mesures de bruit, en particulier à 50, 100, 150 ou 200 Hz, est bien connue pour résulter de perturbations dans l'environnement dues au secteur.

Les concentrations de défauts obtenues ne varient pas de façon sensible avec la fréquence, ce qui correspond bien à un bruit en 1/f. Elles sont en très bon accord avec celles du plateau  $N_{t0}$  trouvé par pompage de charges, particulièrement pour le MOS à canal n. Pour ce dispositif, la densité de pièges ne varie pas avec la tension de grille, alors que pour le MOS à canal p, elle augmente progressivement de  $1,2 \cdot 10^{16} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$  à  $4,5 \cdot 10^{16} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ . Cela montre que la densité de pièges  $N_{t0}$  varie peu, avec l'énergie, comme il a été supposé dans le modèle.

### 3.3.2.4 Comparaison avec la DLTS en courant

La figure 3.23 compare des profils obtenus par pompage de charges et par DLTS en courant sur le même dispositif [Bauz98].

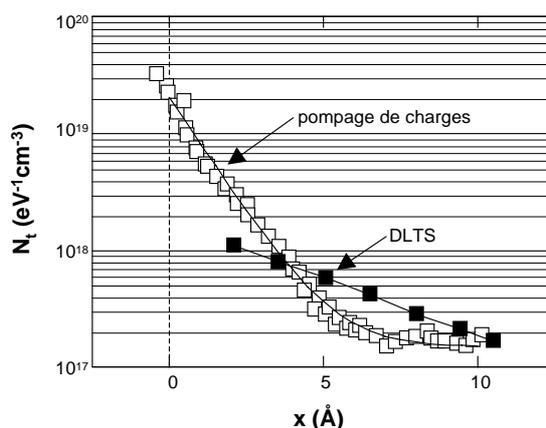


figure 3.23 : Comparaison des profils de pièges obtenus sur le même dispositif par pompage de charges et DLTS en courant (dispositif ST de la figure 3.18)

On voit que, même si les profils n'ont pas exactement la même allure, ils donnent tous deux des concentrations de défauts du même ordre de grandeur et une augmentation de  $N_t$  vers l'interface. La différence entre les profils obtenus pourrait s'expliquer par les pièges mis en évidence par les deux techniques et par des sections de capture variant avec l'énergie [Bauz98].

### 3.3.3 Interprétation des courbes de pompage de charges en termes de remplissage des états d'interface ou d'évolution des paramètres longitudinaux du transistor

#### 3.3.3.1 Introduction

Dans le deuxième chapitre, il a été vu que selon certains auteurs, les profils longitudinaux des tensions de seuil et de bandes plates pouvaient être obtenus directement à partir des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_h = cte$  et  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_1 = cte$ .

Les tensions de seuil extraites à partir de ces courbes présentent des variations importantes (plusieurs volts) au voisinage des jonctions de source et de drain. Si de telles variations existent dans les transistors utilisés ici et occupent une part non négligeable de la longueur du canal, alors cela rend délicate l'extraction des profils de défauts pour laquelle on suppose  $\varphi_s$  et donc  $c_n(0)$  et  $c_p(0)$  et donc  $x_m$ , constants le long du canal. Ceux-ci pourraient même résulter d'une mauvaise interprétation des courbes de pompage de charges. Il est donc nécessaire de séparer ce qui, dans les résultats de pompage de charges peut être attribué à une distribution longitudinale des tensions de seuil et de bandes plates de ce qui correspond au remplissage des défauts et d'établir, si possible, les limites de ces deux mécanismes.

L'approche qui consiste à voir dans les courbes de pompage de charges les caractéristiques longitudinales du canal trouve probablement son origine dans le fait que les courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  sont dissymétriques aux fortes valeurs de  $V_{sw}$ . Cette dissymétrie a été attribuée à la contribution des régions de source et de drain du transistor, c'est-à-dire au fait que selon l'amplitude de l'impulsion et sa position par rapport aux tensions de seuil et de bandes plates le long du canal, une partie plus ou moins grande de celui-ci participe à la recombinaison (voir la figure 2.22).

#### 3.3.3.2 Influence du potentiel de surface sur les courbes de pompage

La figure 3.24 compare des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$ , mesurées sur un dispositif ST  $800 \times 4 \mu m^2$  à canal n et des courbes simulées.

Afin de faciliter la comparaison entre les différentes courbes,  $[V_1 + V_{sw}/2 - V_f]$  a été utilisé comme axe des abscisses,  $V_f$  étant la tension de grille pour laquelle le niveau de Fermi à l'interface croise le niveau intrinsèque. Alors, l'axe des abscisses représente la position du centre de l'impulsion par rapport à  $V_f$ . Comme  $V_f$  est difficile à positionner précisément pour un dispositif réel, l'axe des tensions pour les courbes expérimentales a été ajusté afin que le maximum de la courbe à  $V_{sw} = 0,6 V$  se situe à  $[V_1 + V_{sw}/2 - V_f] = 0$ .

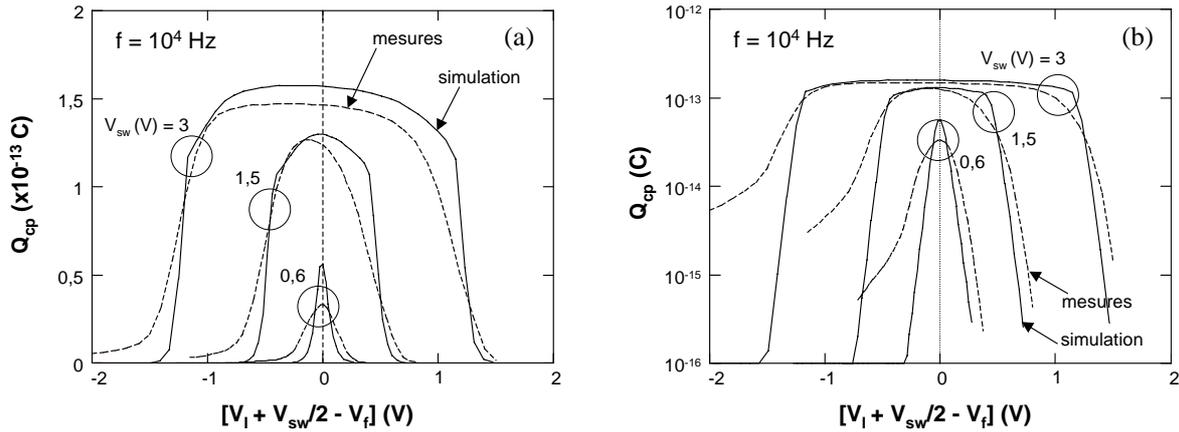


figure 3.24 : Comparaison de courbes  $Q_{cp}(V_i)$  à  $V_{sw} = cte$  simulées et expérimentales  
 (a) échelle linéaire, (b) logarithmique  
 (dispositif ST 800 x 4  $\mu m^2$  à canal n)

Les courbes expérimentales et simulées de la figure 3.24.a présentent des dissymétries à fort niveau de courant à  $V_{sw} = 1,5$  et 3 V. En particulier, le maximum des courbes se décale vers les tensions négatives lorsque  $V_{sw}$  croît. Par contre, aux faibles valeurs du courant (figure 3.24.b), seules les courbes expérimentales sont très clairement dissymétriques. Les courbes simulées étant calculées en utilisant les relations (2.46) et (2.47), leurs dissymétries ne reflètent que celles du potentiel de surface  $\phi_s(V_g)$ , soit directement à partir de  $\Delta\phi_s$ , soit indirectement à travers les concentrations de porteurs entrant dans  $\Delta F$ .

La figure 3.25.a représente l'évolution du potentiel de surface par rapport au point où  $\phi_s = \phi_f$ , elle met en évidence la dissymétrie du potentiel de surface. La figure 3.25.b reprend et étend les résultats de la figure 3.24 : y sont comparées les évolutions avec  $V_{sw}$  des maximums des courbes  $Q_{cp}(V_i)$  à  $V_{sw} = cte$ , simulées et mesurées sur des transistors ST à canal n long (800 x 4  $\mu m^2$ ) et court (800 x 1,2  $\mu m^2$ ) de même densité d'états d'interface.

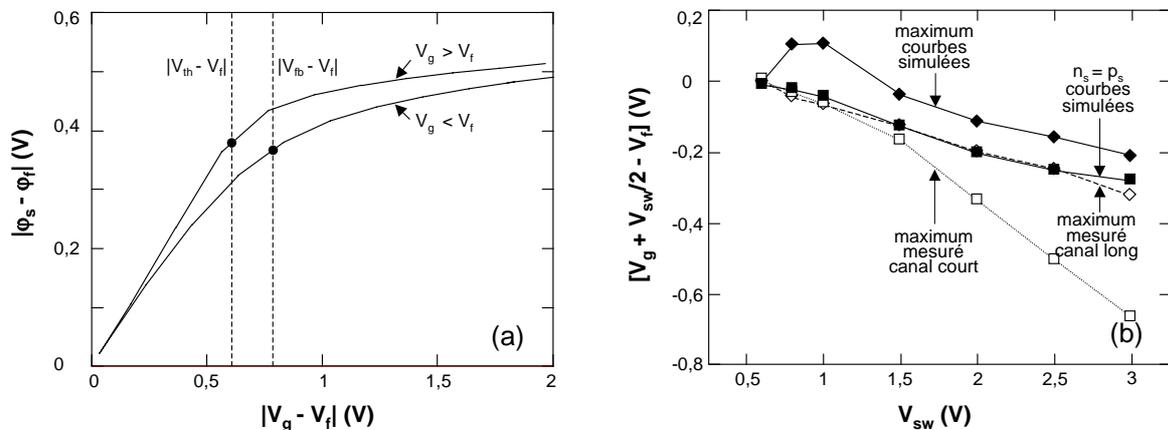


figure 3.25 : (a) Dissymétrie de l'évolution du potentiel de surface par rapport au point où  $\phi_s = \phi_f$ , le potentiel de Fermi. (b) Evolution du maximum des courbes  $Q_{cp}(V_i)$  à  $V_{sw} = cte$ , simulées et mesurées sur des transistors ST à canal n long (800 x 4  $\mu m^2$ ) et court (800 x 1,2  $\mu m^2$ ) et du lieu des courbes simulées pour lequel  $n_s = p_s$ .

La figure 3.25 montre que le maximum des courbes simulées suit l'évolution du potentiel de surface : pour de faibles valeurs de  $V_{sw}$  (inférieures à 1 V),  $d\phi_s/dV_g$  est plus important en direction de  $V_{th}$  qu'en direction de  $V_{fb}$  (figure 3.25.a), et donc  $\Delta E$  dans l'équation 2.46 est maximum pour des valeurs positives de  $[V_g + V_{sw}/2 - V_f]$  (figure 3.25.b). Pour des valeurs plus importantes de  $V_{sw}$ ,  $d\phi_s/dV_g$  devient plus faible au-delà de  $V_{th}$  qu'au-delà de  $V_{fb}$ , et le maximum passe du côté des valeurs négatives de  $[V_g + V_{sw}/2 - V_f]$ .

Dans le cas du transistor long, le maximum des courbes expérimentales varie comme le maximum calculé pour des valeurs de  $V_{sw}$  supérieures à environ 1 V. On peut se poser la question de l'origine du décalage observé à  $V_{sw} \leq 1$  V entre les courbes expérimentales et simulées. Le modèle utilisé ici pour simuler les courbes de pompage de charges néglige l'émission. Pour des polarisations telles que  $V_h > V_{th}$  et  $V_l < V_{fb}$ , c'est-à-dire à fort  $V_{sw}$  et sur le haut des caractéristiques  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = cte$ , l'émission ne se produit que pendant les temps de transition. Par contre, lorsque  $V_h < V_{th}$  ou  $V_l > V_{fb}$ , c'est-à-dire sur les flancs des courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à fort  $V_{sw}$  ou pour les courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à faible  $V_{sw}$  ( $V_{sw} < |V_{th} - V_{fb}|$ ) (figure 3.1.b), l'émission se produit pendant les temps haut et bas et concurrence la capture. Ce mécanisme n'est pas pris en compte dans le modèle utilisé ici. Il explique pourquoi dans la figure 3.24, les fronts des courbes simulées sont plus raides que ceux des courbes expérimentales.

En négligeant toujours l'émission pendant les temps de transition mais en la prenant en compte pendant les temps haut et bas on peut obtenir une expression analytique du courant de pompage de charges [Bauz99]. Alors, le décalage entre le maximum des courbes simulées et expérimentales disparaît en grande partie. En effet, comme le montre la figure 3.1.b pour laquelle il avait déjà été noté que les niveaux  $E_h$  et  $E_l$  étaient décalés par rapport au centre de la bande interdite à cause de l'évolution de  $\phi_s$  avec  $V_g$ , l'émission a plus le temps pour se produire dans la partie haute de la bande interdite que dans la partie basse. Ceci vient compenser le décalage vers les tensions positives dû à la dissymétrie du potentiel de surface.

Ces résultats montrent que les dissymétries des courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = cte$  observées dans la partie haute des caractéristiques  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = cte$  à 1,5 et 3 V dans la figure 3.24 proviennent essentiellement du potentiel de surface [Mane99b].

L'utilisation du modèle avec émission confirme les conclusions présentées dans ce mémoire à partir du modèle sans émission.

### 3.3.3.3 Observation des effets de source et de drain sur les courbes $Q_{cp}(V_1)$ à $V_{sw} = cte$

Si les dissymétries dans la partie haute des courbes de la figure 3.24.a peuvent être attribuées à l'effet du potentiel de surface, l'excès de courant sur le front montant des caractéristiques observé pour les courbes expérimentales par rapport aux courbes simulées dans la figure 3.24.b, provient bien des régions de source et de drain du dispositif [Here89].

Dans la figure 3.26 sont comparées les courbes expérimentales  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  des dispositifs long et court utilisés pour les courbes de la figure 3.25.b. Afin de rendre les courbes comparables, le courant correspondant au transistor court a été multiplié par le rapport des longueurs des deux dispositifs.

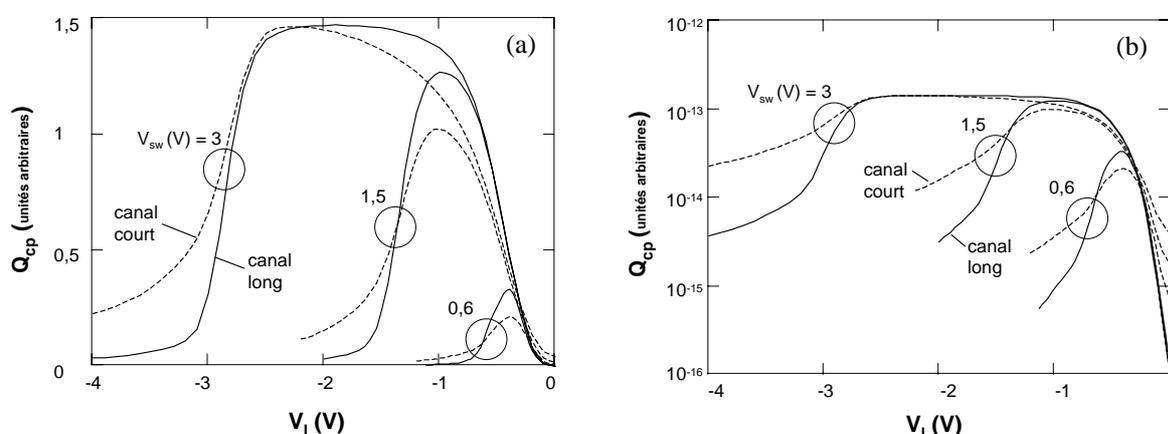


figure 3.26 : Courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  d'un dispositif ST à canal n long ( $800 \times 4 \mu m^2$ ) et court ( $800 \times 1,2 \mu m^2$ ), (a) échelle linéaire, (b) logarithmique

Dans la figure 3.26.a, les courbes du transistor court sont beaucoup plus dissymétriques que celles du transistor long. Ces dissymétries sont très nettement visibles pour des amplitudes de signal de grille importantes ( $V_{sw} > |V_{th} - V_{fb}|$ ). Elles se traduisent par une charge recombinaison plus forte sur les parties gauches des caractéristiques, plus faible sur leurs parties droites et plus faible aux faibles valeurs de  $V_{sw}$  et au maximum des courbes.

Ces observations sont en accord avec les effets attendus des régions de source et de drain présentés au paragraphe 2.5.4. Pour les valeurs très négatives de  $V_1$  (figures 2.22 et 3.26), la recombinaison ne se produit que dans les régions de source et de drain où les tensions de seuil et de bandes plates sont plus basses que dans le canal. Lorsque  $V_1$  augmente, la partie centrale du canal contribue à son tour au courant et le courant croît. Si la partie centrale du canal n'est pas très grande par rapport aux régions de source et de drain, la position du maximum du courant est influencée par ces régions et se trouve décalée vers les tensions négatives. Au-delà de ce maximum, la tension basse du signal ne permet plus la recombinaison dans les régions de source et de drain et le courant diminue rapidement. Le

fort décalage du maximum des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  dans la figure 3.26 du dispositif court par rapport au dispositif long pour  $V_{sw} > 1,5$  V est donc dû à la contribution des régions de source et de drain dans ce dispositif.

L'évolution du courant au maximum des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  est présentée en fonction de  $V_{sw}$  dans la figure 3.27. Pour le transistor court et aux faibles valeurs de  $V_{sw}$ , les différentes régions du canal ne contribuant pas au courant pour les mêmes valeurs de  $V_1$ , le maximum du courant est donc plus faible que pour le transistor long. Il faut de fortes valeurs de  $V_{sw}$  pour que la totalité du canal contribue à la recombinaison.

En conclusion, le fort accroissement des dissymétries observées pour le transistor court par rapport au transistor long résulte de la contribution relative beaucoup plus grande des régions de source et de drain dans ce dispositif. L'excès de courant sur les parties gauches des caractéristiques est encore plus visible à faible courant dans la figure 3.26.b..

En ce qui concerne le transistor long, sur les parties gauches des caractéristiques à bas niveau de courant, il n'y a que les régions proches de la source et du drain qui participent à la recombinaison et ce courant est faible par rapport à la valeur maximale du courant. A  $V_1 \approx -3$  V, là où l'excès de courant dû aux régions de source et de drain rejoint la caractéristique du canal, la contribution de ces régions ne représente que 7 % de la valeur du courant au maximum.

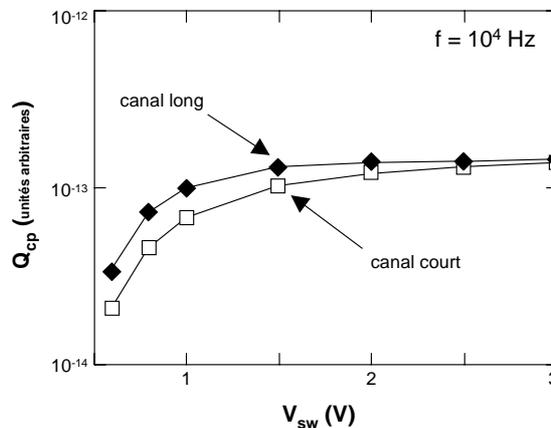


figure 3.27 : Evolutions de la charge recombinée au maximum des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  en fonction de  $V_{sw}$ , pour les transistors long et court ( $f = 10^4$  Hz)

### 3.3.3.4 Extraction des profils de $V_{th}$ et $V_{fb}$ le long du canal

La figure 3.28 représente des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_h = cte$  et  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_1 = cte$  expérimentales et simulées. Les courbes expérimentales ont été mesurées sur les dispositifs long et court du paragraphe précédent. Pour les simulations, aucun paramètre de « fitting »

n'a été utilisé. La valeur de  $N_{ss}$  utilisée est celle mesurée sur le dispositif long à  $V_{sw} = 3$  V par pompage de charges conventionnel [Gro84].

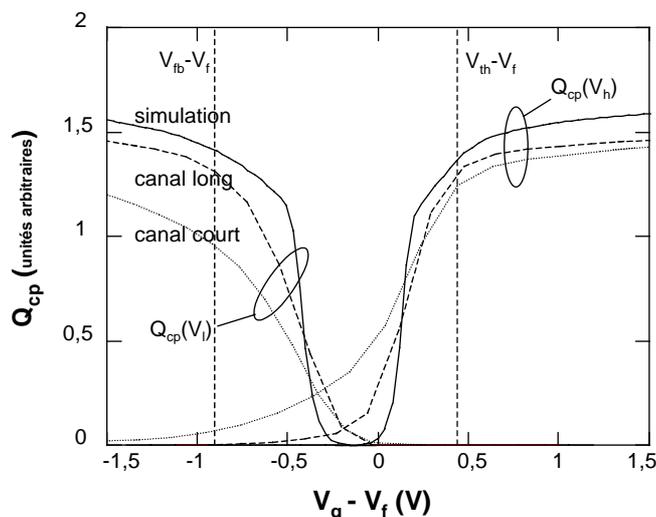


figure 3.28 : Courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_h = cte$  et  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_l = cte$  simulées et expérimentales mesurées sur les mêmes dispositifs que dans la figure 3.27

Les courbes simulées et celles mesurées sur le transistor long, augmentent et saturent plus vite du côté des valeurs positives de  $(V_g - V_f)$  que des valeurs négatives. Cela est dû à nouveau au potentiel de surface. Afin de mieux observer ces dissymétries, les courbes ont été représentées dans un intervalle de tensions restreint, entre - 1,5 V et 1,5 V.

Pour le transistor court, le courant évolue de façon beaucoup plus progressive avec  $V_h$  ou  $V_l$  qu'il ne le fait pour le transistor long. Cela est dû aux effets de source et de drain dans ce dispositif. On peut aussi remarquer qu'aucune des courbes ne passe de manière abrupte de zéro à une valeur maximale. Cela est dû aux variations du potentiel de surface et de la fonction de remplissage des défauts avec  $V_h$  ou  $V_l$ .

La figure 3.29 représente les profils longitudinaux des tensions de seuil et de bandes plates, extraits des courbes de la figure 3.28 en utilisant la technique présentée au paragraphe 2.4.4 qui consiste à supposer que les courbes  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_l = cte$  et  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_h = cte$  reflètent directement les longueurs du canal qui contribuent au courant et permettent d'extraire les tensions de seuil et de bandes plates locales [Chen93]. Les courbes  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_l = cte$  donnent l'évolution de  $V_{th}$  des régions de source et drain vers le centre du canal et les courbes  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_h = cte$ , l'évolution de  $V_{fb}$  du centre du canal vers les régions de source et drain. Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus à ceux publiés dans la littérature (figure 2.23), les courbes présentées dans la figure 3.28 entre - 1,5 et 1,5 V ont été exploitées entre - 4 et + 4 V.

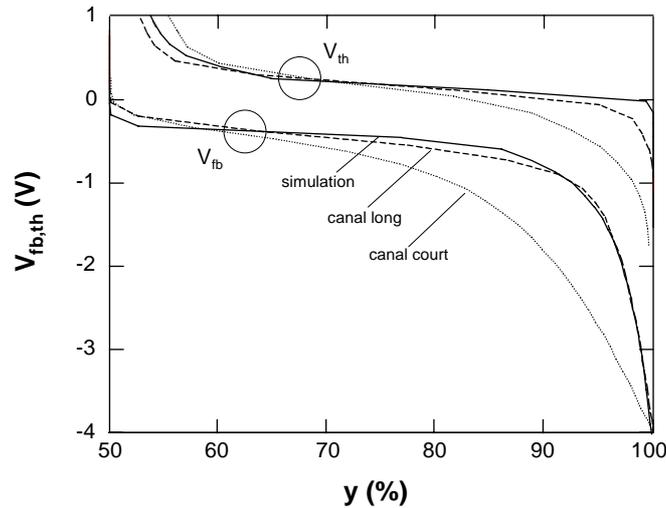


figure 3.29 : Profils longitudinaux des tensions de seuil et de bandes plates extraits des courbes de la figure 3.28 en utilisant la méthode de Lee [Lee96] ( $y(\%)$  : position relative dans le canal)

On peut d'abord noter dans la figure 3.29 que les profils de  $V_{th}$  et  $V_{fb}$  obtenus à partir des courbes simulées et du transistor long sont très voisines. Elles ressemblent à celles publiées dans la littérature [Lee96] (figure 2.23). Les variations de tension de bandes plates en particulier sont très importantes. Comme  $V_{th}$  et  $V_{fb}$  sont constants dans le canal pour les courbes simulées, les variations obtenues par cette méthode résultent d'une mauvaise interprétation des courbes de pompage de charges. On peut aussi noter que si, comme cela est dit dans la méthode, le remplissage se faisait brutalement lorsque la tension de grille  $V_h$  était plus haute que  $V_{th}$  ou  $V_l$  était plus basse que  $V_{fb}$ , les courbes de pompage de charges  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_{sw} = cte$  telles que celles de la figure 3.26 ou les courbes  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_l = cte$  et  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_h = cte$  de la figure 3.28 devraient passer de façon abrupte de zéro à leur valeur maximale en l'absence d'effet de source et de drain.

Si l'on observe maintenant les résultats obtenus sur le transistor court, on note une forte augmentation des variations mesurées par rapport aux courbes précédentes. Cette augmentation résulte bien dans ce dispositif de la contribution des régions de source et drain.

Enfin, l'augmentation des tensions de seuil et de bandes plates dans la partie centrale du canal n'est pas réaliste et ne peut résulter de variations de concentrations de dopage [Tsuc93]. Elles résultent simplement de l'évolution avec  $\phi_s$  et  $\Delta F$ , pour  $V_{th}(y)$  de la partie à fort courant de la caractéristique  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_l = cte$ , pour  $V_{fb}(y)$ , de la partie à faible courant de la caractéristique  $Q_{cp}(V_l)$  à  $V_h = cte$  (figure 3.28). Certains auteurs « suppriment » cette augmentation [Chen91] en supposant que  $V_{th}$  est constant au centre du canal et que sa valeur est donnée par le maximum de la dérivée des courbes  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_l = cte$ . Ils n'exploitent donc pas la partie basse des courbes  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_l = cte$ . Les profils alors obtenus sont plus plats dans la partie centrale du canal mais ne changent pas à ses extrémités.

### 3.3.3.5 Dégradation de la région du drain par porteurs chauds

La figure 3.30 représente les effets d'une contrainte par porteurs chauds sur les courbes de pompage de charges. Le dispositif étudié est un transistor ST 800 x 1,1 μm<sup>2</sup> à canal n. La contrainte a été réalisée pendant 10 secondes à  $V_d = 4$  V et  $V_g = 2$  V de façon à modifier les caractéristiques du dispositif dans la région du drain, sans augmenter de manière significative la densité moyenne de défauts mesurée par pompage de charges [Mane99b].

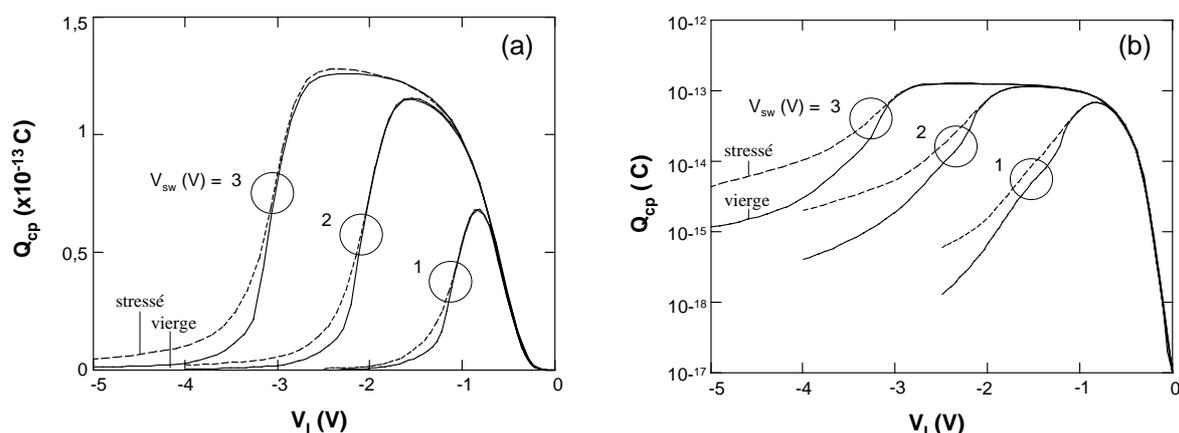


figure 3.30 : Effets d'une contrainte par porteurs chauds sur les courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$ ,  
(a) échelle linéaire et (b) logarithmique  
(dispositif ST 800 x 1,1 μm<sup>2</sup> à canal n)

Les courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  réalisées après contrainte, présentent aux valeurs très négatives de  $V_1$ , un courant beaucoup plus important qu'avant contrainte (figure 3.30.b). A fort niveau de courant les courbes restent pratiquement inchangées, à l'exception d'une légère augmentation au maximum de la courbe à  $V_{sw} = 3$  V, c'est-à-dire lorsque l'amplitude de la tension de grille est telle que les régions de source et drain contribuent au courant de pompage de charges (figure 3.30.a).

Si la région du drain peut être dégradée de façon importante sans modifier de façon significative le profil de défauts, c'est une confirmation supplémentaire que l'approche en profondeur est justifiée par rapport à l'approche longitudinale telle qu'elle a été décrite dans le paragraphe précédent.

La figure 3.31 montre les profils de défauts du transistor avant et après contrainte. On constate que les profils se superposent très bien sauf à l'extrémité du plateau où le dispositif contraint présente une densité de défauts plus forte et qui croît en direction de l'oxyde. Cette remontée correspond à une mesure réalisée à  $V_{sw} = 3$  V. Pour cette valeur, il a été vu sur la figure 3.30 que la région dégradée au niveau du drain apportait une contribution supplémentaire à la charge recombinée. Cette région augmente donc la valeur moyenne de la densité de défauts vue par la technique de profil. Enfin, l'augmentation de cette valeur

moyenne lorsque la fréquence du signal de grille diminue (x augmente) est en accord avec le fait que plus de défauts situés dans la région dégradée ont le temps de capturer des porteurs (figure 2.22).

Ceci confirme que l'évolution en fréquence de la charge recombinée révèle avant tout la distribution en profondeur des défauts de l'oxyde. Ceci n'est vrai, évidemment, que si la contribution des régions de source et drain n'est pas trop importante dans le dispositif étudié.

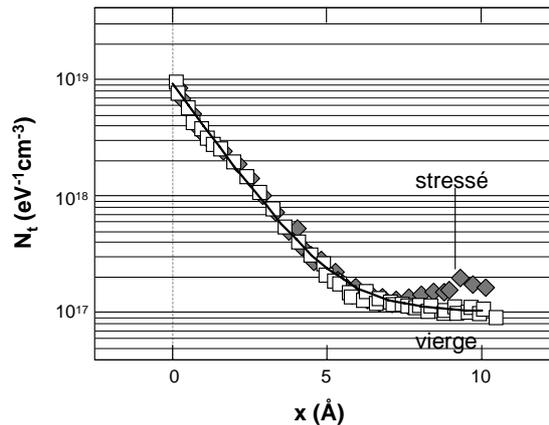


figure 3.31 : Effets d'une contrainte par porteur chauds sur le profil (dispositif ST 800 x 1,1  $\mu\text{m}^2$  à canal n)

### 3.3.3.6 Conclusion

Les dissymétries observées sur les courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = \text{cte}$  ou entre les courbes  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_1 = \text{cte}$  et  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_h = \text{cte}$  sont attribuées dans la littérature aux contributions des régions de source et de drain des dispositifs. En partant de cette approche, certains auteurs affirment que l'évolution du courant de pompage de charges avec les polarisations ne fait que refléter la longueur du canal contribuant à la recombinaison. En supposant que le courant de pompage de charges varie de façon abrupte à  $V_{th}$  et  $V_{fb}$ , ils en déduisent des profils longitudinaux des tensions de seuil et de bandes plates.

Dans cette partie, il a été vu que l'évolution du potentiel de surface avec les polarisations de grille introduisait des dissymétries dans les courbes de pompage de charges et qu'il n'était donc pas nécessaire que les régions de source et drain du transistor jouent un rôle significatif pour observer des dissymétries. En comparant les courbes de pompage de charges de deux dispositifs de même technologie, l'un long pour lequel il a été montré que les contributions des régions de source et de drain étaient négligeables, l'autre court présentant des effets de source et de drain importants, la contribution réelle de ces régions a été évaluée.

La forme des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  et plus encore la comparaison entre l'évolution avec  $V_{sw}$  du maximum de ces courbes calculé et mesuré, sont de bons critères pour évaluer la contribution des régions de source et drain au courant de pompage de charges.

Il a été montré que l'extraction des tensions de seuil et de bandes plates le long du canal à partir des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_h = cte$  ou  $Q_{cp}(V_h)$  à  $V_1 = cte$  ne se justifiait pas et surévaluait fortement les variations de ces paramètres. Par ailleurs la dégradation de la région du drain d'un dispositif par une contrainte par porteurs chauds n'a pas modifié de façon significative les profils de défauts. Les courbes de pompage de charges révèlent donc avant tout l'évolution du remplissage des défauts avec le potentiel de surface et la fonction de remplissage. Ces courbes peuvent être plus ou moins distordues si les régions du canal où le dopage n'est pas constant occupent une part non négligeable.

L'approche en profondeur de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> adoptée dans ce travail est donc parfaitement justifiée. Une contribution non négligeable des régions de source et de drain doit seulement être détectée et l'effet de ces régions sur les profils de défauts doit être connu. Ceci est d'autant plus vrai que la longueur des dispositifs actuels ne cesse de diminuer. C'est l'objet du paragraphe 3.3.4.

Enfin, et concernant les profils de défauts, pour les transistors présentant une faible contribution des régions de source et de drain, le maximum des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  correspond souvent à moins de 0,15 V près au lieu où  $n_s = p_s$ . Si les paramètres de capture pour les électrons et les trous sont supposés identiques, cela confirme qu'au maximum de ces courbes  $x_e \approx x_h$ .

### 3.3.4 Influence des régions de source et de drain sur les profils

La figure 3.32 présente les courbes  $Q_{cp}(f)$  pour différentes valeurs de  $V_{sw}$  des dispositifs court et long utilisés précédemment. La figure 3.33 présente les profils de défauts obtenus à partir de ces courbes [Mane98]. Les deux dispositifs étant issus d'une même technologie et ayant des densités d'états d'interface très proches, ils devraient présenter le même profil.

On constate que les profils ont la même forme mais que leurs caractéristiques  $N_{ts}$ ,  $N_{i0}$  et  $d$  diffèrent de façon significative : le dispositif court présente une densité à l'interface  $N_{ts}$  et un rapport  $N_{ts}/N_{i0}$  plus faibles que le dispositif long ainsi qu'une valeur de  $d$  plus grande.

Aux faibles valeurs de  $V_{sw}$  ( $V_{sw} < |V_{th} - V_{fb}|$ ) il n'y a que la partie centrale du canal qui participe à la recombinaison. L'évolution en fréquence est la même pour les deux dispositifs (figure 3.32) et correspond bien à l'évolution en fréquence de  $Q_{cp}(f)$  donnée par la relation

(3.3). Cependant comme une partie seulement du canal participe à la recombinaison, l'aire du dispositif, A, est surévaluée. La valeur de N<sub>t</sub> donnée par la relation (3.16) est donc inférieure à la valeur réelle.

Aux fortes valeurs de V<sub>sw</sub>, la quasi totalité du canal contribue à la recombinaison (figure 3.32), mais, à la variation avec la fréquence du remplissage en profondeur des défauts vient s'ajouter la variation de la longueur du canal contribuant à la recombinaison. N<sub>t</sub> est donc surévalué. Il faut donc être prudent en ce qui concerne la validité des profils lorsque les effets de source et drain sont observés sur des courbes Q<sub>cp</sub>(V<sub>1</sub>) à V<sub>sw</sub> = cte.

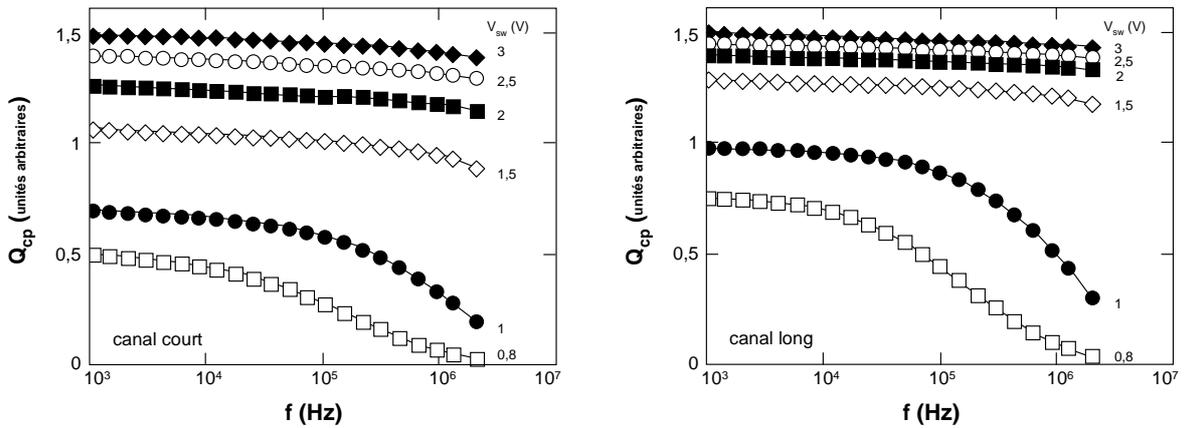


figure 3.32 : Réseaux de courbes Q<sub>cp</sub>(f) des dispositifs court (800 x 1,2 μm<sup>2</sup>) et long (800 x 4 μm<sup>2</sup>). Pour rendre les courbes comparables, la charge du dispositif court a été multipliée par le rapport des longueurs des deux dispositifs (dispositifs ST à canal n)

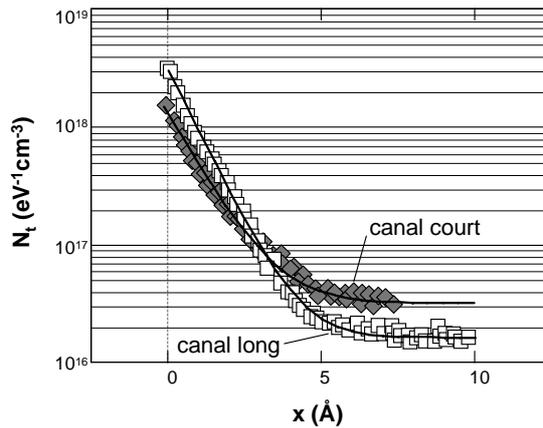


figure 3.33 : Influence des régions de source et de drain sur les profils

### 3.3.5 Comparaison avec les résultats obtenus dans la littérature

Les profils obtenus par pompage de charges comprennent deux parties. Une décroissance exponentielle depuis l'interface jusqu'à environ 5 Å dans l'oxyde, soit sur une à 2 couches atomiques, et un plateau au-delà, en direction de l'oxyde.

Il a été vu dans le deuxième chapitre que les techniques de caractérisation physique ont montré qu'à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, existait une région sous stoechiométrique en oxygène de 3 à 4 Å d'épaisseur [Himp88]. La partie exponentielle du profil correspond donc très certainement à cette région, c'est-à-dire aux défauts d'interface à proprement parler.

Au-delà existe une couche contrainte de SiO<sub>2</sub> qui s'étend jusqu'à une vingtaine d'angströms dans l'oxyde [Holl81] et qui possède une forte concentration de défauts par rapport au volume de l'oxyde. Le plateau que l'on mesure par pompage de charges au-delà de 5 Å correspond à cette région.

Concernant les mesures électriques, la présence d'une densité de défauts constante au voisinage de l'interface en direction du volume de l'oxyde a déjà été observée grâce à des mesures de conductance à très basse fréquence [Uren89], comme cela a été précisé au paragraphe 2.1.3.2. Elle est donc confirmée. Par contre, la variation exponentielle de la concentration de pièges au voisinage de l'interface n'a été considérée que très ponctuellement dans la littérature. Elle l'a été par Prier pour simuler des courbes de conductance [Prier67]. A notre connaissance, elle ne l'a aussi été à partir de résultats expérimentaux que par Christensson et al. [Chri68] pour expliquer des mesures de bruit, mais n'a jamais été reprise dans ce cadre là depuis, et plus récemment par Collins et al. [Coll90] pour expliquer des courbes de conductance.

La bonne corrélation entre les valeurs de  $N_{ss}$  mesurées par pompage de charges conventionnel et celles obtenues par intégration des profils ainsi que la bonne simulation des courbes  $Q_{cp}(t_r, f)$  aux faibles valeurs de  $V_{sw}$  (figure 3.20) reposent essentiellement sur cette couche qui représente 90 % du  $N_{ss}$  « intégré » à partir du profil de défauts. A partir de ces résultats seuls, l'existence de cette partie du profil est déjà fort probable. Les mesures de bruit sur un dispositif contraint vont confirmer son existence (paragraphe 4.2.3).

Le fait que cette couche n'ait pas été mise en évidence plus tôt provient de sa faible épaisseur, à  $V_{sw} = 1,5$  V les courbes  $Q_{cp}(f)$  mesurent déjà le plateau (figure 3.7), et du fait que les techniques utilisées, conductance et bruit, se prêtaient moins bien que le pompage de charges à sa mise en évidence.

### 3.3.6 Limitations de la technique

La technique d'extraction en profondeur du profil des défauts d'interface présente les limitations suivantes.

Si le canal est trop long, les temps de transition nécessaires pour éviter l'apparition de la composante géométrique réduisent la fréquence maximale qu'il est possible d'utiliser pour les profils. Cette limitation peut être contournée dans une certaine mesure en jouant sur  $V_{sw}$ . Les constantes de temps d'évacuation des porteurs peuvent être évaluées à partir du travail d'Haddara et al. [Hadd87]. La figure 3.4 a montré que dans le cas de transistors à canal p avec  $L = 4 \mu\text{m}$ , la composante géométrique apparaissait rapidement. Pour des canaux n des dispositifs de plus d'une dizaine de microns, voire quelques dizaines de microns, devraient pouvoir être utilisés.

Si la surface du dispositif est trop petite, de l'ordre du micron carré, le courant ne « sort » du bruit qu'à haute fréquence. Enregistrer des profils avec une excursion en fréquence d'un ou deux ordres de grandeur devient aléatoire.

Si les régions de source et de drain occupent une fraction non négligeable de la longueur du canal, les profils obtenus ne sont pas fiables (paragraphe 3.3.4). Il faut donc évaluer la contribution de ces régions au courant de recombinaison dès que l'on veut caractériser des dispositifs courts ( $L \leq 1 \mu\text{m}$  avec  $N_{A,D} \approx 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ).

Si l'épaisseur de grille du dispositif est inférieure à une trentaine d'angströms, un courant tunnel direct traverse la grille du dispositif. Ce courant s'ajoute au courant mesuré et peut rendre indétectable le courant de recombinaison. Ceci nécessite au moins une correction sur les valeurs de courant.

Une autre limitation est la profondeur de l'oxyde explorée. Avec la gamme de fréquence possible, les profils s'arrêtent à une dizaine d'angströms de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>.

### 3.3.7 Conclusion

Dans cette partie, une technique de pompage de charges basée sur l'évolution en fréquence de la charge recombinée a été développée. Elle permet l'étude en profondeur des défauts de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>.

Dans un premier temps les relations permettant l'extraction des profils, c'est-à-dire l'expression de la concentration de défauts et celle de la profondeur dans l'oxyde où cette concentration est mesurée, ont été obtenues et discutées. Dans le modèle utilisé, basé sur la statistique de Shockley-Read-Hall et sur le modèle d'Heiman et Warfield (décroissance exponentielle des sections de capture avec la profondeur), l'émission des porteurs vers les bandes est négligée. L'erreur sur la valeur du courant de pompage de charges a été évaluée. Les conditions expérimentales, temps de transition et tensions haute et basse du signal de grille, et leur signification par rapport au modèle d'extraction des profils ont été discutées.

En utilisant les données précédentes, des profils de défauts ont été mesurés sur des dispositifs standard de la microélectronique. Il a été montré qu'un certain nombre de corrections, sur la tension de seuil,  $V_{th}$ , du dispositif, sur la section de capture des défauts à l'interface, sur le profil des défauts au voisinage de l'interface, étaient nécessaires pour obtenir un profil reflétant l'évolution en profondeur de la densité de défauts, de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> jusqu'à une dizaine d'angströms dans l'oxyde.

L'influence des valeurs des temps de transition sur les profils a été étudiée. Faire varier les temps de transition du signal de grille, c'est faire varier le courant d'émission, négligé dans le modèle. La totale indépendance des paramètres des profils avec les temps d'émission utilisés a été expliquée en considérant une émission de type thermoionique et le modèle d'Heiman et Warfield.

La technique a été validée de différentes manières. En intégrant les valeurs de concentration de défauts avec la profondeur dans l'oxyde, on retrouve systématiquement, à un facteur inférieur à deux près les valeurs de densité d'états d'interface mesurées par pompage de charges conventionnel. Les valeurs de la concentration de défauts en direction de l'oxyde,  $N_{t0}$ , qui correspond aux défauts lents, mesurées sur des dispositifs vierges ou peu contraints ont été trouvées en excellent accord avec les valeurs de concentration de défauts obtenues par les mesures de bruit à basses fréquences et avec la relation de McWhorter. De même, une bonne corrélation a été obtenue avec une technique d'extraction de ces mêmes profils à partir de transitoire de courant de drain. Enfin, il a été montré que la prise en compte de ces profils permettait une simulation tout à fait satisfaisante des courbes  $Q_{cp}(t_r, t_f)$ , ce qui n'était pas le cas si les défauts étaient supposés localisés dans le plan de l'interface.

L'approche utilisée dans ce travail a été comparée à celle qui consiste à interpréter les courbes de pompage de charges comme révélatrices des profils longitudinaux des tensions de seuil et de bandes plates. Cette interprétation repose sur le fait, d'une part, qu'à l'approche des jonctions de source et de drain, le dopage effectif n'étant pas constant, les tensions de seuil et de bandes plates du dispositif varient. Elle repose, d'autre part, sur les dissymétries observées sur les courbes de pompage de charges. En attribuant ces dissymétries aux contributions des régions de source et de drain du transistor, des techniques d'extraction des profils longitudinaux ont été proposées dans la littérature.

Il a été montré que des dissymétries existaient dans les courbes de pompage de charges en l'absence de toute contribution des régions de source et de drain. Ces dissymétries résultent « naturellement » de l'évolution du potentiel de surface avec la tension de grille. Il a été mis en évidence que les techniques d'extraction des tensions de seuil et de bandes plates à partir des courbes de pompage de charges n'étaient pas rigoureuses et surestimaient fortement les variations de ces paramètres. Enfin, l'effet des régions de source et de drain sur les profils a été mis en évidence en comparant des dispositifs ayant des canaux « long » et « court ».

La technique ainsi validée montre que les états situés de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> jusqu'à une dizaine d'angströms de l'interface se remplissent en suivant la statistique de Shockley-Read-Hall et que les hypothèses faites dans ce modèle, c'est-à-dire la faible variation des concentrations de pièges et des sections de capture semblaient justifiées.

Le profil de concentration de défauts obtenu a la forme  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$ . Pour des dispositifs standard de la microélectronique,  $d$  est voisin de 1 Å et  $N_{ts}/N_{t0}$  est de l'ordre de 100. Ce type de profil a été comparé aux modèles de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> proposés dans la littérature et élaborés à partir de méthodes de caractérisation physique. Il en ressort que la partie exponentielle des profils correspond à la région de l'interface sous stoechiométrique en oxygène. Il s'agit des états d'interface à proprement parler. Le plateau correspond au début de la couche dite « contrainte » ou de « transition » déjà mise en évidence par des mesures de conductance.

Enfin, les limitations de la technique ont été passées en revue. Elles tiennent à la géométrie des dispositifs, ni trop courts, ni trop longs, ni trop petits ; à l'apparition de courants tunnel pour des épaisseurs d'oxyde trop faibles ; à la profondeur explorée, ne dépassant pas la dizaine d'angströms.



## **4. Applications**

# **Chapitre 4 Applications**



## 4.1 Etude de transistors MOS utilisant un oxynitruure obtenu par RTCVD comme diélectrique de grille

### 4.1.1 Introduction

Les dispositifs étudiés, préparés à l'université de l'état de Caroline du Nord ont été présentés au paragraphe 3.1. Ce sont des transistors MOS à canal n ou p et d'épaisseur d'oxyde  $d_{ox} \approx 60 \text{ \AA}$ . Le diélectrique de grille a été déposé par RTCVD à  $800 \text{ }^\circ\text{C}$ , à basse pression et dans un réacteur contenant les gaz réactifs  $\text{SiH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  et  $\text{NH}_3$ . La concentration atomique en azote du film,  $N_{at}(\%)$ , varie de 0 à 11 % selon le dispositif et a été déterminée à partir d'analyses SIMS. L'azote est distribué de manière uniforme dans le film [Hill96].

### 4.1.2 Résultats

La figure 4.1.a présente l'évolution des tensions de seuil en fonction de la concentration en azote du film pour les dispositifs à canal n et p. Dans les deux cas, les tensions de seuil diminuent lorsque la concentration en azote augmente. Ceci traduit la création d'une charge positive,  $\Delta Q_{ox}$ , dans la couche d'oxynitruure. Elle est plus importante dans le cas du dispositif à canal p. Elle peut être due à des défauts de type donneur non compensés ou à la charge fixe [Hori87].

La figure 4.1.b montre l'évolution de la densité d'états d'interface avec la concentration en azote du film. Cette densité, mesurée par pompage de charges conventionnel [Groe84], augmente avec  $N_{at}(\%)$  [Mane97a]. Ces résultats, c'est-à-dire l'augmentation de  $N_{ss}$  et de  $\Delta Q_{ox}$  avec la concentration d'azote dans l'isolant, sont en accord avec les résultats publiés dans la littérature [Hill96], [Hori85].

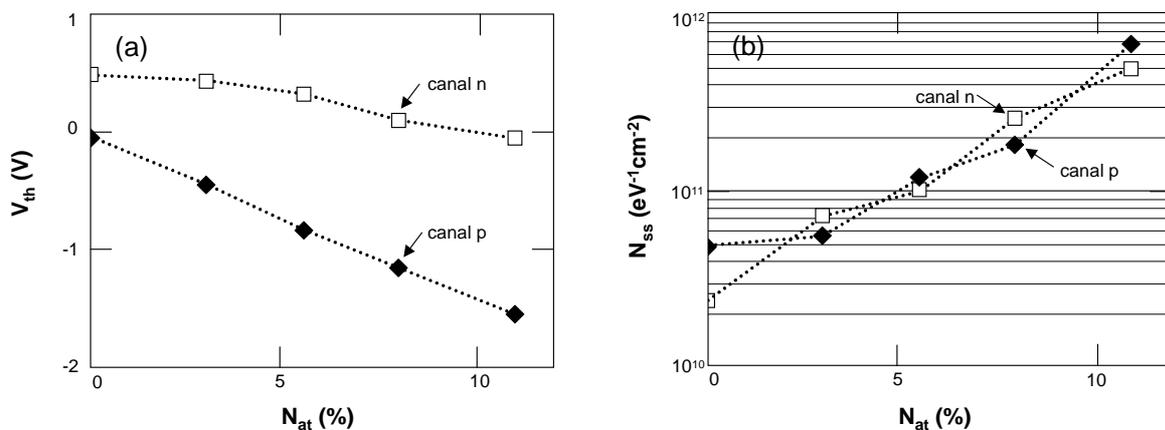


figure 4.1 : Evolutions (a) des tensions de seuil et (b) de la densité d'états d'interface avec la concentration en azote du film [Mane97a] (dispositifs NCSU  $80 \times 5$  et  $80 \times 2 \mu\text{m}^2$  à canaux n et p)

Des profils de pièges typiques obtenus sur les deux types de dispositifs sont comparés dans la figure 4.2 aux profils mesurés sur les dispositifs à oxyde thermique. Les profils mesurés sur des dispositifs à oxynitride ont la même allure que ceux mesurés sur les oxydes conventionnels et sont de la forme  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$ .

On retrouve l'augmentation de la concentration de défauts liée à l'introduction d'azote dans l'isolant déjà mise en évidence dans la figure 4.1.b. On constate que la densité de défauts augmente plus vite dans le volume de l'isolant qu'à l'interface et que l'épaisseur de la couche interfaciale augmente lorsque la concentration en azote croît.

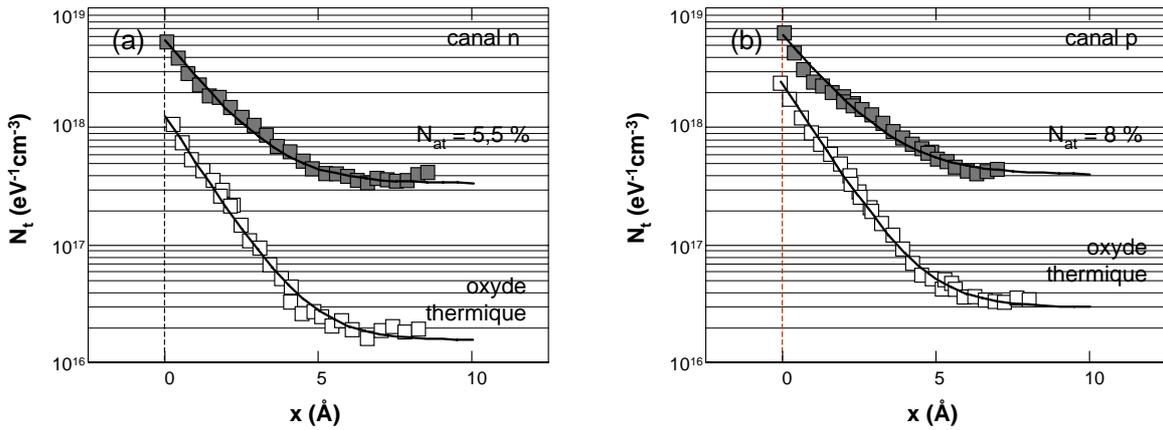


figure 4.2 : Comparaison des profils de défauts obtenus sur les dispositifs à oxyde thermique et à oxynitride (dispositifs NCSU 80 x 5  $\mu\text{m}^2$  et 80 x 2  $\mu\text{m}^2$  à canaux n et p)

La figure 4.3.a montre l'évolution du rapport  $N_{ts}/N_{t0}$  avec  $N_{at}(\%)$ . Ce rapport passe de presque 2 décades pour l'oxyde thermique à moins d'une décade quand la concentration en azote du film est égale à 11 % [Mane97a]. La figure 4.3.b montre l'augmentation de  $d$  avec  $N_{at}(\%)$ .  $d$  passe d'environ 1 Å pour l'oxyde thermique à environ 1,7 Å quand  $N_{at} = 11 \%$ .

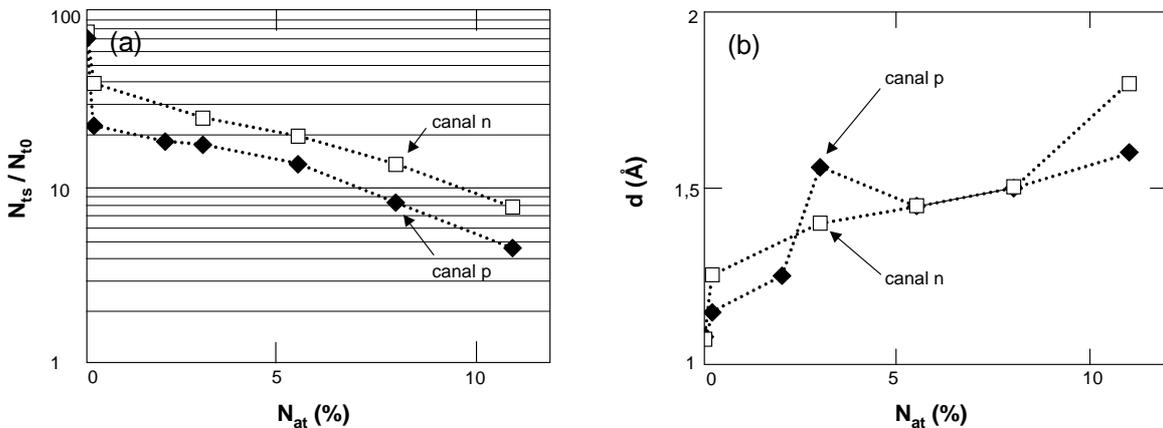


figure 4.3 : Evolutions (a) du rapport  $N_{ts}/N_{t0}$  et (b) du paramètre  $d$  en fonction de la concentration en azote du film (dispositifs NCSU 80 x 5 et 80 x 2  $\mu\text{m}^2$  à canaux n et p)

Les sections de capture à l'interface sont présentées dans la figure 4.4.a. Elles sont indépendantes de la concentration en azote de l'isolant.

La figure 4.4.b montre les variations de la densité de défauts mesurée dans la région du plateau et de la charge dans l'oxyde obtenue à partir de l'évolution de la tension de seuil des dispositifs avec  $N_{at}(\%)$ . L'oxyde thermique a été pris comme référence. Il existe une forte corrélation entre les évolutions de la concentration de défauts dans l'oxyde et de la charge dans l'oxyde.

Enfin la figure 4.5 montre un profil avant application de la méthode des moindres carrés sur les points expérimentaux. On constate une mauvaise superposition des parties à hautes fréquences des courbes. Ceci pourrait provenir de variations de la concentration de défauts ou de la section de capture avec l'énergie, ou bien d'une épaisseur d'oxyde non uniforme pour ces dispositifs.

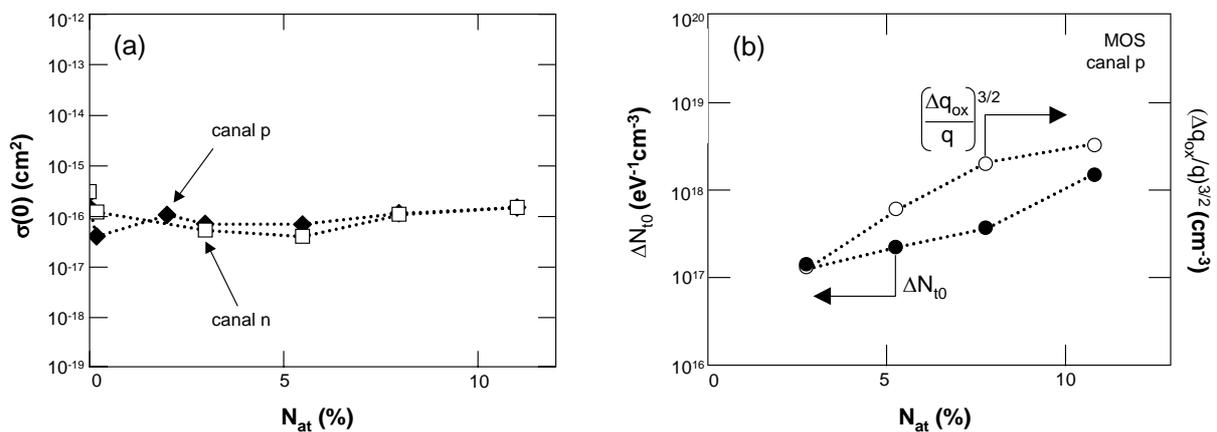


figure 4.4 : Evolutions (a) de la section de capture moyenne à l'interface pour les dispositifs à canaux n et p et (b) des variations  $\Delta N_{t0}$  et  $\Delta Q_{ox}^{3/2}$  pour le dispositif à canal p en fonction de la concentration en azote du film (dispositifs NCSU 80 x 5 et 80 x 2  $\mu\text{m}^2$ )

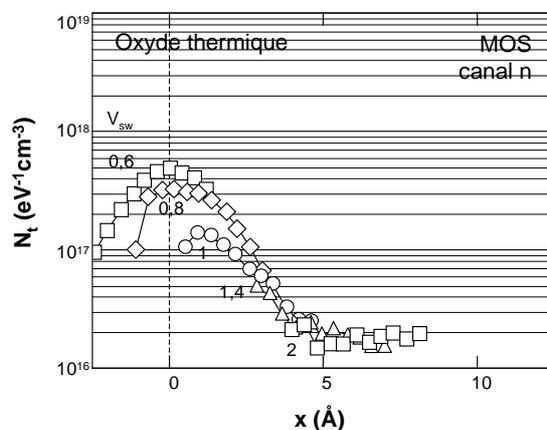


figure 4.5 : Profil avant lissage et correction par la fonction de remplissage à l'interface d'un dispositif à oxyde thermique NCSU 80 x 2  $\mu\text{m}^2$  à canal n

### 4.1.3 Conclusion

Les dispositifs possédant comme film isolant un oxynitride obtenu par RTCVD à 800 °C et à basse pression, ont une densité de défauts et une charge stockée qui augmente avec la concentration en azote du film, en accord avec les résultats obtenus avec d'autres procédés de nitruration des oxydes.

Les profils de défauts montrent que lorsque la concentration en azote croît, la densité de défauts augmente plus vite dans le volume de l'oxyde qu'à l'interface avec le silicium. Les états lents ont donc une part de plus en plus importante dans le  $N_{ss}$  mesuré lorsque la concentration en azote du film croît.

De même la valeur de  $d$  augmente de façon significative avec la concentration en azote des films. La section de capture des défauts à l'interface, elle, ne varie pas avec  $N_{at}(\%)$ . Il n'y a donc pas d'évolution des possibilités de pénétration des porteurs en direction de l'oxyde avec la concentration d'azote dans les films. L'augmentation de la valeur de  $N_{ss}$ , mesurée par pompage de charges conventionnel, résulte donc essentiellement de l'augmentation de la concentration de défauts et de  $d$ .

Enfin, il existe une forte corrélation entre la charge dans l'oxyde et la densité de défauts dans l'oxyde mesurée à partir du plateau des profils.

## 4.2 Dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> sous injection Fowler-Nordheim

### 4.2.1 Conditions expérimentales

Il s'agit d'étudier l'évolution des paramètres des profils en fonction de la contrainte. L'injection de porteurs a été réalisée dans les deux sens : à partir de la grille et du substrat. Pour cela, la source, le drain et le substrat sont reliés à la masse, tandis qu'un courant  $I_{inj}$  négatif ou positif est appliqué sur la grille pendant un certain temps  $t$ . La charge injectée dans l'oxyde, d'épaisseur  $d_{ox} \approx 130 \text{ \AA}$ , est donnée par la relation  $Q_{inj} = tI_{inj}$ . Le courant d'injection utilisé est de  $1 \text{ mA cm}^{-2}$ .

### 4.2.2 Evolution des paramètres de l'interface

#### 4.2.2.1 Dispositifs IBM

La figure 4.6 présente des courbes  $Q_{cp}(V_i)$  à  $V_{sw} = \text{cte}$  mesurées pour différents niveaux de contrainte sur deux dispositifs à canal n ayant subi une injection, l'un par la grille (figure 4.6.a), l'autre par le substrat (figure 4.6.b). Par souci de clarté, n'ont été représentés sur cette figure que 6 des 10 niveaux de contrainte réalisés.

Mise à part la forte augmentation de la densité de défauts avec la contrainte et pour les deux sens d'injection, les courbes deviennent de plus en plus arrondies (absence de plateau à fort courant de pompage) en accord avec les résultats de la littérature [Nguy91] et se décalent vers les tensions positives en accord avec le stockage d'une charge négative à fort niveau d'injection [Here89]. Pour les dispositifs testés, les courbes sont plus déformées lorsque l'injection est réalisée par la grille que par le substrat. Cependant, la différence entre les valeurs de la charge recombinaison s'explique plus par une différence dans la valeur initiale de la densité d'états que par une différence dans les cinétiques de dégradation (figure 4.7).

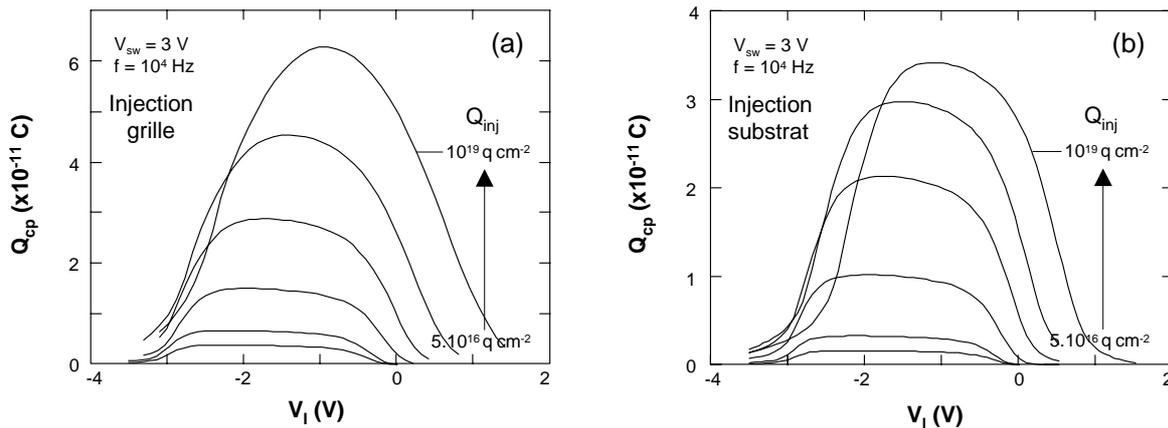


figure 4.6 : Courbes  $Q_{cp}(V_i)$  pour différentes valeurs de la charge injectée (a) par la grille et (b) par le substrat (dispositifs IBM 13000 x 1,5  $\mu\text{m}^2$  à canal n)

La figure 4.7 montre l'évolution de la densité d'états d'interface mesurée par pompage de charges à partir des courbes de la figure 4.6, en fonction de la charge injectée. Quel que soit le sens d'injection, les courbes ont la même allure et ressemblent à celles présentées dans la littérature [Here89]. La densité d'états d'interface augmente beaucoup en début de contrainte puis sature pour de fortes doses injectées. Cependant, en début de contrainte,  $N_{ss}$  varie ici approximativement comme  $Q_{inj}$  et pas comme  $Q_{inj}^{0,5}$  [Lian84] ou comme  $Q_{inj}^{0,7}$  [Here89] (figure 1.8).

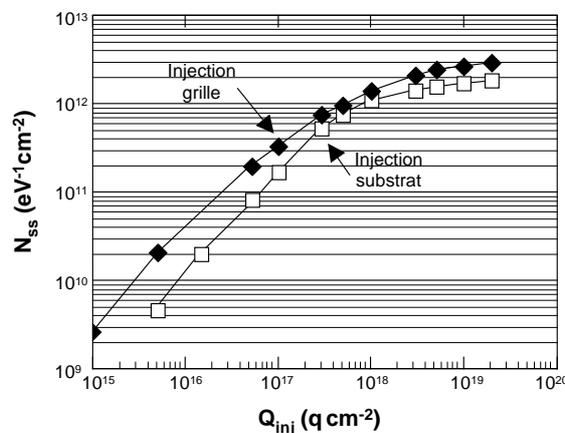


figure 4.7 : Evolution de la densité d'états d'interface en fonction de la charge injectée et du sens de l'injection (dispositifs IBM 13000 x 1,5  $\mu\text{m}^2$  à canal n)

Comme lors de l'étude sur les dispositifs à grille en oxynitride, sont présentés ci-dessous des profils de défauts directement extraits des courbes  $Q_{cp}(f)$ , après ajustement de la tension de seuil et de la section de capture à l'interface, mais avant correction de la fonction de remplissage à l'interface et application de la méthode des moindres carrés.

Dans la figure 4.8 sont comparées les courbes du profil du dispositif qui a subi des injections par le substrat. On voit que celles-ci se superposent très bien au voisinage de l'interface mais moins bien dans la région du plateau, la décroissance de la concentration de défauts ayant tendance à se poursuivre pour les points à basses fréquences des différentes courbes. Ce comportement, bien visible pour le dispositif vierge (figure 4.8.a), se retrouve dans une moindre mesure sur l'échantillon contraint à  $Q_{inj} = 10^{18} \text{ q.cm}^{-2}$  (figure 4.8.b).

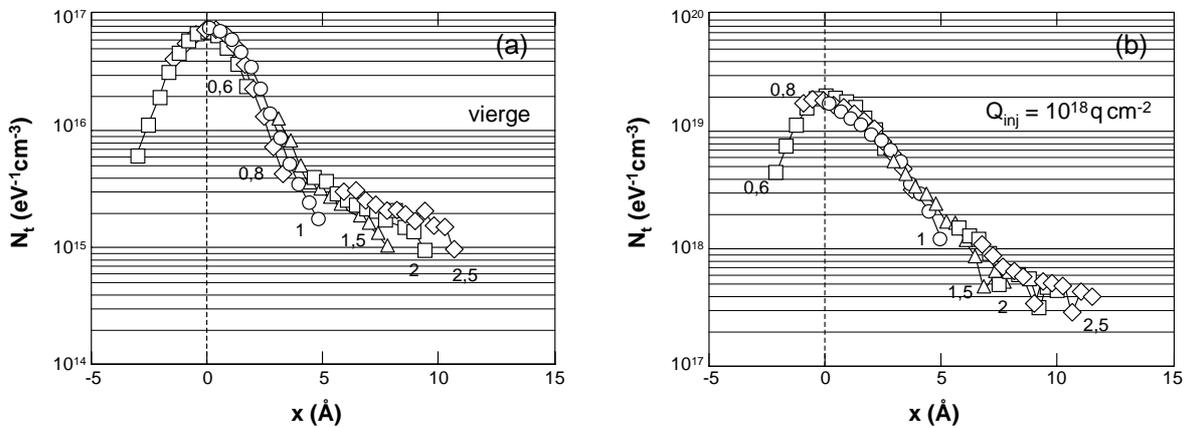


figure 4.8 : Profils avant lissage et correction par la fonction de remplissage à l'interface du dispositif IBM 13000 x 1,5  $\mu\text{m}^2$  à canal n  
(a) vierge et (b) contraint par la grille :  $Q_{inj} = 10^{18} \text{ q.cm}^{-2}$

On peut voir dans la non superposition des courbes des profils de la figure 4.8 une évolution de la concentration moyenne des défauts mesurée, celle-ci croissant avec  $V_{sw}$ . Il y aurait alors une augmentation de  $N_t$  avec l'énergie dans l'oxyde, en direction au moins d'une de ses bandes.

La figure 4.9 montre l'évolution des profils en fonction de la charge injectée. Comme pour l'évolution de la densité d'états d'interface, qui n'est que l'intégration des profils sur une dizaine d'angströms, les densités volumiques de défauts évoluent beaucoup en début de contrainte et peu en fin de contrainte. Les profils conservent toujours la forme  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$ . La première conclusion qui peut être tirée de ces courbes est que, quel que soit le sens d'injection, il y a dégradation de la région tunnel au moins au voisinage de l'interface.

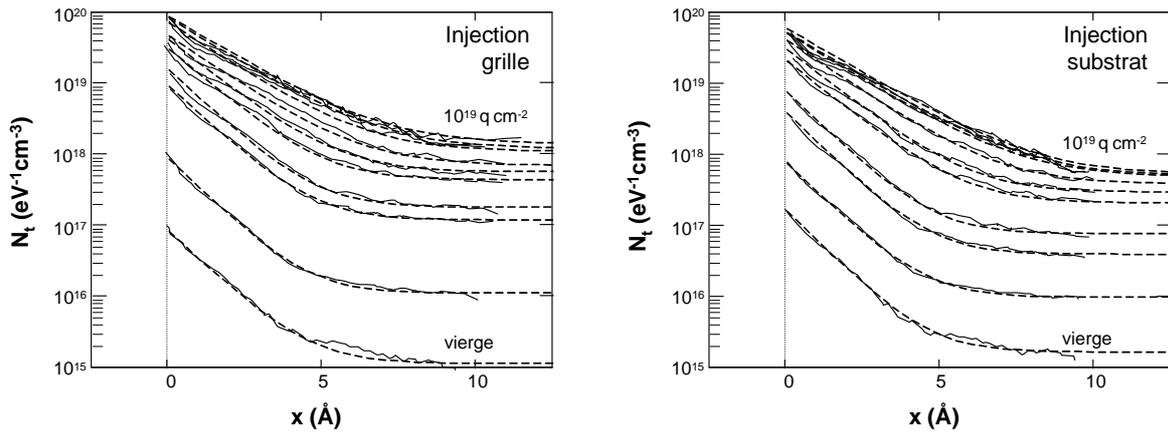


figure 4.9 : Evolution des profils en fonction de la charge injectée et superposition par des courbes  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$  (dispositifs IBM 13000 x  $1,5 \mu\text{m}^2$  à canal n)

La figure 4.10 compare les évolutions de la densité de défauts à l'interface  $N_{ts}$  et dans le volume de l'oxyde  $N_{t0}$  en fonction de la charge injectée. Quel que soit le sens d'injection ces paramètres évoluent de la même manière que  $N_{ss}$  (figure 4.7). On ne note pas de grosse différence de dégradation suivant le sens de l'injection. Contrairement à ce à quoi l'on pourrait s'attendre, la variation des concentrations de défauts entre le dispositif vierge et celui à plus fort niveau de contrainte est même un peu plus grande dans le cas de l'injection par le substrat. Ceci est déjà visible dans la figure 4.7.

Le rapport  $N_{ts}/N_{t0}$  est représenté sur la figure 4.10.b. Il n'évolue pas dans le cas de l'injection par le substrat et décroît légèrement dans le cas de l'injection par la grille. On peut voir là une dissymétrie de la dégradation suivant le sens d'injection. Cependant, d'une part, cette dissymétrie n'est pas très prononcée et d'autre part, la figure 4.10.a montre qu'à la fois  $N_{ts}$  et  $N_{t0}$  augmentent plus en valeurs relatives avec la contrainte dans le cas de l'injection par le substrat que dans celui de l'injection par la grille. D'autres mesures seraient nécessaires pour confirmer cette dissymétrie, si elle existe.

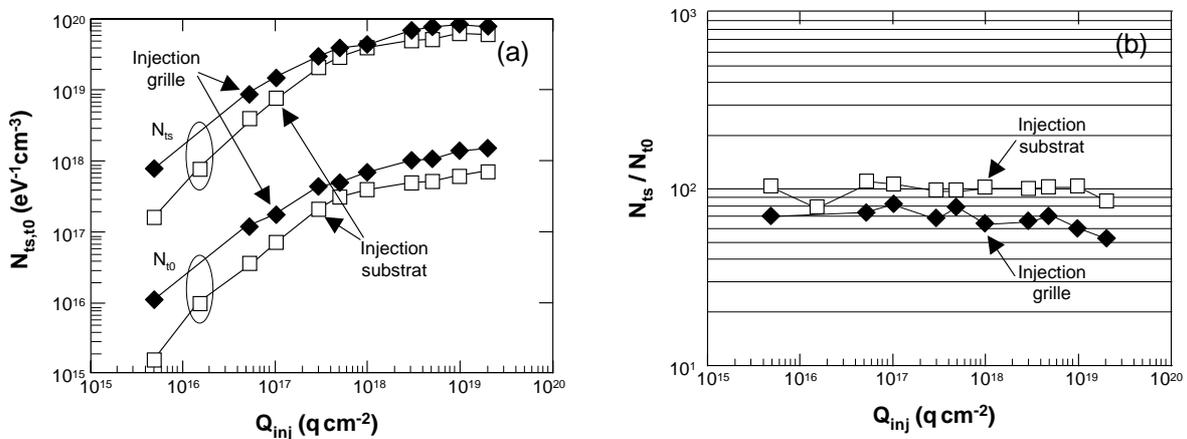


figure 4.10 : Evolution (a) des paramètres  $N_{ts}$  et  $N_{t0}$  et (b) de leur rapport en fonction de la charge injectée (dispositifs IBM 13000 x  $1,5 \mu\text{m}^2$  à canal n)

L'évolution des profils normalisés par rapport à la densité de pièges à l'interface est représentée en fonction de la charge injectée dans la figure 4.11. Quel que soit le sens de l'injection, l'épaisseur de la couche interfaciale augmente. C'est ce que l'on peut voir aussi en étudiant le paramètre  $d$ , représenté sur la figure 4.12.a. Celui-ci augmente avec  $Q_{inj}$  et passe de 1 à presque 2 angströms.

L'évolution des sections de capture moyennes à l'interface pour les électrons et les trous est présentée sur la figure 4.12.b. Celles-ci augmentent de deux ordres de grandeur au cours de la contrainte et varient approximativement comme  $Q_{inj}^{0,5}$ . Il en résulte une augmentation des taux de capture des défauts et une contribution plus grande de ceux situés dans l'oxyde.

Enfin, la figure 4.13 compare les évolutions de  $N_{ss}$  en fonction de  $N_{i0}$ . Ces évolutions peuvent être comparées à ce qui a été obtenu dans la littérature et présenté au paragraphe 2.3.1. Dans la figure 4.13, la pente est très voisine de 1. D'après Vuillaume et al. [Vuil89], la cinétique de croissance des états lents avec la contrainte est plus lente que celle des états rapides à faible niveau de contrainte (figure 2.10). En fait, si l'on observe les points expérimentaux correspondant aux défauts dans l'oxyde, on voit une cinétique très voisine de celle des états rapides et en accord qualitatif avec les résultats présentés ici, bien que les doses soient beaucoup plus faibles.

Par ailleurs, Nguyen Duc et al. [Nguy91], à partir de mesures de bruit pour  $N_t$  et de pompage de charges pour  $N_{ss}$  ont mesuré que  $N_t$  variait en  $N_{ss}^{1,5 \text{ à } 1,8}$  (figure 2.11). Vu la faible densité des états lents dans l'oxyde par rapport aux états très proches de l'interface, la mesure de  $N_{ss}$  donne une bonne image de la densité d'états rapides. Par contre, il sera montré dans le paragraphe 4.2.3 que les mesures de bruit donnent des valeurs de  $N_t$  beaucoup plus grandes que celles,  $N_{i0}$ , données par le pompage de charges. Cela explique la différence avec les résultats présentés ici.

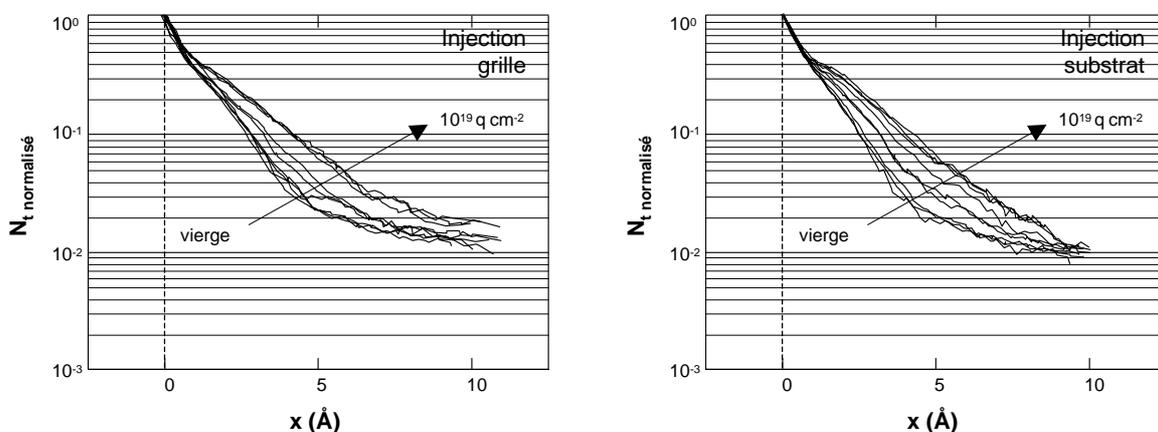


figure 4.11 : Evolution des profils normalisés par rapport à  $N_{ts}$  pour différentes charges injectées (dispositifs IBM 13000 x  $1,5 \mu m^2$  à canal n)

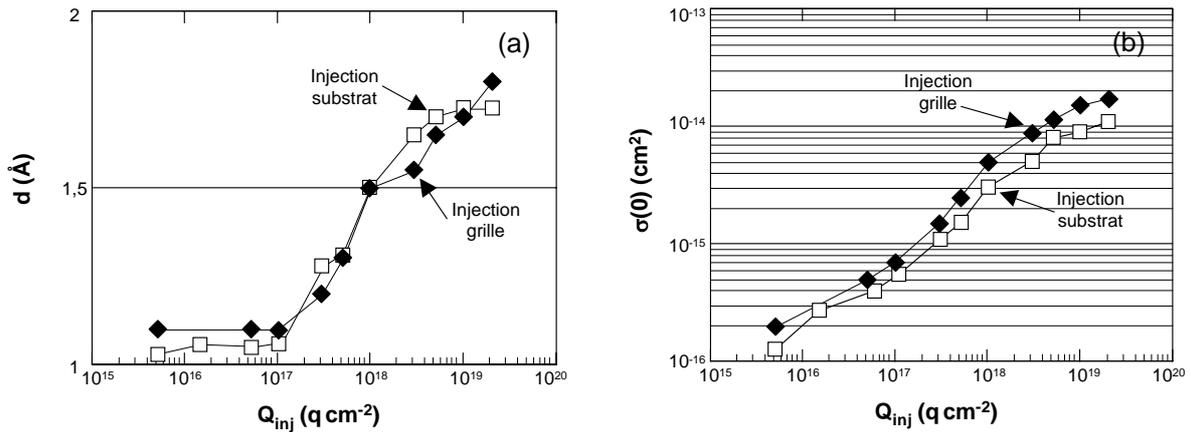


figure 4.12 : Evolution en fonction de la charge injectée de (a) le paramètre  $d$  et (b) la section de capture moyenne à l'interface (dispositifs IBM 13000 x  $1,5 \mu\text{m}^2$  à canal n)

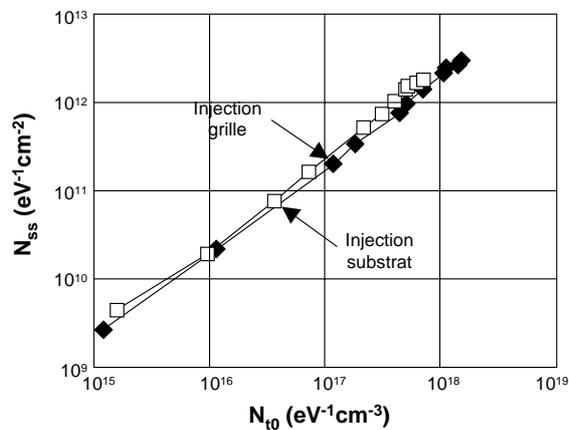


figure 4.13 : Evolutions de la densité d'états d'interface  $N_{ss}$  en fonction de la densité de pièges dans le volume de l'oxyde  $N_{t0}$  (dispositifs IBM 13000 x  $1,5 \mu\text{m}^2$  à canal n)

#### 4.2.2.2 Dispositif SGS-Thomson

L'étude a été menée sur un transistor ST  $800 \times 4 \mu\text{m}^2$  à canal p et d'épaisseur d'oxyde  $d_{ox} \approx 270 \text{\AA}$ . L'injection de courant a été réalisée par la grille.

La figure 4.14.a présente l'évolution de  $N_{ss}$  mesuré par pompage de charges conventionnel en fonction de  $Q_{inj}$ . Contrairement aux dispositifs IBM,  $N_{ss}$  évolue ici en  $Q_{inj}^{0,4}$  aux bas niveaux de contrainte, en meilleur accord avec les résultats rapportés dans la littérature (figure 1.8) [Lian84], [Here89]. La densité d'états d'interface atteinte en fin de contrainte est quatre fois inférieure à celle mesurée sur les dispositifs précédents.

La figure 4.14.b présente les profils obtenus par pompage de charges pour différentes valeurs de la charge injectée dans l'oxyde. La figure 4.15 montre les évolutions de  $N_{ts}$  et  $N_{t0}$  (figure 4.15.a) et de  $N_{ts}/N_{t0}$  (figure 4.15.b) en fonction de la charge injectée. Enfin, les

variations de  $d$ , de  $\sigma(0)$  et l'évolution de  $N_{ss}$  en fonction de  $N_{t0}$  sont représentées dans les figures 4.16.a et b.

A partir de ces figures, on constate que les tendances générales de l'évolution des caractéristiques des profils de défauts sont les mêmes que pour les dispositifs étudiés dans le paragraphe précédent : tendance à la diminution de  $N_{ts}/N_{t0}$  et forte augmentation de  $d$  et  $\sigma(0)$ . Cependant, la diminution de  $N_{ts}/N_{t0}$  avec la contrainte est significative ici (figure 4.15.b). Ceci confirme la tendance qu'a la couche contrainte de l'oxyde à se dégrader plus rapidement que l'interface sous injection Fowler-Nordheim. On voit aussi que  $d$  augmente plus avec l'injection pour ce dispositif que pour les dispositifs précédents.  $d$  est multiplié par 2,3 pour  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$  par rapport au dispositif vierge. Par contre  $\sigma(0)$  qui variait de près de deux ordres de grandeur pour les dispositifs IBM (figure 4.12.b), ne varie plus que d'une décade ici (figure 4.16.a).

Ces résultats montrent que la technique peut être utilisée pour étudier la dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> avec l'injection de porteurs, mais aussi pour caractériser une technologie par rapport à une autre.

Enfin dans la figure 4.16.b,  $N_{ss}$  varie en moyenne comme  $N_{t0}$ , en accord avec les mesures sur les dispositifs IBM.

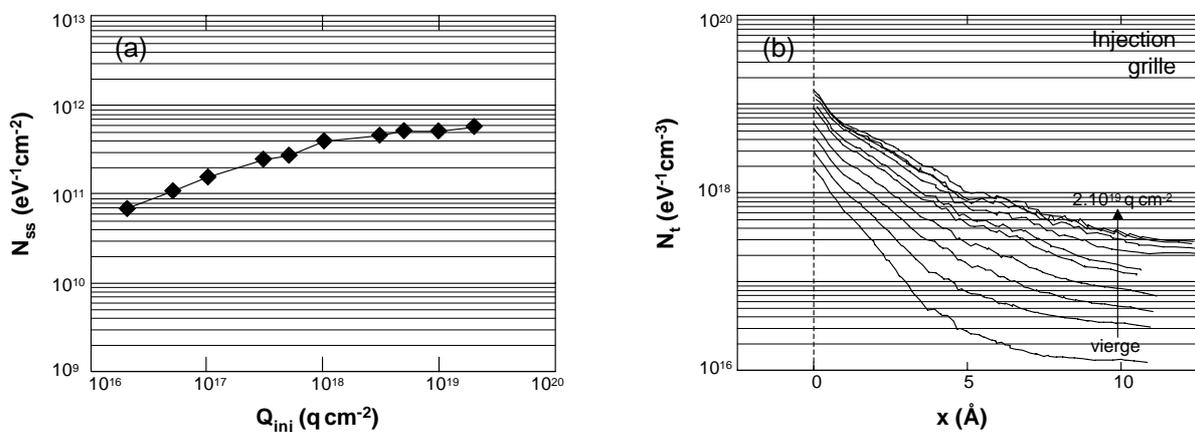


figure 4.14 : (a) Evolution de la densité d'états d'interface en fonction de la charge injectée  
 (b) Profils de défauts mesurés pour différents niveaux de contrainte  
 (dispositif ST 800 x 4  $\mu\text{m}^2$  à canal p)

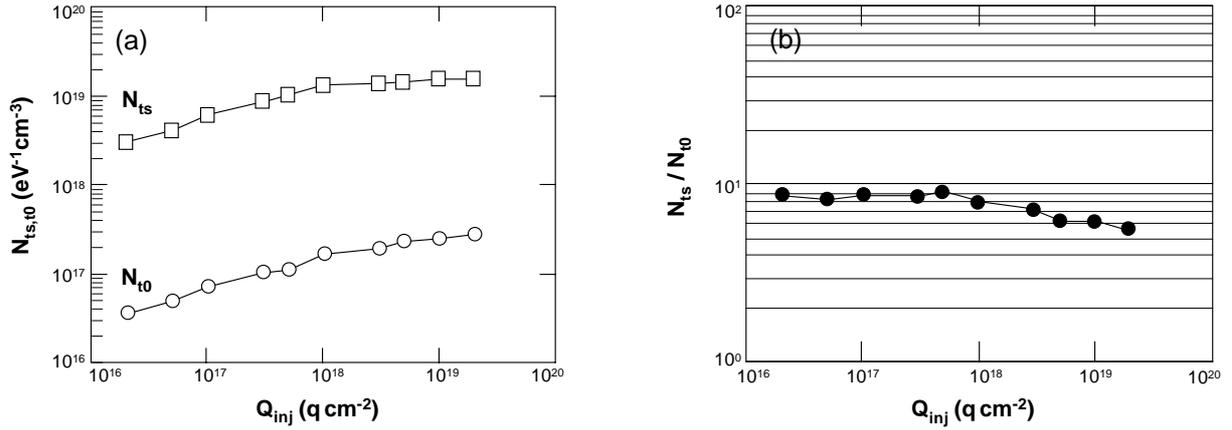


figure 4.15 : Evolutions (a) des densités volumiques  $N_{ts}$  et  $N_{t0}$  et (b) du rapport  $N_{ts}/N_{t0}$  en fonction de la charge injectée (dispositif ST 800 x 4  $\mu\text{m}^2$  à canal p)

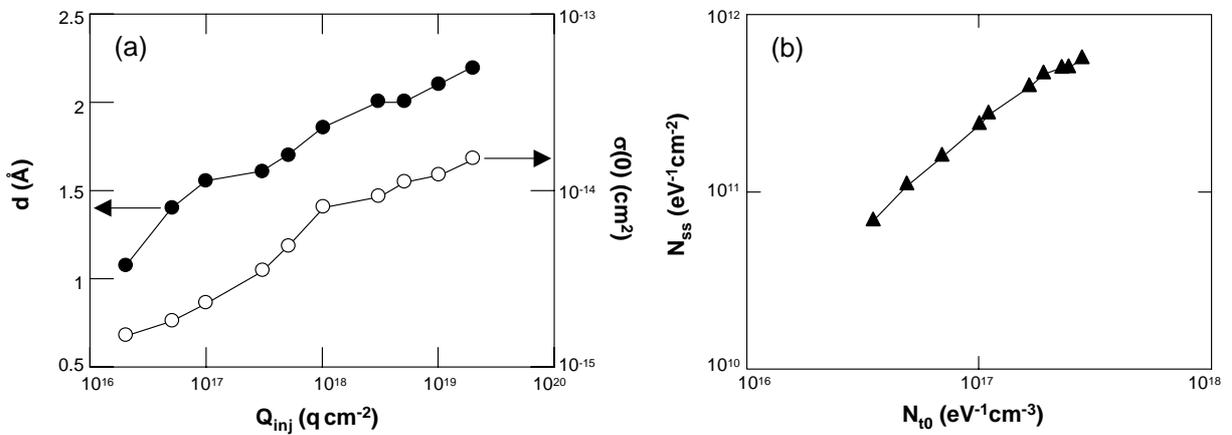


figure 4.16 : (a) Evolutions de  $d$  et de la section de capture à l'interface  $\sigma(0)$  en fonction de la charge injectée et (b) évolution de  $N_{ss}$  en fonction de  $N_{t0}$  (dispositif ST 800 x 4  $\mu\text{m}^2$  à canal p)

## 4.2.3 Comparaison avec la spectroscopie de bruit

### 4.2.3.1 Densité de défauts

La figure 4.17 compare les évolutions en fonction de la contrainte, de  $N_{t0}$  extrait des profils de la figure 4.14 et de  $N_t$  obtenu à partir de mesures de bruit, en utilisant la relation (2.5) dite de McWhorter [McWh57]. Comme au paragraphe 3.3.2.3, les spectres ont été mesurés en utilisant des tensions de grille variant de l'inversion faible à l'inversion forte.

Il faut d'abord noter une certaine dispersion des valeurs de  $N_t$  avec la polarisation de grille comme cela avait déjà été observé dans la figure 3.22 (figure 4.18.a).  $N_t$  augmente légèrement quand  $V_g$  varie de l'inversion faible à l'inversion forte.

Pour de faibles niveaux de contrainte les concentrations de défauts données par les deux méthodes sont proches (figure 4.17). Cependant, la concentration obtenue à partir des mesures de bruit augmente beaucoup plus rapidement que  $N_{t0}$  avec la contrainte. Le rapport est d'environ 3 pour  $Q_{inj} = 2.10^{16} \text{ q cm}^{-2}$  et de 1000 pour  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$ .

Les valeurs de  $N_{t0}$  extraites à partir des profils de pompage de charges semblent fiables dans la mesure où elles sont toujours reliées au  $N_{ss}$  mesuré par l'intégration des profils (à  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$ ,  $N_{ss} = 5,6.10^{11} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ). Si l'on fait abstraction des profils, une densité de défauts de  $3.10^{17} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$ , comme dans la figure 4.17, pour  $N_{t0}$ , intégrée sur  $15 \text{ \AA}$  donnerait un  $N_{ss}$  de  $4,5.10^{10} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . En ce qui concerne les mesures de bruit, une densité de  $10^{20} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$  comme dans la figure 4.17, intégrée sur la même profondeur donnerait un  $N_{ss}$  égal à  $1,5.10^{13} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ , ce qui est 30 fois plus grand que le  $N_{ss}$  mesuré (figure 4.14.a). Ou bien pour obtenir  $N_{ss} = 5,6.10^{11} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$  à partir de  $N_t = 10^{20} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$ , il faut supposer que la couche de défauts sur laquelle s'effectue la mesure a  $0,5 \text{ \AA}$  d'épaisseur.

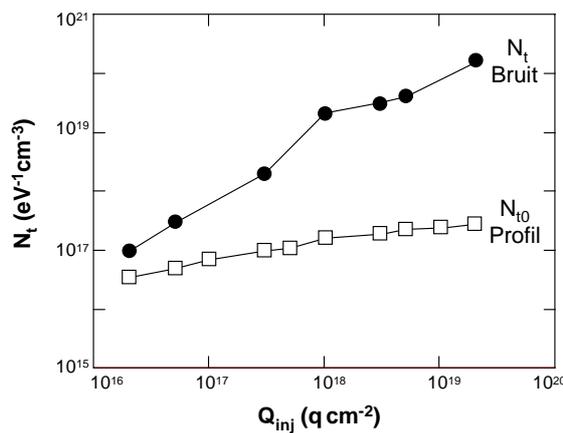


figure 4.17 : Comparaison de la densité de défauts lents obtenue par pompage de charges et par bruit en fonction de la charge injectée (dispositif ST 800 x  $4 \mu\text{m}^2$  à canal p)

#### 4.2.3.2 Pente des spectres de bruit et partie exponentielle des profils de pompage de charges

La figure 4.18 compare les spectres mesurés sur l'échantillon peu contraint ( $Q_{inj} = 2.10^{16} \text{ q cm}^{-2}$ ) à ceux mesurés sur l'échantillon fortement contraint ( $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$ ). A faible niveau de contrainte les valeurs de  $N_t$  obtenues varient peu dans la gamme de fréquence étudiée (figure 4.18.a). On note quand même une légère augmentation de  $N_t$  en inversion faible vers la partie haute fréquence des spectres, ce qui correspond à une pente légèrement inférieure à  $1/f$ . Pour des niveaux de contrainte importants, on observe une forte dépendance de  $N_t$  avec la fréquence, dépendance d'autant plus grande que le dispositif est polarisé en inversion faible (figure 4.18.b). Ceci traduit non plus du bruit en  $1/f$ , mais un bruit en  $1/f^\gamma$  avec  $\gamma < 1$ .

Afin d'observer l'évolution de cette pente avec le niveau de contrainte, celle-ci a été représentée dans la figure 4.19 en fonction du potentiel de surface obtenu par simulation pour les deux niveaux extrêmes de contrainte.

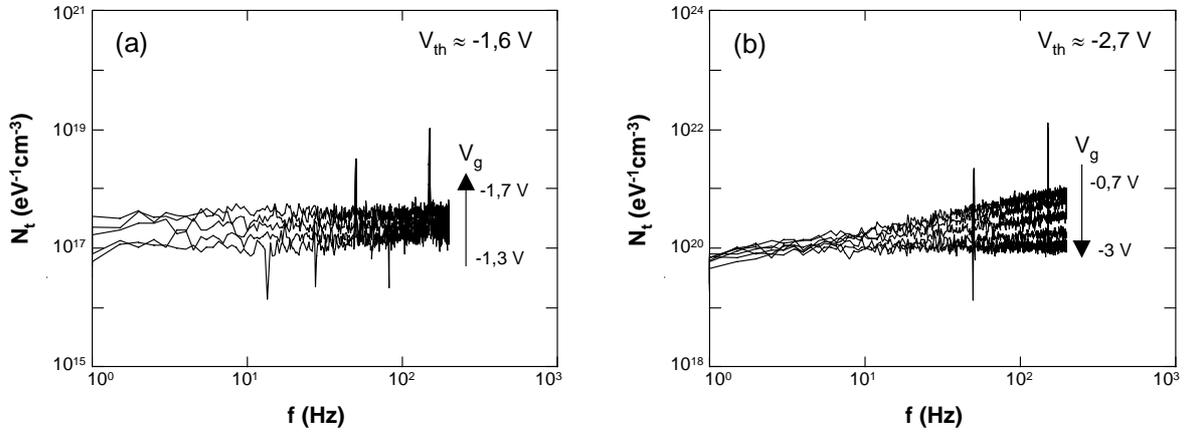


figure 4.18 : Spectre en fréquences de la densité volumique de pièges pour l'échantillon (a) peu contraint ( $Q_{inj} = 2 \cdot 10^{16} \text{ q cm}^{-2}$ ) et (b) fortement contraint ( $Q_{inj} = 2 \cdot 10^{19} \text{ q cm}^{-2}$ ).  $V_g$  varie de l'inversion faible à l'inversion forte (dispositif ST 800 x 4  $\mu\text{m}^2$  à canal p)

A cause de la surface des dispositifs, il n'est pas possible de mesurer le bruit en très faible inversion, car les autres sources de bruits du système (bruit thermique ou bruit blanc de Nyquist) sont de l'ordre de grandeur de celui mesuré. C'est la raison pour laquelle, dans la figure 4.19, la courbe à  $Q_{inj} = 2 \cdot 10^{16} \text{ q cm}^{-2}$  présente peu de points en inversion faible.

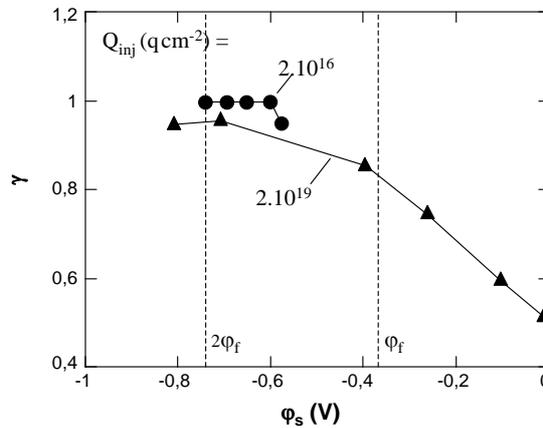


figure 4.19 : Evolution de la pente  $\gamma$  des spectres de bruit en fonction du potentiel de surface pour les deux niveaux d'injection extrêmes (dispositif ST 800 x 4  $\mu\text{m}^2$  à canal p)

Les courbes de la figure 4.19 montrent que la pente diminue avec la contrainte et de l'inversion forte à l'inversion faible. Elle est proche de 1 en inversion forte et voisine de 0,5 au plus fort niveau d'injection et au plus bas niveau de courant. Une pente inférieure à 1 dans les spectres de bruit est sensée mettre en évidence une concentration de défauts non constante dans l'oxyde.

La profondeur jusqu'à laquelle les pièges de l'oxyde contribuent au bruit est directement liée à la tension de grille au travers de la constante de capture  $\tau_c$  : en inversion forte, les pièges loin de l'interface peuvent répondre et le bruit intègre les pièges sur une grande profondeur ; en inversion faible, seuls les pièges proches de l'interface contribuent au spectre. Les variations de pente observées ici sont donc à corrélérer à la décroissance exponentielle des profils de défauts obtenus par pompage de charges au voisinage de l'interface et à l'évolution de cette partie des profils avec la contrainte.

La figure 4.20.a présente deux spectres de bruit simulés entre 1 Hz et 1 GHz, pour une polarisation entre l'inversion faible et l'inversion forte, en considérant une distribution de pièges,  $N_{i0}$ , constante dans l'oxyde (courbe 1) ou variant en  $N_i(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{i0}$  (courbe 2). Ces spectres ont été calculés en utilisant les relations (2.4) pour la courbe 1 et (2.4) et (2.6) pour la courbe 2 [Chri68]. Dans le cas du profil à décroissance exponentielle et pour simplifier les calculs, Christensson et al. ont supposé  $d = \lambda$  [équation (2.6)]. Dans les deux cas, les profils donnent lieu à du bruit en  $1/f$  à basses fréquences et à du bruit en  $1/f^2$  à hautes fréquences. Dans le cas d'un profil en  $N_i(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{i0}$ , il existe une partie à basses fréquences où seul le plateau du profil est pris en compte et le bruit reste en  $1/f$ . A plus hautes fréquences, la partie exponentielle des profils contribue au spectre et la pente du spectre diminue. Lorsque la fréquence ne permet plus aux états situés à l'interface de répondre, le bruit est en  $1/f^2$ .

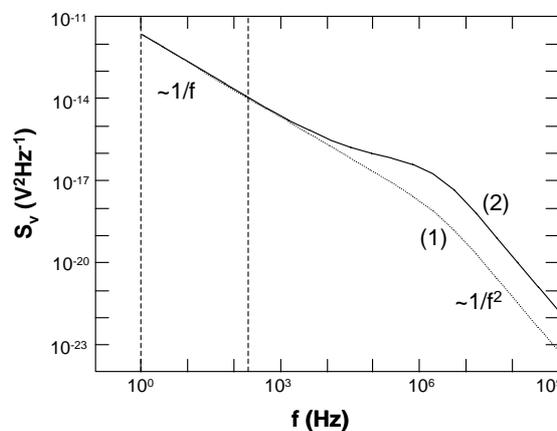


figure 4.20 : Spectres de bruit simulés dans le cas d'une densité de pièges,  $N_{i0}$ , constante dans l'oxyde (courbe 1) ou variant en  $N_i(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{i0}$  avec  $d = \lambda$  (courbe 2)

Dans le cas d'un profil en  $N_i(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{i0}$  avec  $d \neq \lambda$ , la densité spectrale de bruit en tension est donnée par :

$$S_v = \frac{4qkT}{AC_{ox}} \int_0^D [N_{ts} \exp(-x/d) + N_{i0}] \frac{\tau_c \exp(x/\lambda)}{1 + \omega^2 \tau_c^2 \exp(2x/\lambda)} dx \quad (4.1)$$

Après intégration, le terme lié à la concentration  $N_{i0}$  est donné par la relation (2.4).

Le terme correspondant à la partie exponentielle du profil peut se mettre sous la forme :

$$S_v = \frac{4qkT}{AC_{ox}^2} N_{ts} \tau_c \int_0^D \frac{\exp(x/\lambda)((\beta-1)/\beta)}{1 + \omega^2 \tau_c^2 \exp(2x/\lambda)} dx \quad (4.2)$$

où  $d = \beta\lambda$ .

Afin de pouvoir simuler les spectres de bruit correspondant aux profils mesurés par pompage de charges et étudier leur évolution en fonction de la contrainte, cette intégrale a été calculée numériquement.

La figure 4.21.a montre les spectres simulés obtenus pour trois valeurs de tension allant de l'inversion faible à l'inversion forte en introduisant le profil de défauts mesuré par pompage de charges sur le dispositif faiblement contraint ( $Q_{inj} = 2.10^{16} \text{ q cm}^{-2}$ ,  $d = 1,35 \lambda$  et  $N_{ts}/N_{t0} = 155$ ). La bande de fréquence, 1-200 Hz, correspondant aux mesures de bruit a aussi été délimitée sur la figure. On voit que la contribution de la partie exponentielle des profils n'est visible qu'en inversion faible, mais devrait être bien visible dans ces conditions de polarisation sur un dispositif vierge.

La figure 4.21.b montre l'équivalent de la figure 4.21.a pour le dispositif contraint à  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$  ( $d = 3,15 \lambda$  et  $N_{ts}/N_{t0} = 54$ ). A cause de la grande valeur de  $d$ , la partie exponentielle du profil influence beaucoup plus largement le spectre, il n'y a plus de région où le spectre est réellement en  $1/f$  et la pente évolue plus progressivement avec la polarisation. Ceci est montré plus clairement dans la figure 4.22 où la pente des spectres simulés et mesurés entre 1 et 200 Hz est représentée en fonction du potentiel de surface pour différents niveaux de contrainte. Pour cela, les valeurs de  $N_{ss}$  et  $V_{th}$  mesurées sur le dispositif contraint ont été introduites dans la simulation du potentiel de surface et les caractéristiques  $N_{ts}$ ,  $N_{t0}$  et  $d$  ont été utilisées pour la simulation des spectres. Les valeurs des tensions de grille et donc du potentiel de surface simulé sont celles utilisées pour les mesures de bruit.

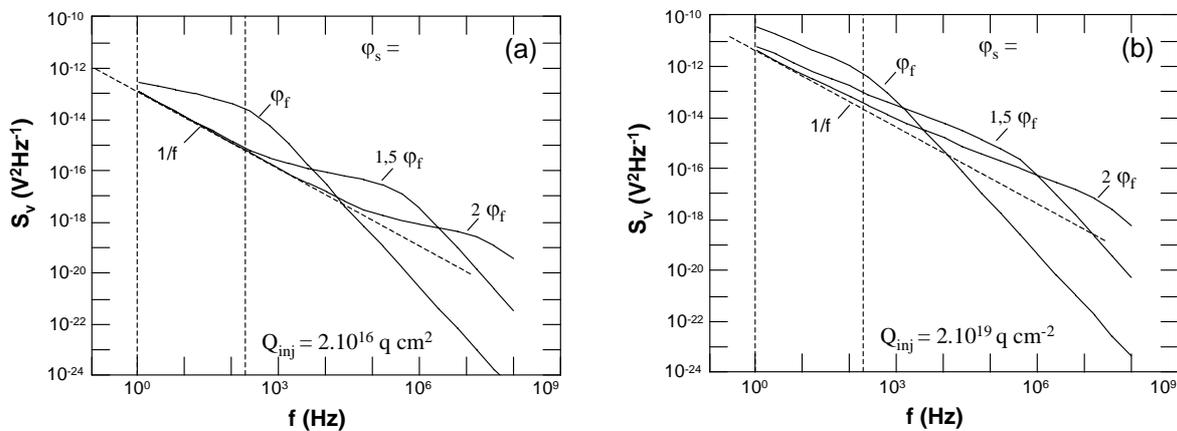


figure 4.21 : Spectres simulés pour 3 valeurs de tension allant de l'inversion faible à l'inversion forte en considérant un profil en  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$  et en utilisant les paramètres des profils mesurés  
 (a) dispositif faiblement contraint ( $Q_{inj} = 2.10^{16} \text{ q cm}^{-2}$ ),  $d = 1,35 \lambda$  et  $N_{ts}/N_{t0} = 155$   
 et (b) dispositif contraint à  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$ ,  $d = 3,15 \lambda$  et  $N_{ts}/N_{t0} = 54$

La figure 4.22.a montre bien l'évolution plus lente de la pente pour le dispositif peu contraint qui ne varie de façon significative qu'en inversion faible et son évolution plus importante dans toute la gamme de polarisation, la pente étant inférieure à 1 en inversion forte, pour le dispositif contraint à  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$ . La forte augmentation des pentes pour  $|\varphi_s| < |\varphi_f|$  correspond à l'amorce de la partie en  $1/f^2$  des spectres (figure 4.21).

La figure 4.22.b reprend les mêmes résultats que la figure 4.22.a mais pour le dispositif réel. Les mêmes tendances sont observées et les pentes réelles et simulées sont même très proches jusqu'à  $Q_{inj} = 10^{18} \text{ q cm}^{-2}$ . Pour les forts niveaux de contrainte, la simulation du potentiel de surface à partir des tensions de seuil et du  $N_{ss}$  mesuré sont à remettre en cause, puisque des points sont obtenus pour des valeurs de  $\varphi_s$  irréalistes, car proches de zéro.

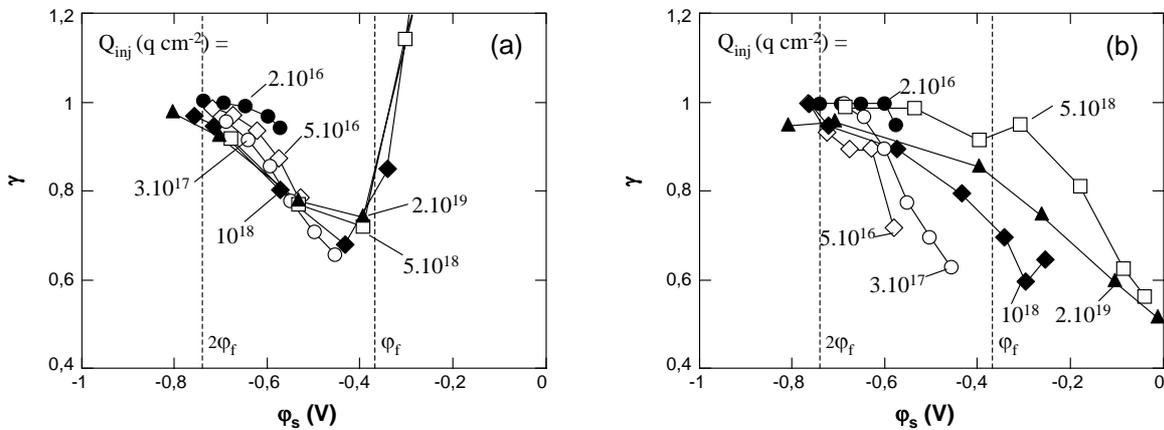


figure 4.22 : Pente des spectres simulés (a) et mesurés (b) en fonction du potentiel de surface et pour différents niveaux de contrainte

#### 4.2.3.3 Extraction de d à partir de la pente des spectres de bruit

Dans le cas de profils purement exponentiels en  $N_t(x) = N_{ts} \exp(-x/d)$ , Berz a montré que d pouvait être extrait de la pente,  $\gamma$ , des spectres de bruit par la relation [Berz70] :

$$d = \frac{\lambda}{1 - \gamma} \quad (4.3)$$

La figure 4.23 montre des spectres simulés en ne considérant que la partie exponentielle des profils et en introduisant les paramètres  $N_{ts}$  et d de cette partie du profil pour le dispositif faiblement contraint ( $Q_{inj} = 2.10^{16} \text{ q cm}^{-2}$ ) (figure 4.23.a) et contraint à  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$  (figure 4.23.b). La figure 4.24 montre l'extraction des valeurs de d à partir de la pente des spectres simulés de la figure 4.23.

Dans la figure 4.25 sont présentées les valeurs de d obtenues en utilisant la même méthode [équation (4.3)] à partir de la pente des spectres simulés dans la figure 4.21, c'est-à-dire à partir des spectres obtenus en introduisant les caractéristiques des profils de défauts du

dispositif faiblement contraint (figure 4.24.a) et du dispositif contraint à  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$  (figure 4.24.b). On voit que les valeurs de  $d$  sont approchées au minimum de la pente des spectres : dans la figure 4.25.a et dans la gamme de fréquences de mesure, une valeur voisine de  $d$  pourrait être obtenue en polarisant le dispositif au voisinage de l'inversion faible. Dans la figure 4.25.b,  $d$  peut être extrait pour des polarisations intermédiaires entre l'inversion forte et l'inversion faible.

Enfin la figure 4.26 présente les valeurs de  $d$  obtenues en utilisant comme pour la figure 4.22, l'évolution des paramètres du transistor avec la contrainte. Quelle que soit la figure, correspondant aux spectres simulés (figure 4.26.a) ou aux spectres réels (figure 4.26.b), on voit que l'évolution de  $d$  avec la contrainte ne peut être mise en évidence et que seul un ordre de grandeur de ce paramètre peut être obtenu à partir des points mesurés aux plus faibles niveaux de courant.

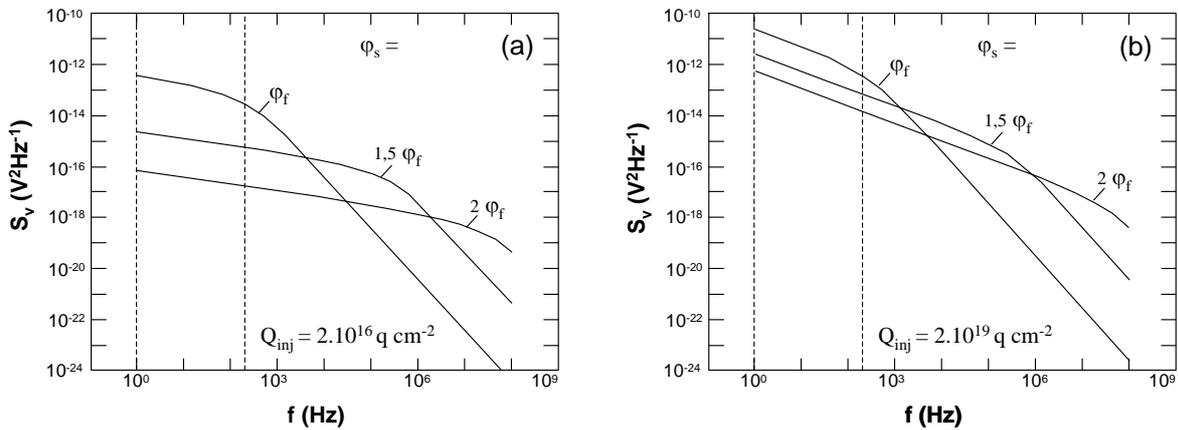


figure 4.23 : Spectres simulés pour 3 valeurs de tension allant de l'inversion faible à l'inversion forte en considérant un profil en  $N_t(x) = N_{ts} \exp(-x/d)$  et les valeurs de  $N_{ts}$  et  $d$  (a) dispositif faiblement contraint ( $Q_{inj} = 2.10^{16} \text{ q cm}^{-2}$ ) et (b) dispositif contraint à  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$

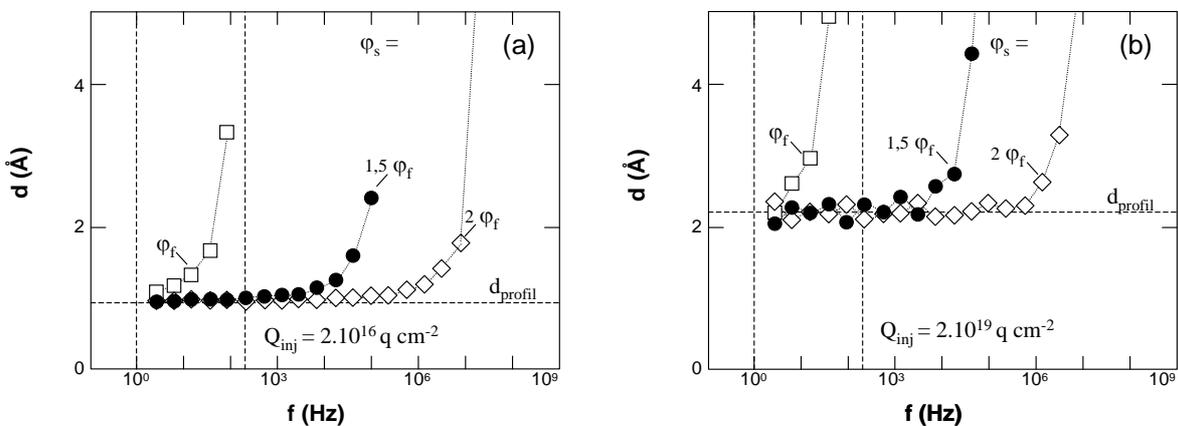


figure 4.24 : Valeurs de  $d$  extraites de la pentes des spectres simulés de la figure 4.23 en considérant un profil en  $N_t(x) = N_{ts} \exp(-x/d)$  (a) dispositif faiblement contraint ( $Q_{inj} = 2.10^{16} \text{ q cm}^{-2}$ ) et (b) dispositif contraint à  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$

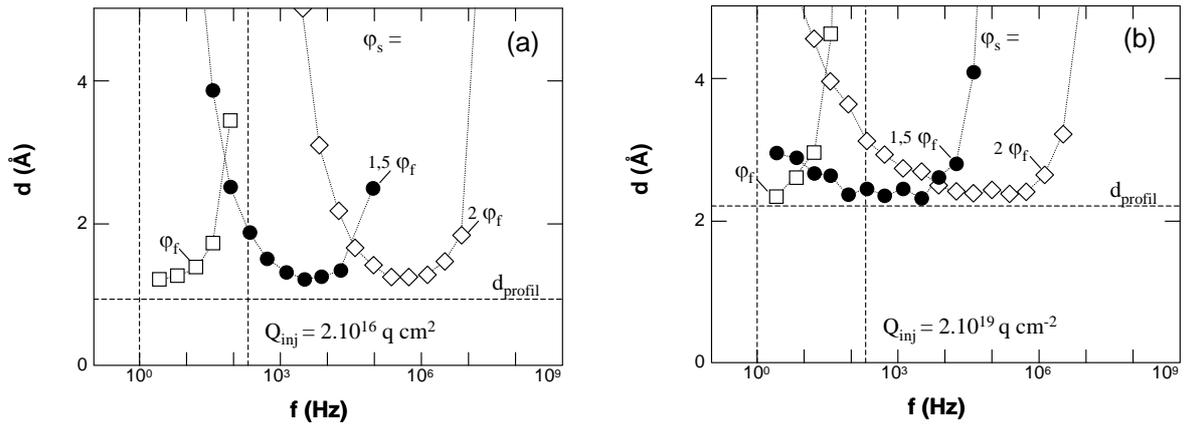


figure 4.25 : Valeurs de  $d$  extraites des pentes locales des spectres simulés de la figure 4.21 en considérant un profil en  $N_i(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$   
 (a) dispositif faiblement contraint ( $Q_{inj} = 2.10^{16} \text{ q cm}^{-2}$ ) et (b) dispositif contraint à  $Q_{inj} = 2.10^{19} \text{ q cm}^{-2}$

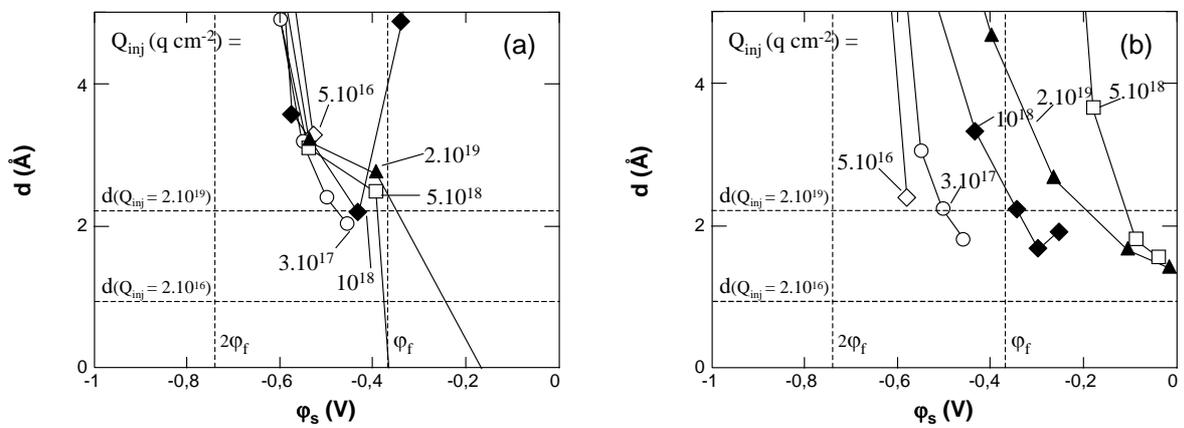


figure 4.26 : Evolutions en fonction du potentiel de surface et pour différents niveaux de contrainte, de  $d$  obtenu à partir de la pente des spectres de bruit entre 1 et 200 Hz.  
 (a) spectres simulés en introduisant des profils en  $N_i(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$  et les paramètres des profils mesurés et (b) spectres mesurés

#### 4.2.4 Conclusion

L'étude de la dégradation de dispositifs sous injection Fowler-Nordheim a permis de mettre en évidence l'évolution des paramètres des profils avec la contrainte. L'injection de porteurs, en plus de la simple augmentation de la densité globale des états d'interface, a pour effet d'augmenter l'épaisseur de la couche des défauts d'interface, d'augmenter la valeur des sections de capture à l'interface et de réduire le rapport  $N_{ts}/N_{t0}$  de la densité de défauts à l'interface par rapport à celle du plateau dans l'oxyde.

Pour les dispositifs utilisés, les variations mesurées de ces paramètres sont très voisines, que l'injection soit réalisée par la grille ou par le substrat. Cela signifie que dans le cas d'une injection par le substrat la région tunnel où les porteurs traversent la barrière triangulaire Si-SiO<sub>2</sub> se dégrade aussi et de façon très voisine à sa dégradation lors d'une injection par la grille où les porteurs ont pu acquérir leur énergie d'équilibre. D'après les résultats obtenus ici, l'absence de dégradation dans la région tunnel ne peut donc être invoquée comme souvent dans la littérature [Hoka88], [Han94], pour expliquer la plus forte charge au claquage dans le cas d'une injection par la grille (paragraphe 2.3.2).

L'évolution des paramètres des profils avec la dose injectée, augmentation de  $\sigma(0)$  d'une part et augmentation de  $d$  et diminution du rapport  $N_{ts}/N_{t0}$  d'autre part conduisent à une augmentation des possibilités de capture des défauts situés dans le volume de l'oxyde. Pour les dispositifs IBM, l'augmentation d'un facteur 100 des sections de capture à l'interface repousse, pour des conditions de polarisation identiques, le lieu de capture dans l'oxyde de 3 Å si  $\lambda_{e,h} = 0,7$  Å. D'autre part l'augmentation de  $N_{ss}$  donne une image globale de la charge stockable dans les états d'interface. Elle est multipliée par 1000 pour ces dispositifs entre  $Q_{inj} = 0$  et  $Q_{inj} = 2.10^{19}$  q cm<sup>-2</sup>. Mais l'augmentation de  $d$  et la diminution de  $N_{ts}/N_{t0}$  montrent que dans cette charge participent de plus en plus des défauts situés loin de l'interface. Tous ces facteurs contribuent à une extension de l'interface au sens large du terme en direction de l'oxyde. C'est en ce sens que l'on peut interpréter, à partir des résultats présentés ici, la contribution des interface au claquage des oxydes mise en avant par différents auteurs [DiMa93], [Han94], [Hase95].

D'importantes différences entre l'évolution avec la contrainte des paramètres des profils pour les dispositifs IBM et ST ont été mises en évidence. La technique proposée permet donc de caractériser des technologies les unes par rapport aux autres.

La méthode permet aussi de répondre clairement à la question posée depuis un certain nombre d'années dans la littérature et concernant l'évolution avec la contrainte de la densité des états lents par rapport à celle des états rapides.

En comparant les évolutions du  $N_{ss}$  global avec celles de la concentration dans le plateau des profils de pompage de charges, une pente très voisine de 1 a été obtenue dans tous

les cas. Les résultats antérieurement publiés concernant ce point ont été expliqués en fonction des techniques de mesure utilisées [Nguy91] ou de l'exploitation des résultats expérimentaux [Vuil86].

Enfin, la comparaison des concentrations obtenues dans le plateau par pompage de charges et à partir des spectres de bruit en utilisant la relation de McWhorter [relation (2.5)] a été faite. On observe des écarts croissant avec le niveau de contrainte, les mesures de bruit donnant des concentrations de défauts plus grandes que le pompage de charges.

Si les profils mesurés par pompage de charges et donc les valeurs de  $N_{t0}$ , sont toujours corrélés, après intégration, à la densité globale des états d'interface,  $N_{ss}$ , des dispositifs, les concentrations de défauts obtenues par les mesures de bruit conduisent soit à des valeurs irréalistes de  $N_{ss}$ , soit à une épaisseur de la couche de défauts contribuant au bruit anormalement faible.

Si les concentrations de défauts mesurées par pompage de charges et par bruit sont en désaccord, la pente des spectres a été corrélée de façon claire à la partie exponentielle des profils. Il est surprenant, suite aux travaux très anciens de Christensson et al [Chri68] et Berz [Berz70] que la décroissance exponentielle des profils n'ait pas été clairement mise en évidence plus tôt. Cependant, il a été montré qu'à partir de mesures de bruit seules, les paramètres de la partie exponentielle des profils ne semblaient pas pouvoir être extraits. C'est donc bien parce qu'à travers les mesures de bruit une confirmation des caractéristiques des profils obtenus précisément par le pompage de charges étaient recherchées, que la corrélation a été faite.

La partie exponentielle des profils de défauts a donc aussi été mise en évidence à partir des mesures de bruit. Ces mesures confirment les profils de défauts obtenus par pompage de charges, qu'il s'agisse du proche interface ou du plateau en direction de l'oxyde.

Enfin on peut noter que la contrainte sur le dispositif ST sur lequel ont été comparés les résultats de bruit et de pompage de charges a été réalisé sur un dispositif à canal p. Une contrainte réalisée sur un dispositif de même technologie à canal n semble conduire aux mêmes résultats concernant la comparaison entre les deux techniques. Dans des publications récentes, le bruit dans les transistors à canal p était attribué au modèle de fluctuation de mobilité du modèle de Hooge, celui dans les dispositifs à canaux n était attribué au modèle de fluctuation du nombre de porteurs du modèle de McWhorter [Chang94]. Les mesures réalisées dans ce travail corrélaient la pente des spectres de bruit dans les transistors à canal p mesuré au modèle de McWhorter.

## **Conclusion**



Dans ce travail, une nouvelle technique de pompage de charges a été présentée. Elle était sensée permettre une étude en profondeur des défauts situés à l'interface et en direction de l'oxyde, dans les transistors MOS en utilisant la variation avec la fréquence du signal de grille du courant de pompage de charges.

Un modèle d'extraction des profils basé sur la statistique de Shockley-Read-Hall mais négligeant l'émission et supposant des sections apparentes de capture décroissant exponentiellement avec la profondeur dans l'oxyde (modèle d'Heiman et Warfield) a été présenté.

Des profils ont été extraits pour un grand nombre de dispositifs, provenant de trois technologies, pour des dispositifs à canaux n, à canaux p, pour des dispositifs vierges, contraints ou ayant un oxynitride comme isolant de grille. Dans tous les cas, et avec un certain nombre de réserves mentionnées dans le texte, la concentration de défauts, de l'interface vers l'oxyde est de la forme  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$ .

La validité de ce profil a été discutée. Il a été montré, en confrontant des courbes expérimentales et des simulations que des courbes de pompage de charges, mal simulées si l'on supposait les états d'interface localisés dans le plan de l'interface, étaient simulées de façon très satisfaisante si l'on prenait en compte une telle distribution de défauts.

En supposant un mécanisme d'émission de type thermoïonique et une section de capture pour l'émission variant comme celle utilisée pour la capture, il a été montré que l'émission ne devrait pas intervenir sur les profils de défauts extraits, en accord avec des profils mesurés en faisant varier la composante d'émission au travers des temps de transition du signal de grille. Le modèle utilisé pour l'extraction des profils est donc tout à fait valable et ne fait donc aucune approximation dans les conditions de mesures utilisées ici.

Dans tous les cas, l'intégration des profils avec la profondeur dans l'oxyde aboutit à la valeur des densités d'états d'interface,  $N_{ss}$ , mesurées par pompage de charges conventionnel, à un facteur inférieur à un facteur 2 près. De plus, l'évolution du  $N_{ss}$  apparent obtenu en réduisant l'amplitude du signal de grille suit très bien l'intégration partielle des profils. Les techniques de caractérisation conventionnelles mesurent donc, suivant leur nature, tout ou une partie de ce profil. Concernant la corrélation avec les résultats provenant d'autres techniques, une bonne corrélation a été obtenue avec une technique poursuivant le même but et basée sur l'exploitation du transitoire de courant de drain.

Le plateau observé en direction de l'oxyde avait déjà été mis en évidence à partir de mesures de conductance. Son existence est ici confirmée.

La corrélation avec la spectroscopie de bruit a été extrêmement fructueuse puisqu'un tel profil avait été envisagé il y a une trentaine d'années sans, autant que nous le sachions, avoir jamais été confirmé. Non seulement la partie exponentielle du profil a été corrélée à l'évolution de la pente des spectres de bruit en inversion faible, mais la bonne corrélation des simulations avec les résultats expérimentaux, en fonction des tensions de grille et de la contrainte confirme l'ensemble du profil.

L'avantage essentiel de la technique de pompage de charges par rapport à la spectroscopie de bruit ou à la méthode de la conductance réside dans l'utilisation à la fois de la capture des électrons et des trous et d'impulsions quasi-rectangulaires, qui permettent une détermination précise de la profondeur sur laquelle des défauts contribuent à la grandeur mesurée.

Les caractéristiques du profil étant validées, le modèle d'extraction l'est aussi et la statistique de Shockley-Read-Hall s'applique donc aux défauts étudiés, qu'ils se situent à l'interface ou en direction de l'oxyde.

La corrélation de ces résultats avec ceux obtenus en utilisant des méthodes physiques de caractérisation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> montre que la partie exponentielle du profil correspond aux états d'interface proprement dits, région sous-stoechiométrique en oxygène, et que le plateau correspond au début de la couche dite de transition ou contrainte où l'oxyde est fragile et possède une forte concentration de défauts.

Une autre interprétation des courbes de pompage de charges pouvait interférer avec l'approche développée ici. Elle consiste à voir dans les courbes de pompage de charges le reflet de l'évolution des tensions de seuil et de bandes plates le long du canal, en particulier au voisinage des régions de source et de drain du transistor où le dopage effectif est plus faible que dans la partie centrale du canal. Il a été montré que cette approche négligeait à tort l'évolution du potentiel de surface avec la polarisation de grille et son influence sur le remplissage des défauts. Elle surévalue les variations des paramètres du transistor le long du canal.

En dégradant la région du drain d'un dispositif avec des porteurs chauds, il a été montré que cette approche ne pouvait être confondue avec celle utilisée ici et que les courbes de pompage de charges reflétaient avant tout le remplissage des défauts avec les polarisations de grille.

En comparant les profils mesurés sur des transistors long et court, l'effet des régions de source et de drain des transistors sur les paramètres des profils a été mis en évidence. Les critères permettant de détecter cette influence à partir des courbes de pompage de charges ont été discutés, ainsi que les limitations de la technique.

Enfin, des dispositifs ont été soumis à une dégradation uniforme de leur oxyde et l'évolution des paramètres des profils a été étudiée.

En accord avec les mesures de bruit, la méthode indique que l'injection Fowler-Nordheim semble conduire à une augmentation de l'épaisseur de la couche des défauts d'interface, à une diminution plus ou moins grande du rapport  $N_{ts}/N_{t0}$  des concentrations à l'interface par rapport à celle dans l'oxyde. Elle conduit aussi à une forte augmentation des sections de capture des défauts. Ces trois points conduisent à une extension de l'interface au sens large du terme, en direction de l'oxyde lorsque la contrainte augmente et à une contribution plus importante des défauts lents dans le fonctionnement des dispositifs.

La quasi-indépendance de l'évolution de ces paramètres avec le sens d'injection montre que la dégradation de la couche contrainte se produit dans tous les cas. L'absence supposée de dégradation de cette région qui correspond à la région tunnel dans le cas d'injection par le substrat, a été mise en avant par différents auteurs pour expliquer la dépendance de la charge au claquage avec le sens de l'injection. Les mesures présentées ici montrent que cet argument n'est pas valable.

La technique a mis en évidence de fortes variations de l'évolution des paramètres des profils avec la contrainte, suivant la provenance des dispositifs. Elle peut donc être utilisée pour caractériser des technologies.

Elle a permis une mesure claire de l'évolution avec la contrainte de la densité des états lents avec celle des états rapides. Pour les dispositifs étudiés ici,  $N_{ss}$  varie comme  $N_{t0}$ . Différentes évaluations de cette question avaient été publiées dans la littérature à partir d'autres techniques. Ces résultats ont été comparés et discutés.

Enfin, de forts écarts entre les concentrations de défauts mesurés par bruit et par pompage de charges au niveau du plateau ont été observés, le bruit donnant systématiquement des concentrations plus fortes que le pompage de charges. Il a été montré que les valeurs extraites par pompage de charges semblaient plus fiables que celles déduites du bruit.

Cette technique ouvre donc des perspectives nouvelles dans le domaine de la caractérisation électrique de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. D'abord l'étude de la dégradation de l'interface sous injection Fowler-Nordheim devrait être poursuivie sur des dispositifs de différentes provenances et en utilisant les deux sens d'injection afin de clarifier un certain nombre de points qui n'ont pu être complètement traités dans ce travail. Il faudrait en particulier mieux cerner les variations relatives de  $N_{ts}$  par rapport à  $N_{t0}$  et être capable de dire s'il y a ou pas un effet même faible du sens d'injection sur la dégradation de l'interface et de son voisinage. De même, la comparaison avec la spectroscopie de bruit doit être poursuivie

puisque cette comparaison n'a été complète que sur un seul type de dispositif. Là aussi, il faudrait comparer les résultats obtenus sur des dispositifs de plusieurs technologies.

Les applications, elles aussi, sont nombreuses, par exemple pour la caractérisation d'oxynitrides ou d'oxydes nitrurés obtenus par différentes méthodes. En particulier, l'azote est uniformément réparti dans les oxynitrides obtenus par RTCVD testés, et nous avons observé une simple augmentation de la valeur de  $N_{t0}$  avec la concentration en azote du film isolant. Avec les méthodes conventionnelles de nitruration thermiques (avec  $NH_3$  ou  $NO_2$ ), on sait que l'azote s'agglomère à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Serait-il alors possible de corréler les profils mesurés au profil de concentration d'azote au voisinage de l'interface ?

En dehors de ce complément de mesures ou des applications les plus simples de cette technique pour lesquels on peut espérer ne pas rencontrer trop de difficultés d'interprétation, on peut voir deux directions principales de recherche. La première porte sur l'étude de la dégradation par injection de porteurs d'oxydes minces voire ultra-minces. Ces oxydes sont l'objet d'une intense activité de recherche, focalisée en partie sur l'étude du SILC (Stress Induced Leakage Current). La corrélation avec des profils de défauts serait intéressante. Il faut pourtant s'attendre là, à des difficultés expérimentales, en particulier en ce qui concerne les tensions applicables au dispositif pour mesurer les profils sans injecter de courant. La deuxième direction de recherche consisterait à étendre la technique mise au point ici au pompage de charges trois niveaux.

**Annexe  
Instrumentation et  
procédures expérimentales**



## A.1 Introduction

Il s'agissait de mettre au point un banc de mesures qui permette de réaliser à la fois du pompage de charges 2 niveaux et 3 niveaux, afin d'étudier respectivement, les pièges de l'oxyde proches de l'interface, ainsi que les dépendances en énergie de la densité d'états d'interface et des sections de capture. Le laboratoire disposait déjà d'un banc de mesures de pompage de charges 2 niveaux. Cependant, avec le générateur utilisé (HP 8112) il était impossible de générer des signaux de grille à trois niveaux de tensions. De plus il pouvait être intéressant de disposer d'un picoampèremètre plus récent et plus performant que le HP 4140 de ce banc de mesures.

## A.2 Présentation du nouveau banc de mesures

Le dispositif expérimental utilisé en pompage de charges est relativement simple. Il est représenté sur la figure A.1.

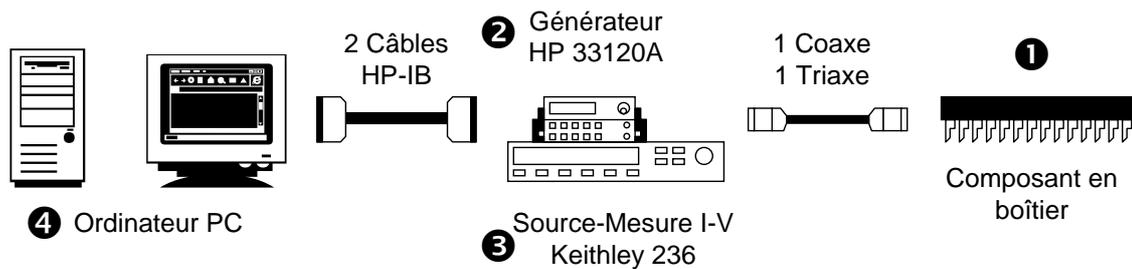


figure A.1 : Dispositif expérimental utilisé en pompage de charges

① Les composants à étudier sont montés en boîtiers disposés pendant la mesure sur un support 28 pattes. Par rapport aux mesures sous pointes, cela permet d'obtenir des niveaux de bruits beaucoup plus faibles. En effet, le fait de découper les échantillons pour les disposer dans des boîtiers, réduit le volume du semiconducteur qui fait office de substrat, et par conséquent, diminue les courants parasites au niveau du substrat. Par ailleurs, les composants 'sur pattes' peuvent être éventuellement réutilisés à l'intérieur de cryostats pour des mesures à basses températures.

② Le signal de grille est appliqué par un générateur de fonctions et de signaux arbitraires HP 33120A. C'est un instrument capable de produire toutes sortes de formes de signaux. Il est donc possible de l'utiliser pour générer des signaux à 3 niveaux de tension.

③ Le courant substrat est mesuré à partir d'une unité de source et de mesure de courant-tension Keithley 236, qui permet de mesurer des courants de l'ordre de 10 fA.

④ Les appareils de mesures sont contrôlés par un ordinateur PC. Celui-ci n'a pas besoin d'être très puissant, il nécessite seulement une carte d'interface HP 82341A et des câbles HP-IB, pour pouvoir communiquer avec les appareils de mesures.

## A.3 Génération du signal de grille

Le générateur HP 33120A, dispose d'un certain nombre de signaux prédéfinis : carrés, triangulaires, en dents de scie. Il peut aussi générer des signaux arbitraires programmés par l'utilisateur et pouvant contenir de 8 à 16000 points de 12 bits de valeurs d'amplitudes ( $2^{12} = 4096$  niveaux discrets).

### A.3.1 Principe du générateur

Le HP 33120A utilise une technique de génération de signaux appelée synthèse numérique directe ou DDS. Le principe de base de la DDS est représenté sur la figure A.2.

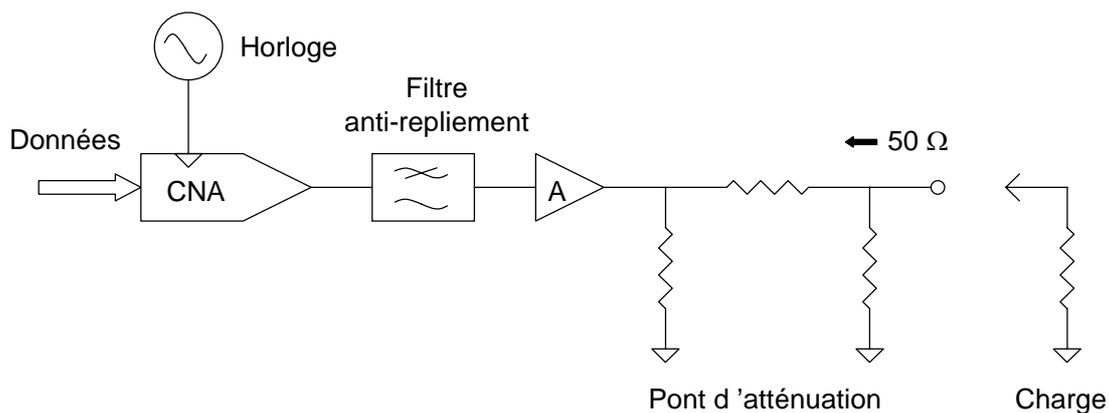


figure A.2 : Schéma de principe de la génération de signaux DDS, d'après le guide d'utilisation du HP 33120A.

Les données contenant les valeurs d'amplitudes d'un cycle complet du signal à générer sont téléchargées à partir de l'ordinateur et enregistrées séquentiellement en mémoire vive (RAM) sur 14 bits ( $2^{14} = 16384$  adresses). Au fur et à mesure que les adresses RAM changent, un convertisseur numérique-analogique (CNA) 12 bits convertit les données en signal de tension. La fréquence du signal de tension est proportionnelle à la cadence de changement des adresses de la RAM. Les signaux parasites produits par le CNA sont ensuite éliminés par un filtre anti-repliement et l'amplitude de sortie du signal étalonnée pour une valeur de charge égale à 50 ohms. En l'absence de charge en sortie, le générateur fonctionne en circuit ouvert, et le signal généré présente une amplitude double de celle programmée.

## A.3.2 Construction d'un signal de grille à 2 et 3 niveaux de tension

### A.3.2.1 Introduction

Les mesures de pompage de charges à 2 niveaux de tensions, n'utilisent pas le signal carré prédéfini du générateur, car celui-ci n'est pas d'assez bonne qualité. En effet, les temps de montée et de descente courts ( $\approx 15$  ns) de ce signal se payent par des oscillations importantes, de durée fixe et proche de 300 ns, à la fin de chaque transition (figure A.1.a). Ce signal est trop imparfait pour être utilisé en pompage de charges.

Sur la figure A.3.b sont comparés à la même fréquence, un signal carré prédéfini et un signal arbitraire à deux niveaux de tensions. En programmant le signal, les temps de transition les plus courts sont de 50 ns et les oscillations sont supprimées. Ces signaux sont de très bonne qualité.

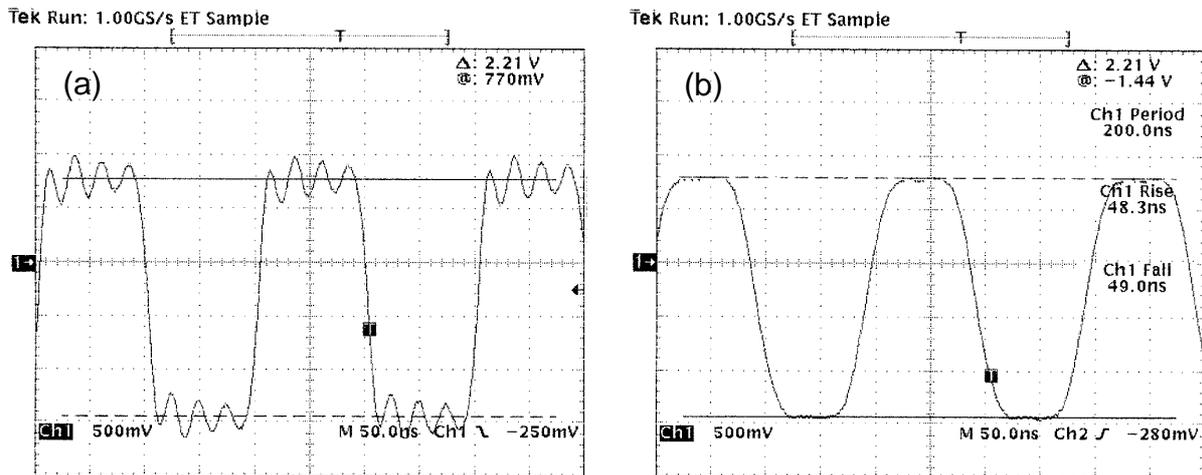


figure A.3 : Comparaison à 5 MHz de deux signaux à 2 niveaux de tension générés par le HP 33120A, (a) préprogrammé et (b) programmé pour avoir les temps de transition les plus courts possibles (50 ns). Enregistrements réalisés à l'aide d'un oscilloscope digital Tektronix TDS 460

### A.3.2.2 Construction du signal de grille

Afin d'avoir une bonne résolution en tension du signal, les données d'amplitudes créées par le programme utilisent la plage complète des codes du CNA (allant de 0 à 4095). On affecte donc la valeur 0 au niveau bas, et la valeur 4095 au niveau haut.

Par ailleurs, à cause de la fréquence d'horloge (40 MHz), les durées programmées doivent être exactement proportionnelles à 25 ns. Lorsque les durées programmées ne respectent pas cette condition les signaux sont instables. A cause de la fréquence d'horloge, si aucun point n'est utilisé pour définir les temps de transitions ces derniers ont toujours une durée égale à 50 ns. Cela réduit d'autant les niveaux haut, bas ou intermédiaire. C'est ce que

l'on peut voir sur la figure A.3.b, où à 5 MHz les temps haut et bas sont égaux à 50 ns au lieu de 100 ns.

Pour la plupart des mesures et par le biais du programme, la durée de référence, c'est-à-dire un point du signal, a été choisie égale à 50 ns. Lorsque l'utilisateur veut effectuer une mesure avec une fréquence ou une durée telle que les temps haut, bas, intermédiaire ou éventuellement de montée et de descente ne sont pas proportionnels à la durée de référence, le programme se charge de corriger ces durées, d'ajuster les fréquences, et d'en informer l'utilisateur.

La durée de référence de 50 ns par point, assure entre 1,25 kHz et 5 MHz, un signal programmé fidèlement reproduit par le générateur. Lorsque les fréquences de mesures sont inférieures à 1,25 kHz ( $1,25 \text{ kHz} = 1 / (16000 \times 50 \text{ ns})$ ), la durée de référence augmente et s'adapte aux temps demandés.

Cependant, il peut exister des cas où il est impossible d'obtenir un signal correct. Par exemple, pour un signal à 3 niveaux de tension de durée intermédiaire égale à 50 ns, il est impossible de programmer des temps hauts et bas supérieurs ou égaux à 8 ms car :  $8 \text{ ms} \times 2 = 16000 \times 100 \text{ ns}$  (100 ns et non 50 ns, puisque 50 ns sont perdus au profit d'un temps de transition). C'est la raison pour laquelle, pour les mesures nécessitant de faire varier des temps, le programme propose par défaut, des conditions de mesures standard qui ont été préalablement vérifiées.

La figure A.4 représente sur une échelle de 50 ns par carreau, un signal à trois niveaux de tension défini par le programme et produit par le générateur HP 33120A. Là aussi le signal est d'excellente qualité.

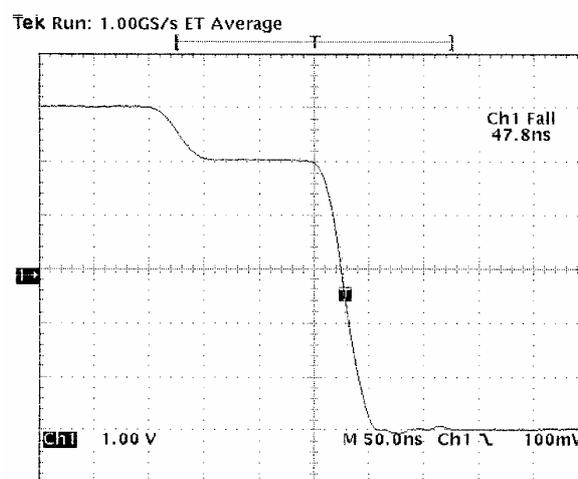


figure A.4 : Signal à trois niveaux de tension généré par le HP 33120A

## A.4 Procédure d'acquisition et de traitement des mesures

### A.4.1 Organisation des programmes

Nous avons écrit une série de programmes en langage HPBASIC, à l'intérieur desquels ont été introduites les différentes commandes de contrôle des appareils de mesures. Chacun de ces programmes a une tâche bien spécifique à accomplir : pompage de charges 2 ou 3 niveaux ou stress Fowler-Nordheim par la grille ou le substrat.

L'ensemble de ces tâches est représenté sur la figure A.5.

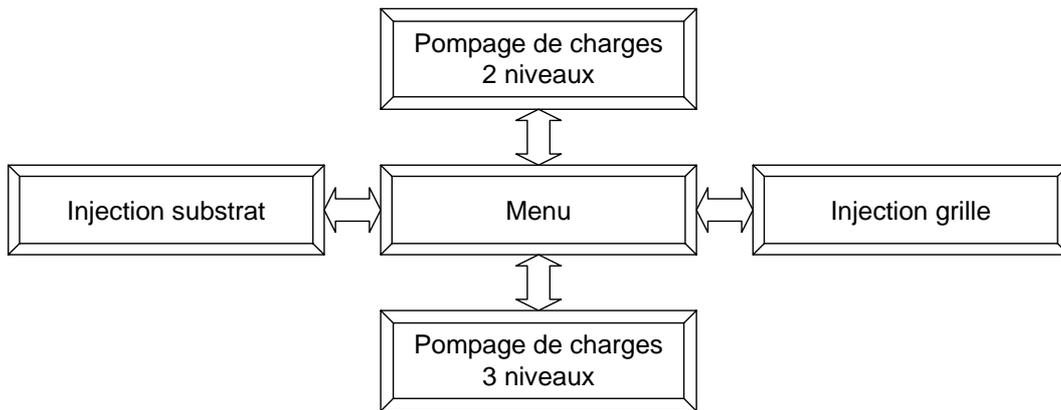


figure A.5 : Schéma fonctionnel des différents programmes

Ces programmes servent uniquement à réaliser des mesures et non à les exploiter. Celles-ci peuvent être visualisées par un graphique à l'écran et enregistrées dans un fichier, sur disque dur ou sur disquette. Le fichier contient les conditions de mesures, les points de mesures ainsi que diverses informations (densité d'états d'interface, position du maximum...). Il est organisé sous forme matricielle et écrit en ASCII (American Standard Code for Information Interchange) pour DOS (Disk Operating System). Les données qu'il contient peuvent être traitées par des logiciels du commerce tels que Mathcad ou Excel.

### A.4.2 Pompage de charges 2 niveaux

Le programme de pompage de charges 2 niveaux, permet de réaliser un certain nombre de mesures élémentaires. Parmi elles, celles qui ont été utilisées le plus souvent sont les mesures  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  pour la détermination de la densité d'états d'interface et le repérage du maximum de ces courbes et les mesures  $Q_{cp}(f)$  pour l'étude en profondeur de l'interface Silicium-Oxyde.

Le signal de grille utilisé pour ces mesures est trapézoïdal et dans tous les cas, l'utilisateur a la possibilité de définir à l'avance une ou plusieurs séries de mesures. Il lui est possible par exemple, de lancer une série de mesures  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$  pour différentes amplitudes.

#### A.4.2.1 Courbes $Q_{cp}(V_1)$ à $V_{sw} = cte$

En général, ces courbes sont effectuées à une fréquence de 10 kHz avec des temps de transition égaux à 50 ns. Les mesures sont répétées pour différentes amplitudes de signal de grille ( $V_{sw}$  variant de 0,6 V à 3 V) et les conditions de polarisation correspondant aux maximums sont notées pour être réutilisées par la suite pour les mesures  $Q_{cp}(f)$ .

Pour avoir une mesure correcte des courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$ , 50 points de mesures suffisent. Cependant, comme la largeur des courbes dépend de l'amplitude de l'impulsion de grille utilisée (les fronts correspondent à  $V_{fb}$  et à  $V_{th}-V_{sw}$ ), le pas entre deux mesures successives change avec  $V_{sw}$ . Cela donne un pas d'environ 20 mV pour  $V_{sw} = 0,6$  V, et 80 mV pour  $V_{sw} = 3$  V. Aussi, pour ne pas avoir d'incertitude importante sur la position du maximum, en particulier à fort  $V_{sw}$ , celui-ci est d'abord repéré de manière grossière, puis déterminé de façon précise par l'utilisation d'un intervalle de mesure plus approprié.

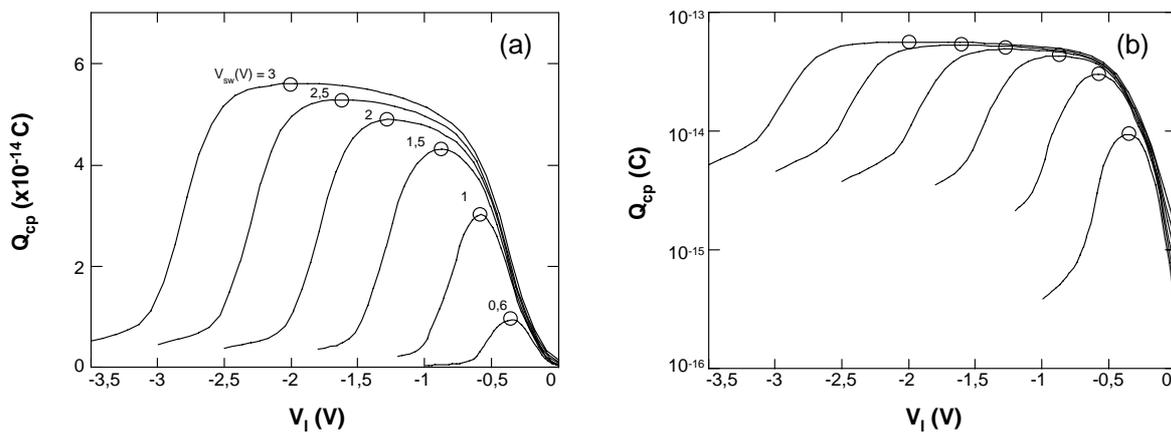


figure A.6 : Courbes  $Q_{cp}(V_1)$  à  $V_{sw} = cte$   
(a) échelle linéaire et (b) logarithmique  
(dispositif IBM 13000 x 1,5  $\mu\text{m}^2$ )

#### A.4.2.2 Courbes $Q_{cp}(f)$

La gamme de fréquences utilisée est comprise entre 1 kHz et 5 MHz, et les temps de transition fixés à 50 ns. L'expérimentateur a la possibilité de définir le nombre de points par décade de fréquence. En général, 4 à 5 points suffisent, ce qui fait au total une quinzaine de mesures par courbe. Prendre plus de points est inutile et peut introduire du bruit sur les profils extraits. En effet, la densité volumique de pièges est proportionnelle aux variations de la charge recombinaison en fréquence. Plus l'intervalle de mesure est petit et plus l'écart entre deux valeurs successives de la charge recombinaison est faible. Cela peut conduire à des valeurs négatives de  $N_t$ .

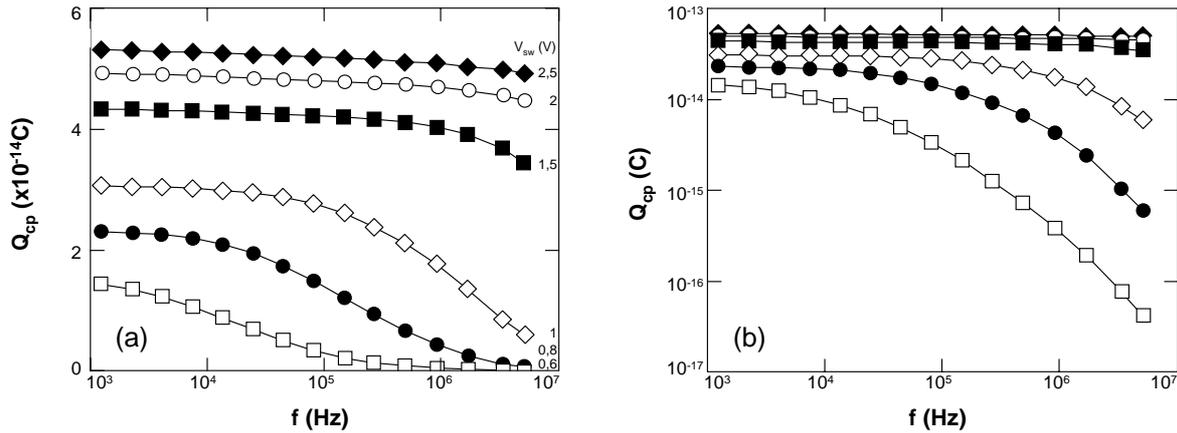


figure A.7 : Réseau de courbes  $Q_{cp}(f)$   
 (a) échelle linéaire et (b) logarithmique  
 (dispositif IBM 13000 x  $1,5 \mu\text{m}^2$ )

## A.4.3 Stress

### A.4.3.1 Programmes de stress

Les programmes de stress utilisent aussi le Keithley 236 comme source de courant constant pour réaliser des injections Fowler-Nordheim par la grille ou le substrat. En effet, cet appareil qui est utilisé en pompage de charges pour mesurer un courant de substrat, peut aussi fonctionner comme source de tension.

Le courant d'injection utilisé par défaut dans les programmes de stress, est de  $\pm 1 \text{ mAc m}^{-2}$ . Il peut être changé par l'utilisateur, auquel il est systématiquement demandé l'aire de grille et la charge finale injectée dans l'oxyde,  $Q_{inj}$ . Juste avant de procéder au stress, le programme donne à l'utilisateur le temps de stress et la valeur du courant correspondant en ampères.

A la demande de l'utilisateur, le programme effectue en fin de stress la mesure des tensions Fowler-Nordheim,  $V_{fn}^+$  et  $V_{fn}^-$ , présentées dans le premier chapitre. Le temps d'établissement de ces tensions est plus ou moins long, selon la technologie du dispositif utilisé. Il est de l'ordre de 400 ms.

### A.4.3.2 Exemple d'exploitation de mesures des tensions Fowler-Nordheim

La figure A.9.a présente les variations des tensions Fowler-Nordheim,  $\Delta V_{fn}^+$  et  $\Delta V_{fn}^-$ , en fonction de la charge injectée. Ces courbes sont analogues à celles que l'on peut trouver dans la littérature, bien que plus bruitées. Ceci vient du fait que chaque stress était suivi de diverses mesures de pompage de charges ou autres (tensions de seuil, bruit, hauteurs de barrière...), au cours desquelles l'échantillon a pu plus ou moins relaxer

Enfin, pour avoir un ordre d'idée, les mesures de stress complet sur un dispositif nécessitent un peu moins de deux semaines.

Les valeurs des tensions de Fowler-Nordheim mesurées dans ces conditions permettent néanmoins d'extraire des évolutions des paramètres de l'oxyde : charges dans l'oxyde, barycentre, taux de dégradation, comme illustré dans les figures 4.8.b et 4.9.

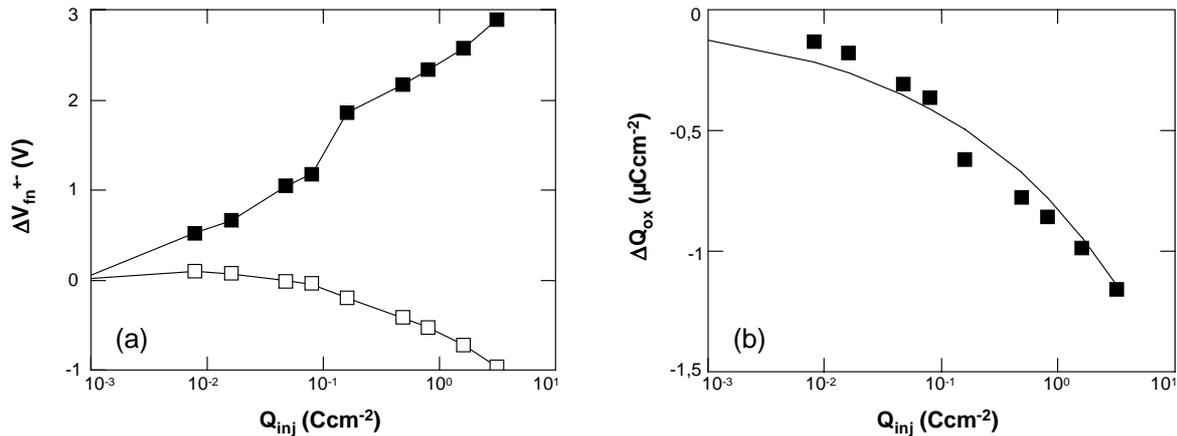


figure A.8 : Evolutions en fonction de la charge injectée par la grille :  
 (a) des variations de tensions Fowler-Nordheim et (b) de la charge piégée dans l'oxyde  
 (dispositif IBM 13000 x  $1,5 \mu m^2$ )

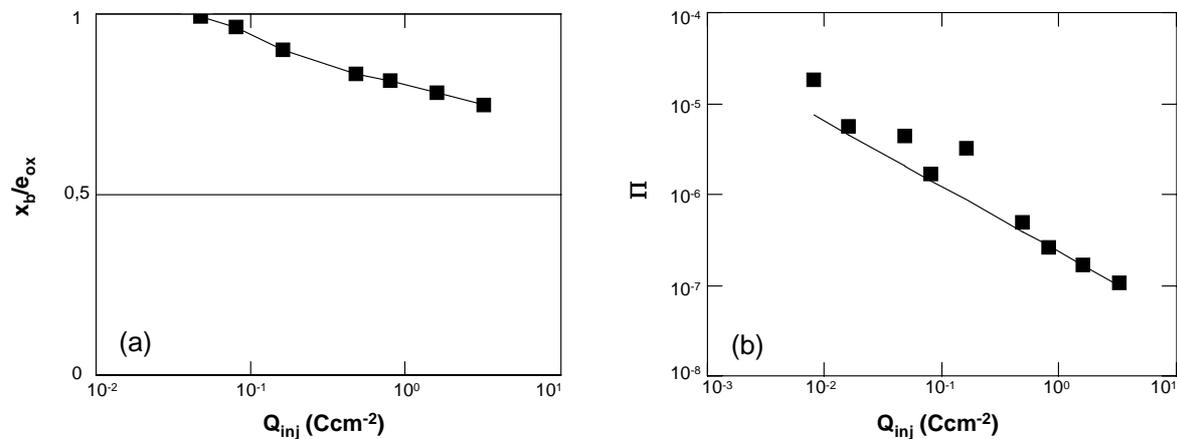


figure A.9 : Evolutions en fonction de la charge injectée par la grille :  
 (a) du barycentre de la charge piégée dans l'oxyde et (b) du taux de dégradation  
 (dispositif IBM 13000 x  $1,5 \mu m^2$ )

Les évolutions des paramètres de l'oxyde déduits des tensions Fowler-Nordheim sont en accord avec les résultats publiés dans la littérature :

- les variations de la charge piégée, calculées à partir de la relation (1.2), montrent que l'oxyde est le siège d'une charge globale négative ;

- le barycentre de la charge piégée, calculé à partir de la relation (1.3), se situe d'abord du côté de l'électrode non injectante, puis se rapproche avec le stress de l'électrode injectante ;

- le taux de dégradation,  $\Pi$ , défini comme la dérivée de la charge piégée par rapport à la charge injectée, diminue au cours du stress. Ceci montre que la charge piégée s'oppose au piégeage.  $\Pi$  suit une loi empirique en puissance de la charge injectée [Papa92b] :

$$\Pi = \left| \frac{\partial Q_{ox}}{\partial Q_{inj}} \right| = K Q_{inj}^{\nu} \quad (0.1)$$

de sorte que :

$$\Delta Q_{ox} = -\frac{K}{\nu + 1} Q_{inj}^{\nu+1} \quad (0.2)$$

où  $K$  et  $\nu$  sont des paramètres caractéristiques de la dégradation de l'oxyde. Les lignes continues des figures 4.8.b et 4.9.b ont été obtenues en utilisant les deux relations précédentes (avec  $K = 2,3 \cdot 10^{-7} \text{ C cm}^{-2}$  et  $\nu = -0.72$ ).

#### A.4.4 Pompage de charges 3 niveaux

Le programme de pompage de charges à 3 niveaux permet de réaliser des mesures  $Q_{cp}(V_3)$  pour l'étude en énergie de la densité d'états d'interface et des mesures  $Q_{cp}(t_3)$  pour celle des taux et des sections de capture (paragraphe 2.4.3.3).

##### A.4.4.1 Courbes $Q_{cp}(V_3)$

La figure A.10.a présente deux courbes  $Q_{cp}(V_3)$  mesurées sur un transistor à canal n et réalisées pour des signaux de grille qui diffèrent par l'ordre d'apparition de leurs niveaux haut et bas (courbes 1 et 2). Le premier signal permet l'étude de la capture des trous et de l'émission des électrons, le second permet l'étude de l'émission des trous et de la capture des électrons. Ces courbes ont été réalisées avec 50 points de mesures régulièrement espacés en tension. Elles sont similaires à celles généralement présentées dans la littérature [Anco92], [Autr93].

La figure A.10.b présente le profil en énergie de la densité d'états d'interface extraite à partir des courbes de la figure A.10.a et de la relation (2.32). Cette relation n'est valable que dans la partie linéaire des courbes. Le spectre  $N_{ss}(E)$  obtenu est relativement plat. La densité d'états d'interface varie entre  $10^9 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  et  $3 \cdot 10^9 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . La valeur moyenne obtenue par pompage de charges vaut  $4 \cdot 10^9 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

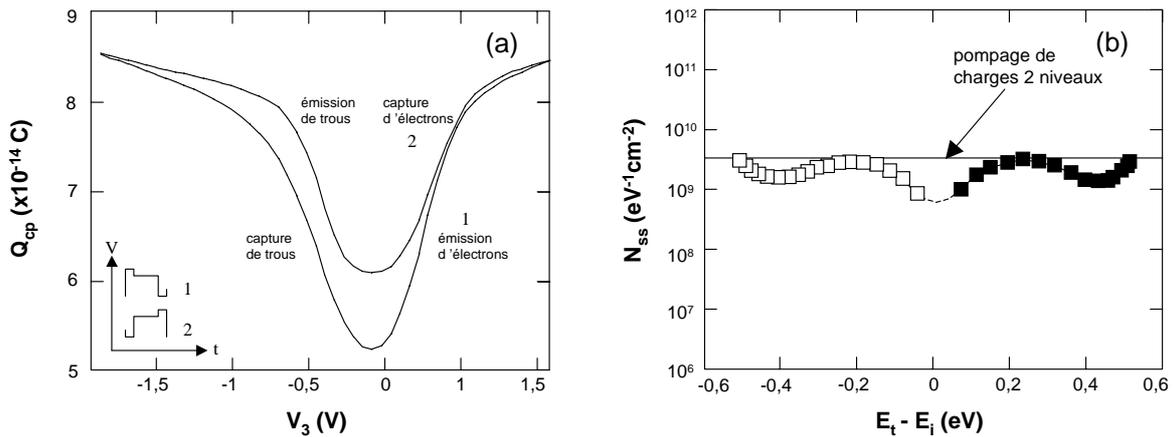


figure A.10 : (a) Charge recombinaison par cycle en fonction de la position du signal de grille et de la position du niveau intermédiaire ; (b) Profils de densité d'états en fonction de l'énergie extraits des courbes de la figure A.10.a. ( $t_h = t_l = 1 \mu s$ ,  $t_3 = 0,1 ms$ ,  $t_r = t_f = 50 ns$ ) (dispositif IBM 13000 x  $1,5 \mu m^2$ )

#### A.4.4.2 Courbes $Q_{cp}(t_3)$

L'expérimentateur a la possibilité d'effectuer les mesures  $Q_{cp}(t_3)$  à fréquence constante ou variable. Dans la pratique on travaille presque toujours à fréquence variable. Cela présente deux avantages :

- à chaque changement du temps intermédiaire  $t_3$ , la fréquence s'ajuste de sorte que les temps haut et bas, par ailleurs égaux, restent toujours les mêmes. Les conditions de capture en inversion et en accumulation ne changent donc pas et on est sûr que les variations de la charge recombinaison sont dues uniquement au temps intermédiaire ;

- la fréquence de mesure « ajustée » est en permanence plus grande que si on l'avait gardée constante. Il en résulte une meilleure sensibilité de la méthode.

La figure A.11 présente deux réseaux de courbes  $Q_{cp}(t_3)$  à fréquence variable utilisés pour étudier les émissions d'électrons et de trous. Les polarisations intermédiaires ont été prises sur les parties linéaires de courbes  $Q_{cp}(V_3)$ . Chaque courbe est constituée de 20 points de mesures, pour lesquels le temps intermédiaire varie entre 100 ns et 16 ms (soit 4 points par décade), les temps haut et bas étant fixés à  $1 \mu s$ .

L'acquisition d'un tel réseau est relativement longue car à chaque mesure et selon sa longueur (nombre de points), le temps de chargement du signal peut atteindre 8 secondes. Afin qu'un régime permanent de pompage de charges soit établi, il faut attendre 3 secondes avant que la mesure ne soit effectuée. Les mesures sont moyennées sur 4 acquisitions.

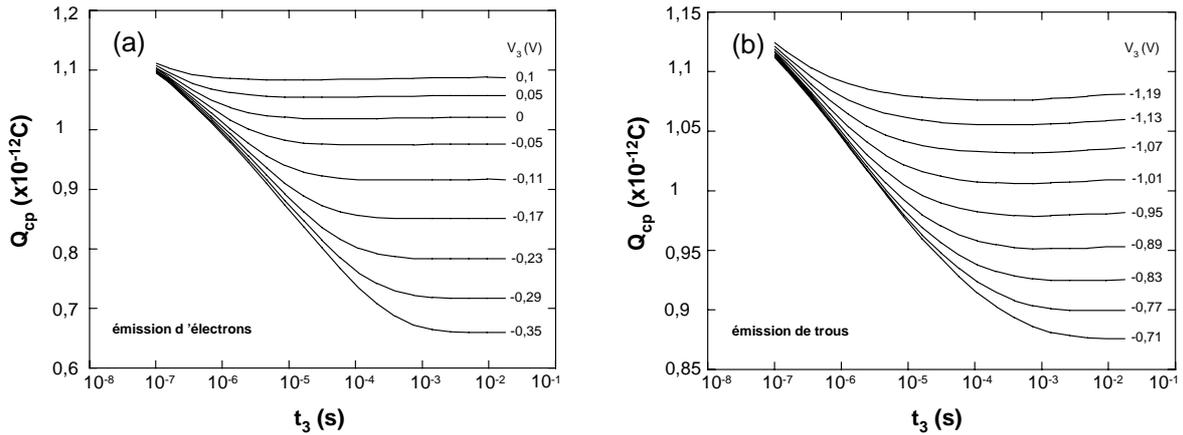


figure A.11 : Charge recombinée par cycle en fonction de la durée  $t_3$  et de la tension  $V_3$  du niveau intermédiaire, en régime d'émission (a) d'électrons et (b) de trous.

Conditions des mesures :  $t_h = t_i = 1 \mu s$ ,  $t_r = t_f = 50 ns$   
 (dispositif ST 800 x  $4 \mu m^2$  à canal n stressé par la grille,  $Q_{inj} = 10^{17} q cm^{-2}$ )

La figure A.12.a présente les temps d'émission correspondant aux courbes de la figure A.11. Elles donnent les valeurs de  $t_3$  à partir desquelles l'équilibre est atteint. On retrouve la dépendance exponentielle des temps d'émission avec la position énergétique des pièges [Saks90].

Enfin, les sections de capture de la figure A.12.b ont été calculées à partir des temps d'émission de la figure A.12.a et de la relation (2.36). Dans ce cas, les sections de capture pour les électrons et les trous sont assez proches et varient peu (de quelques  $10^{-16} cm^2$  à  $6 \cdot 10^{-16} cm^2$ ).

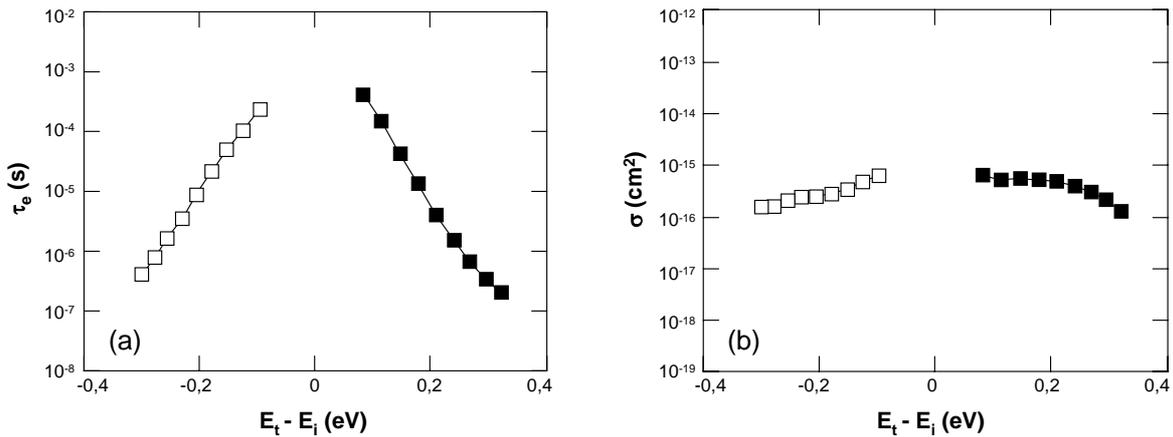


figure A.12 : Répartitions énergétiques (a) des constantes de temps d'émission et (b) des sections efficaces de capture des pièges extraites des courbes de la figure A.11  
 (dispositif ST 800 x  $4 \mu m^2$  à canal n stressé par la grille,  $Q_{inj} = 10^{17} q cm^{-2}$ )



## **Annexe 2**

### **Tables des notations**



## Caractères Grecs

$\alpha$	Facteur de proportionnalité	$\sigma_p$	Section de capture des pièges pour les trous
$\epsilon_0$	Permittivité du vide	$\tau_c$	Constante de temps de capture
$\phi_b$	Hauteur de barrière	$\tau_e$	Constante de temps d'émission
$\phi_e$	Hauteur de barrière pour les électrons	$\tau_{ee}$	Constante de temps d'émission pour les électrons
$\phi_h$	Hauteur de barrière pour les trous	$\tau_{eh}$	Constante de temps d'émission pour les trous
$\gamma$	Pente des spectres de bruit	$\tau_n$	Constante de temps de capture pour les électrons
$\phi_3$	Potentiel de surface du niveau intermédiaire	$\tau_p$	Constante de temps de capture pour les trous
$\phi_f$	Potentiel intrinsèque	$\omega$	Fréquence angulaire
$\phi_s$	Potentiel de surface	$\Delta C$	Transitoire capacitif
$\lambda$	Constante d'atténuation tunnel	$\Delta E$	Fenêtre énergétique de recombinaison
$\lambda_e$	Constante d'atténuation tunnel pour les électrons	$\Delta F$	Variations de la fonction de remplissage des pièges
$\lambda_h$	Constante d'atténuation tunnel pour les trous	$\Delta Q_{ox}$	Charge piégée dans l'oxyde
$\nu$	Constante relative au mécanisme de génération de pièges	$\Pi$	Taux de dégradation
$\theta$	Angle des liaisons O-Si-O		
$\sigma$	Section de capture des pièges		
$\sigma_n$	Section de capture des pièges pour les électrons		

## Minuscules

a	Coefficient pré-exponentiel Fowler-Nordheim	$t_{em,e}$	Temps d'émission pour les électrons
b	Coefficient exponentiel Fowler-Nordheim	$t_{em,h}$	Temps d'émission pour les trous
$c_n$	Taux de capture pour les électrons	$t_f$	Temps de descente du signal
$c_p$	Taux de capture pour les trous	$t_h$	Durée haute du signal
d	Longueur caractéristique	$t_{inv}$	Temps en inversion
$d_{ox}$	Épaisseur d'oxyde	$t_l$	Durée basse du signal
$e_n$	Taux d'émission d'un piège	$t_r$	Temps de montée du signal
f	Fréquence du signal	$v_{th}$	Vitesse thermique
$g_m$	Transconductance	x	Distance dans l'oxyde à partir de l'interface Si-SiO <sub>2</sub>
h	Constante de Planck	$x_b$	Barycentre de la charge piégée dans l'oxyde
k	Constante de Boltzmann	$x_e$	Distance jusqu'à laquelle les pièges de l'oxyde capturent des électrons
q	Charge de l'électron	$x_h$	Distance jusqu'à laquelle les pièges de l'oxyde capturent des trous
$m_e$	Masse effective d'un électron	$x_m$	Distance jusqu'à laquelle les pièges de l'oxyde recombinent
$m_h$	Masse effective d'un trou	$x_t$	Distance tunnel entre les bandes de conduction de la cathode et de l'oxyde
$n_i$	Concentration intrinsèque	y	Position le long du canal à partir de la source
$n_s$	Concentration en électrons à la surface du semiconducteur	$y_c$	Position du centre du canal
$p_s$	Concentration en trous à la surface du semiconducteur	$y_d$	Lieu de fin de recombinaison
t	Temps		
$t_3$	Durée intermédiaire du signal		
$t_{acc}$	Temps en accumulation		

le long du canal

**Majuscules**

A	Aire de grille	L	Longueur de grille
$C_{ox}$	Capacité de l'oxyde	$N_{at}$	Concentration en azote du film de grille
$C_{sc}$	Capacité du semiconducteur	$N_{ss}$	Densité d'états d'interface
C	Capacité du système MOS	$N_t$	Densité volumique de pièges dans l'oxyde
$C_{BF}$	Capacité à basse fréquence	$N_{t0}$	Densité volumique de pièges constante dans l'oxyde
$C_{HF}$	Capacité à haute fréquence	$N_{ts}$	Densité volumique de pièges situés à l'interface
D	Distance jusqu'à laquelle les pièges de l'oxyde contribuent au bruit	$N_A$	Dopage d'un substrat de type p
$D_{it}$	Densité d'états d'interface	$N_C$	Densité d'états dans la bande de conduction
E	Energie	$N_D$	Dopage d'un substrat de type n
$E_{0r}$	Energie moyenne en pompage de charges spectroscopique	$Q_{bd}$	Charge au claquage
$E_{acc}$	Niveau de Fermi en accumulation	$Q_{cp}$	Charge recombinée
$E_{em,e}$	Niveau de fin d'émission des électrons	$Q_{inj}$	Charge injectée dans l'oxyde
$E_{em,h}$	Niveau de fin d'émission des trous	$R_{ss}$	Résistance associée aux états d'interface
$E_i$	Niveau intrinsèque	$S_{r,f}$	Signal mesuré en pompage de charges spectroscopique
$E_{inv}$	Niveau de Fermi en inversion	$S_V$	Densité spectrale de puissance de tension de grille
$E_C$	Bande de conduction	$SI_d$	Transitoire de courant de drain
$E_F$	Niveau de Fermi	T	Température
$E_{F3}$	Niveau de Fermi correspondant au niveau intermédiaire	V	Tension
$E_{FM}$	Niveau de Fermi du métal	$V_3$	Polarisation intermédiaire
$E_T$	Niveau d'énergie d'un piège	$V_{fb}$	Tension de bandes plates
$E_V$	Bande de valence	$V_{fn}^+$	Tension de Fowler-Nordheim en polarisation positive
$E_{Vide}$	Niveau du vide	$V_{fn}^-$	Tension de Fowler-Nordheim en polarisation négative
$F_{ox}$	Champ électrique à travers l'oxyde	$V_g$	Tension de grille
G	Conductance du système MOS	$V_d$	Tension de drain
$G_p$	Conductance parallèle	$V_f$	Tension de grille pour laquelle $E_F = E_i$
$I_{ca,e}$	Courant de capture d'électrons	$V_h$	Tension haute du signal de grille
$I_{ca,h}$	Courant de capture de trous	$V_l$	Tension basse du signal de grille
$I_{cp}$	Courant de recombinaison mesuré au niveau du substrat	$V_r$	Tension inverse
$I_{cpmax}$	Courant maximum de recombinaison	$V_s$	Tension de source
$I_d$	Courant de drain	$V_{sw}$	Amplitude du signal de grille
$I_{em,e}$	Courant d'émission d'électrons	$V_{th}$	Tension de seuil
$I_{em,h}$	Courant d'émission de trous	W	Largeur de grille
$I_g$	Courant de grille	Y	Admittance du système MOS
$I_{inj}$	Courant d'injection Fowler-Nordheim		
$J_{fn}$	Densité de courant Fowler-Nordheim		
K	Taux de dégradation à $= 1 \text{ C cm}^{-2}$	$Q_{inj}$	



## **Références bibliographiques**



## A

- [Anco92] M.G. Ancona, N.S. Saks, *Numerical simulation of 3-level charge pumping*, J. Appl. Phys., vol. 71 (9), pp. 4415-4421, 1992.
- [Anth96] C. J. Anthony, M. J. Uren, V. Nayar, *Radiation hardness of N<sub>2</sub>O grown oxinitrides assessed using the conductance technique*, App. Phys. Lett., vol. 69 (14), pp. 2104-2106, 1996.
- [Autr93] J. L. Autran, F. Seigneur, C. Plossu, B. Balland, *Characterization of Si-SiO<sub>2</sub> interface states: Comparison between different charge pumping and capacitance techniques*, J. Appl. Phys., vol. 74 (6), pp. 3932-3935, 1993.
- [Autr94] J. L. Autran, B. Balland, L. M. Gaboricau, *Development of an interface-trap measurement system using 3-level charge pumping for submicrometer MOSFETs*, IBM J. Res. Develop., 1994.

## B

- [Ball86] B. Balland, G. Barbottin, *Defects in silica films, their nature-their properties*, tiré de *Instabilities in silicon devices*, G. Barbottin et A. Vapaille, vol. 1, pp. 104-149, Elsevier éditions 1986.
- [Ball89] B. Balland, G. Barbottin, *Trapping and detrapping kinetics impact on C(V) and I(V) curves*, tiré de *Instabilities in silicon devices 2*, G. Barbottin et A. Vapaille, vol. 2, pp. 17-81, Elsevier éditions 1989.
- [Bauz91a] D. Bauza, G. Ghibaudo, *New model for the characterization of bulk traps by current deep level transient spectroscopy in metal-oxide-semiconductor transistors*, J. Appl. Phys., vol. 70 (6), pp. 3333-3337, 1991.
- [Bauz91b] D. Bauza, P. Morfouli, G. Pananakakis, *Detection of interface and volume traps in very thin oxide MOS structures using DLTS, quasi-static and conductance measurements*, Solid-State Electron., vol. 34 (9), pp. 933-936, 1991.
- [Bauz94] D. Bauza, *Detection of slow trap in the oxide of MOS transistors by a new current DLTS technique*, Electronics Letters, vol. 30 (6), pp. 484-485, 1994.
- [Bauz96] D. Bauza, G. Ghibaudo, *Analytical study of the contribution of fast and slow oxide traps to the charge pumping current in MOS structures*, Solid-State Electron., vol. 39 (4), p. 563-570, 1996.
- [Bauz97] D. Bauza, Y. Maneglia, *In-Depth Exploration of Si-SiO<sub>2</sub> Interface traps in MOS Transistors Using the Charge Pumping Technique*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-44 (12), pp. 2262-2266, 1997.

- [Bauz98] D. Bauza, *Near interface oxide trap capture kinetics in metal-oxide-semiconductor transistors : modeling and measurements*, J. Appl. Phys, vol. 84, pp. 6178-6186, 1998.
- [Bauz99] D. Bauza, *A new model for charge pumping measurements*, J. Appl. Phys, soumis, 1999.
- [Berg66] C. N. Berglund, *Surface states at steam-grown silicon-silicon dioxide interfaces*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-13 (10), pp. 701-705, 1966.
- [Berz70] F. Berz, *Theory of low frequency noise in Si MOSFET's*, Solid-State Electron., vol. 13 (1), pp. 631-647, 1970.
- [Brug69] J. S. Brugler, P. G. A. Jespers, *Charge Pumping in MOS Devices*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-16 (3), pp. 297-302, 1969.
- [Buch94] D. A. Buchanan, D. J. DiMaria, C. A. Chang, Y. Taur, *Defect generation in 3.5 nm silicon dioxide films*, Appl. Phys. Lett., vol. 65 (14), pp. 1820-1822, 1994.

## C

- [Chad78] D. J. Chadi, R. B. Laughlin, J. D. Joannopoulos, *Electronic structure of cristalline and amorphous SiO<sub>2</sub>*, tiré de *The physics of SiO<sub>2</sub> and its interface*, éditions S. T. Pantelides (Pergamon, New York), pp. 55-59, 1978.
- [Chan94] J. Chang, A. A. Abidi, C. R. Viswanathan, *Flicker Noise in CMOS Transistors from Subthreshold to Strong Inversion at Various Temperatures*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-41 (11), pp. 1965-1971, 1994.
- [Chen91] W. Chen, T. P. Ma, *A new technique for measuring lateral distribution of oxide charge and interface traps near MOSFET junctions*, IEEE Electron Dev. Lett., vol. 12 (7), pp. 393-395, 1991.
- [Chen93] W. Chen, A. Balasinski, T. P. Ma, *Lateral profiling of oxide charge and interface traps near MOSFET junctions*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-40 (1), pp.187-196, 1993.
- [Chri68] S. Christensson, I. Lundström, *Low frequency noise in MOS transistors - Theory and Experiments*, Solid-State. Electron., vol. 11 (2), pp. 797-820, 1968.
- [Chun89] J. E. Chung, R. S. Muller, *The development and application of a Si-SiO<sub>2</sub> interface-trap measurements system based on staircase charge pumping technique*, Solid-State Electron., vol. 32 (10), pp. 867-882, 1989.
- [Cohe95] N. L. Cohen, R. E. Paulsen, M. H. White, *Observation and Characterization of Near-Interface Oxide Traps with C-V Techniques*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-42 (11), pp. 2004-2009, 1995.

- [Coll90] S. Collins, M. Kirton, M. J. Uren, *Asymmetric conductance peaks observed in silicon metal-oxide-semiconductor capacitors*, Appl. Phys. Lett., vol. 57 (4), pp. 372-374, 1990.

## D

- [Deal80] B. E. Deal, *Standardized Terminology for Oxide Charges Associated with Thermally Oxidized Silicon*, IEEE Electron Dev. Lett., vol. 27 (3), p. 606, 1980.
- [Decl74] M. Declercq, P. Jespers, *Analysis of interface properties in MOS transistors by means of "charge pumping" measurements.*, Acta Techn. Belgica, vol. 9, pp. 244-253, 1974.
- [Depa95] M. Depas, B. Vermeire, P. W. Mertens, M. Meuris, M. M. Heyns, *Wear-out of ultra-thin gate oxides during high-field electron tunneling*, Semicond. Sci. Technol., vol. 10 (6), pp. 753-758, 1995.
- [DiMa76] D. J. DiMaria, *Determination of insulator bulk trapped charge densities and centroids from photocurrent-voltage characteristics of MOS structures*, J. Appl. Phys., vol. 47 (9), pp. 4073-4077, 1976.
- [DiMa78] D. J. DiMaria, *The properties of electron and hole traps in thermal SiO<sub>2</sub> layers* tiré de *The physics of SiO<sub>2</sub> and its interface*, éditions S. T. Pantelides (Pergamon, New York), pp. 160-178, 1979.
- [DiMa85] D. J. DiMaria, T. N. Theis, J. R. Kirtley, F. L. Pesavento, D. W. Dong, S. D. Brorson, *Electron heating in silicon dioxide and off-stoichiometric silicon dioxide films*, J. Appl. Phys., vol. 57 (4), pp. 1214-1238, 1985.
- [DiMa89] D. J. DiMaria, J. W. Stasiak, *Trap creation in silicon dioxide produced by hot electrons*, J. Appl. Phys., vol. 65 (6), pp. 2342-2355, 1989.
- [DiMa93] D. J. DiMaria, E. Cartier, D. Arnold, *Impact-ionization, trap creation, degradation and breakdown in silicon dioxide films on silicon*, J. Appl. Phys., vol. 73 (7), pp. 3367-3384, 1993.

## E

- [Eade84] W. D. Eades, R. M. Swanson, *Improvements in the determination of interface state density using deep level transient spectroscopy*, J. Appl. Phys., vol. 56 (6), pp. 1744-1751, 1984.
- [Elli76] A. B. M. Elliot, *The use of charge pumping currents to measure surface states densities in MOS transistors*, Solid-State Electron., vol. 19 (3), pp. 241-247, 1976.
- [Euze81] B. Euzent, N. Boruta, J. Lee, C. Jenq, *Reliability aspects of a floating gate E<sup>2</sup>PROM*, Proc. IEEE/Int. Rel. Phys. Symp., p. 11, 1981.

**F**

- [Farm91] K. R. Farmer, M. O. Andersson, O. Engström, *Tunnel electron induced charge generation in very thin silicon oxide dielectrics*, Appl. Phys. Lett., vol. 58 (23), pp. 2666-2668, 1991.
- [Feld78] L. C. Feldman, I. Stensgaard, P. J. Silverman, T. E. Jackman, *Studies of the Si-SiO<sub>2</sub> interface by MeV ion scattering*, tiré de *The Physics of SiO<sub>2</sub> and its Interfaces*, éditions S. T. Pantelides (Pergamon, New York), pp. 344-350, 1978.
- [Flee93] D. M. Fleetwood, P. S. Winokur, R. A. Reber, T. L. Meisenheimer, J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt, L. C. Riewe, *Effects of oxide traps, interface traps, and "border traps" on metal-oxide-semiconductor devices*, J. Appl. Phys., 73 (10), pp. 5058-5074, 1993 .

**G**

- [Ghib88] G. Ghibaudo, *New method for extraction of MOSFET parameters*, Electron. Lett., vol. 24 (9), pp. 543-545, 1988.
- [Ghib89] G. Ghibaudo, *On the theory of carrier number fluctuations in MOS devices*, Solid-State Electron., vol. 32 (7), pp. 563-565, 1989.
- [Ghib94] G. Ghibaudo, G. Pananakakis, R. Kies, R. Le Bihan, C. Papadas, G. Reimbold, *Some reliability issues of thin gate dielectrics*, Deliverable N°52111, ESPRIT N-7236, ADEQUAT, avril 1994.
- [Grin82] H. R. Grinolds, S. S. Wong, T. W. Ekstedt, C. G. Sodini, S. H. Kwan, K. H. Jackson, L. Martinez, IEDM'82, San Francisco (USA), pp. 42-45, 13-15 Decembre 1982.
- [Groe84] G. Groeseneken, H. E. Maes, N. Beltran, R. De Keersmaecker, *A Reliable Approach to Charge-Pumping Measurements in MOS Transistors*, IEEE Trans. Electron. Devices, vol. ED-31 (1), pp. 42-53, 1984.
- [Grot84] T. Grotjhon, B. Hoefflinger, *A parametric short-channel MOS transistor model for subthreshold and strong inversion current*, IEEE Trans. Electron. Devices, vol. ED-31 (2), pp. 234-246, 1984.
- [Grün79] F. J. Grünthner, P. J. Grünthner, R. P. Vasquez, B. F. Lewis, J. Maserjian, A. Madhukar, *Local atomic and electronic structure of oxide/GaAs and SiO<sub>2</sub>/Si interfaces using high-resolution XPS*, J. Vac. Sci. Technol., vol. 16, p. 1443, 1979.

- [Grün78] F. J. Grünthaler, J. Maserjian, *Chemical structure of the transitional region of the SiO<sub>2</sub>/Si*, tiré de *The Physics of SiO<sub>2</sub> and its Interfaces*, éditions S. T. Pantelides (Pergamon, New York), pp. 389-395, 1978.

## H

- [Hadd88] H. Haddara, G. Ghibaudo, *Analytical modeling of transfert admittance in small MOSFET's and application to interface state characterisation*, *Solid-State Electron.*, vol. 31 (6), pp. 1077-1082, 1988.
- [Hadd88b] H. Haddara, M. El-Sayed, *Conductance technique in MOSFETs: study of interface trap properties in the depletion and weak inversion regimes*, *Solid-State Electron.*, vol. 31 (8), pp. 1289-1298, 1988.
- [Han94] L. K. Han, M. Bhat, D. Wristler, J. Fulford, D. L. Kwong, *Polarity dependence of dielectric breakdown in scaled SiO<sub>2</sub>*, *IEEE Int. Electron Dev. Meeting Tech. Digest*, pp. 617-620, 1994.
- [Hara78] E. Harari, *Dielectric breakdown in electrically stressed thin films of thermal SiO<sub>2</sub>*, *J. Appl. Phys.*, vol. 49 (4), pp. 2478-2489, 1978.
- [Hase95] E. Hasegawa, A. Ishitani, K. Akimoto, M. Tsukiji, N. Ohta, *Si/SiO<sub>2</sub> interface structure and reliability characteristics*, *J. Electrochem. Soc.*, vol. 142 (1), pp. 273-281, 1995.
- [Heim65] F. P. Heiman, G. Warfield, *The effect of oxide traps on the MOS capacitance*, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-12 (4), pp. 167-179, 1965.
- [Helm78] C. R. Helms, Y. E. Strausser, W. E. Spicer, *Observation of an intermediate chemical state of silicon in the Si/SiO<sub>2</sub> interface by Auger sputter profiling*, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 33 (8), pp. 767-769, 1978.
- [Here89] P. Heremans, J. Witters, G. Groeseneken, H. E. Maes, *Analysis of the Charge Pumping Technique and its Application for the Evaluation of MOSFET Degradation*, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-36 (7), pp. 1318-1335, 1989.
- [Hest86] P. Hesto, *Nature of electronic conduction*, tiré de *Instabilities in silicon devices*, G. Barbottin et A. Vapaille, vol. 1, p. 263, Elsevier éditions 1986.
- [Hill96] W. F. Hill, M. Vogel, V. Misra, P. K. McLarty, J. J. Wortman, *Low Pressure Rapid Chemical Vapor Deposition of oxinitride gate dielectrics for N-channel and P-channel MOSFET's*, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-43 (1), pp. 15-22, 1996.
- [Himp88] F. J. Himpsel, F. R. McFeely, A. Taleb-Ibrahimi, J. A. Yarmoff, G. Hollinger, *Microscopic structure of the SiO<sub>2</sub>/Si interface*, *Phys. Rev. B*, vol. 38, pp. 6084-6096, 1988.

- [Hofm89] F. Hofmann, W. H. Krautschneider, *A simple technique for determining the interface-trap distribution of submicron metal-oxide-semiconductor transistors by the charge pumping method*, J. Appl. Phys., vol. 65 (3), pp. 1358-1360, 1989.
- [Holl81] G. Hollinger, *Structure chimique et électronique de l'interface SiO<sub>2</sub>-Si*, tiré de *Applications of Surface Science*, vol. 8, pp. 318-336, 1981.
- [Hoog76] F. N. Hooge, *1/f noise*, Physica, vol. B83, pp. 14-23, 1976.
- [Hori85] S. Horiguchi, T. Kobayashi, K. Saito, *Interface-trap generation modeling of Fowler-Nordheim tunnel injection into ultra-thin oxide*, J. Appl. Phys., vol. 58 (1), pp. 387-391, 1985.
- [Hori87] T. Hori, H. Iwasaki, Y. Naito, H. Esaki, *Electrical and physical characteristics of thin nitrided oxides prepared by rapid thermal nitridation*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-34 (11), pp. 2238-2245, 1987.
- [Hoka88] Y. Hokari, *Stress voltage polarity dependence of thermally grown thin gate oxides wearout*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-35 (8), pp. 1299-1304, 1988.

## I

- [Ito80] T. Ito, T. Nozaki, H. Ishikawa, *Direct thermal nitridation of silicon dioxide films in anhydrous ammonia gas*, J. Electrochem. Soc., vol. 127 (9), p. 2053, 1980.
- [Ito82] T. Ito, T. Nakamura, H. Ishikawa, *Advantages of thermal nitride and nitroxide gate films in VLSI process*, IEEE Trans. Electron Dev., vol. ED-29 (3), p. 498, 1982.

## K

- [Kamo91] R. Kamoscai, W. Porod, *A Monte Carlo model of hot electron trapping detrapping in SiO<sub>2</sub>*, J. Appl. Phys., vol. 69 (4), pp. 2264-2275, 1991.
- [Kats81] T. Katsube, K. Kahimoto, T. Ikoma, *Temperature and energy dependences of capture cross sections of surface states in Si metal-oxide-semiconductor diodes measured by deep level transient spectroscopy*, J. Appl. Phys., vol. 52 (5), pp. 3504-3508, 1981.
- [Klau89] E. Klausmann, W. R. Farhner, D. Bräunig, *The intrinsic and fixed charges of the Si-SiO<sub>2</sub> interface*, tiré de *Instabilities in silicon devices*, G. Barbottin et A. Vapaille, vol. 2, p. 171-247, Elsevier éditions 1989.
- [Klei76] N. Klein, P. Solomon, *Current runaway in insulator affected by impact-ionization and recombination*, J. Appl. Phys., vol. 47 (10), pp. 4364-4372, 1976.

- [Knol82] M. Knoll, D. Braügnig, W. R. Fahrner, *Generation of oxide charge and interface states by ionizing radiation and by tunnel injection experiments*, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-29 (6), pp. 1471-1478, 1982.
- [Kriv78] O. L. Krivanek, D. C. Tsui, T. T. Sheng, R. Kamger, *High resolution electron microscopy study of the Si-SiO<sub>2</sub> interface*, tiré de *The Physics of SiO<sub>2</sub> and its Interfaces*, éditions S. T. Pantelides (Pergamon, New York), pp. 356-361, 1978.
- [Kuhn70] M. Kuhn, *A quasi-static technique for MOS C-V and surface states measurements*, Solid State Electron., vol. 13 (1), pp. 873-885, 1970.

## L

- [Lakh88] H. Lakhdari, D. Vuillaume, J. C. Bourgoin, *Spatial and energetic distribution of Si-SiO<sub>2</sub> near-interface states*, Phys. Rev. B, vol. 38 (18), pp. 13124-13132, 1988.
- [Lai94] K. Lai, M.Y. Hao, W.M. Chen, J.C. Lee, *Effects of surface preparation on the electrical and reliability properties of ultrathin thermal oxide*, IEEE Electron Dev. Lett., vol. 15 (11), pp. 446-448, 1994.
- [Lang74] D. V. Lang, *Deep level transient spectroscopy : a new method to characterize traps in semiconductors*, J. Appl. Phys., vol. 45 (7), pp. 3023-3032, 1974.
- [Lee96] R. G. H. Lee, J. S. Su, S. S. Chung, *A new method for characterizing the spatial distributions of interface states and oxide-trapped charges in LDD n-MOSFET's*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-43 (1), pp. 81-89, 1996.
- [Lenz69] M. Lenzlinger, E. H. Snow, *Fowler-Nordheim tunneling into thermally grown SiO<sub>2</sub>*, J. Appl. Phys., vol. 40, p.278, 1969.
- [Lian84] M. S. Liang, C. Chang, Y. Tong Yrow, C. Hu, R. W. Brodersen, *MOSFET degradation due to stressing of thin oxide*, IEEE Trans. Electron Dev., vol. ED-31 (9), pp. 1238-1244, 1984.

## M

- [Ma92] Z. J. Ma, Z. H. Liu, P. T. Lai, S. Fleischer, Y. C. Cheng, *Impact of nitridation/reoxidation on performance degradation in n-MOSFETs under Fowler-Nordheim injection*, Solid-State Electron., vol. 35 (1), pp. 95-102, 1992.
- [Maes82] H. M. Maes, G. Groeseneken, *Determination of spatial surface state density distribution in MOS and SIMOS transistors after channel hot electron injection*, Electronics Letters, vol. 18 (9), pp. 372-374, 1982.
- [Mane96a] Y. Maneglia, D. Bauza, *Extraction of slow oxide trap concentration profiles in metal-oxide-semiconductor transistors using the charge pumping method*, J. Appl. Phys., vol. 73 (8), pp. 4187-4192, 1996.

- [Mane96b] Y. Maneglia, D. Bauza, G. Ghibaudo, *A new charge pumping method for studying the Si-SiO<sub>2</sub> interface*, ESSDERC'96, Bologne (Italie), proc., p. 73, 9-11 septembre 1996.
- [Mane96c] Y. Maneglia, D. Bauza, G. Ghibaudo, *Extraction of the slow oxide trap concentration profiles in MOS transistors using the charge pumping technique*, 3<sup>rd</sup> symposium on the Physics and chemistry of SiO<sub>2</sub> and the Si-SiO<sub>2</sub> interface, ECS'96, Los Angeles (USA), proc. Electrochem. Soc., vol. 1, pp. 637-638, 5-10 mai 1996.
- [Mane97a] Y. Maneglia, D. Bauza, Y. Morfouli, G. Ghibaudo, *Electrical properties of ultrathin RTCVD oxinitride films in n and p-channel MOSFET's*, INFOS'97, Stenungsund (Suède), proc. Microelectronic Engineering, pp. 153-155, 11-14 juin 1997.
- [Mane97b] Y. Maneglia, D. Bauza, *Extraction of the Si-SiO<sub>2</sub> interface trap layer characteristics using the charge pumping technique*, CAS'97, Sinaia (Roumanie), proc. Electrochem. Soc., vol. 1, pp. 135-138, 7-11 octobre 1997.
- [Mane98] Y. Maneglia, D. Bauza, *Extraction of the Si-SiO<sub>2</sub> interface trap layer parameters in MOS transistors using a new charge pumping analysis*, ICMTS'98, Kanazawa (Japon), proc. IEEE, pp. 201-205, 23-26 mars 1998.
- [Mane99a] Y. Maneglia, D. Bauza, *Evolution of the Si-SiO<sub>2</sub> interface trap characteristics with Fowler-Nordheim injection*, ICMTS'99, Göteborg (Suède), 15-18 mars 1999, accepté.
- [Mane99b] Y. Maneglia, D. Bauza, *Re-evaluation of near source and drain contributions and measurement of the Si-SiO<sub>2</sub> interface trap layer characteristics using the charge pumping technique*, IEEE Trans. Electron Devices, 1999, soumis.
- [McWh57] A. L. McWhorter, *Semiconductor Surface Physics*, éditions R. H. Kingston, université de Pennsylvanie (Philadelphie), pp. 207-228, 1957.
- [Mons93] C. Monserie, C. Papadas, G. Ghibaudo, C. Gounelle, P. Mortini, G. Pananakakis, *Correlation between negative bulk oxide charge and breakdown, modeling and new criteria for dielectric quality evaluation*, Proc. IEEE/Int. Rel. Phys. Symp., p. 280, 1993.
- [Mons94] C. Monserie, *Etude de la dégradation et du claquage de films fins diélectriques de structures MOS et MIS soumises à de fortes contraintes électriques*, thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 179 p., 1994.
- [Morf96] P. Morfouli, G. Ghibaudo, T. Ouisse, E. M. Vogel, W. L. Hill, V. Misra, P. McLarty, J. J. Wortman, *Low frequency noise characterization of n- and p-channel MOSFET's with ultrathin oxinitride gate films*, IEEE Electron Dev. Let., vol. 17 (8), pp. 395-397, 1996.
- [Mozz69] R.L. Mozzi, B.E. Warren, *The structure of vitreous silica*, J. Appl. Cryst., vol. 2, p. 164, 1969.

## N

- [Nguy91] Ch. Nguyen Duc, G. Ghibaudo, F. Balestra, *MOSFET degradation studied by low frequency noise, charge pumping, and static I(U) measurements*, Phys. Stat. Sol., vol. 126, pp. 553-560, 1991.
- [Nico67] E. H. Nicollian, A. Gotzberger, *The Si/SiO<sub>2</sub> interface-electrical properties as determined by the metal-insulator-silicon conductance technique*, Bell Syst. Techn. J., vol. 46, pp. 1055-1133, 1967.
- [Nico82] E. H. Nicollian, J. R. Brews, *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*, éditions J. Wiley, p. 822, 1982.
- [Nish71] Y. Nishi, *Study of silicon-silicon dioxide structure by electron spin resonance*, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 10 (1), p. 52, 1971.

## O

- [O'dw73] J. J. O'dwyer, *The theory of electrical conduction and breakdown in solid states*, Clarendon press, Oxford, p. 75, 1973.
- [Ouis91] T. Ouisse, S. Cristoloveanu, T. Elewa, H. Haddara, G. Borel, D. E. Ionno, *Adaptation of the charge pumping technique to gated p-i-n diodes fabricated on silicon on insulator*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 38 (6), 1991.

## P

- [Papa91] C. Papadas, P. Morfouli, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, *Analysis of the trapping characteristics of silicon dioxide after Fowler-Nordheim degradation*, Solid-State Electron., vol. 34 (12), pp. 1375-1379, 1991.
- [Papa92a] C. Papadas, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, P. Mortini, C. Riva, F. Pio, *Reliability properties of rapid thermal processed nitrated oxides after Fowler-Nordheim electrical stress*, Microelectr. Engineering, vol. 19, p. 269, 1992.
- [Papa92b] C. Papadas, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, C. Riva, P. Mortini, *Oxide reliability criterion for the evaluation of the endurance performance of electrically erasable programmable read only memories*, J. Appl. Phys., vol. 71 (9), pp. 4589-4593, 1992.
- [Papa94] C. Papadas, G. Ghibaudo, F. Pio, C. Monserie, G. Pananakakis, P. Mortini, C. Riva, *On the charge build-up mechanisms in gate dielectrics*, Solid-State Electron., vol. 37 (3), pp. 495-505, 1994.

- [Paul92] R. E. Paulsen, R. R. Siergiej, M. L. French, M. H. White, *Observation of Near-Interface Oxide traps with the charge pumping technique*, IEEE Electron Dev. Lett., vol. 13 (12), pp. 627-629, 1992.
- [Paul94] R. E. Paulsen, M. H. White, *Theory and Application of Charge Pumping for the characterization of Si-SiO<sub>2</sub> Interface and Near-Interface Oxide Traps*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-41 (7), pp. 1213-1216, 1994.
- [Poin84] E. H. Pointdexter, G. J. Gerardi, M. E. Rueckel, P. J. Caplan, N. M. Johnson, D. K. Biegelsen, *Electronic traps and Pb centers at the Si/SiO<sub>2</sub> interface : band-gap energy distribution*, J. Appl. Phys., vol. 56 (10), pp. 2844-2849, 1984.
- [Prie67] H. Prier, *Contributions of surface states to MOS impedance*, Appl. Phys. Lett., vol. 10, p. 361, 1967.
- S**
- [Saks90] N. S. Saks, M. G. Ancona, *Determination of interface trap capture cross sections using three-level charge pumping*, IEEE Electron Dev. Lett., vol. 11 (8), pp. 339-341, 1990.
- [Saku81] T. Sakurai, T. Sugano, *Theory of continuously distributed trap states at Si-SiO<sub>2</sub> interfaces*, J. Appl. Phys., vol. 52 (4), pp. 2889-2896, 1981.
- [Shaw89] J. J. Shaw, K. Wu, *Determination of spatial distribution of interface states on submicron, lightly doped drain transistors by the charge pumping measurement*, IEDM Tech. Dig., pp. 83-86, 1989.
- [Shoc52] W. Shockley, W. T. Read, *Statistics of the recombinaison of holes and electrons*, Phys. Rev., vol. 87 (5), pp. 835-842, 1952.
- [Schu80] M. Schulz, *MOS interface states*, Inst. Phys. Conf. Ser., vol. 50, pp. 87-96, 1980.
- [Schu82] M. Schulz, *Interface states at the SiO<sub>2</sub>-Si interface*, tiré de *Surface Science*, vol. 132, pp. 422-455, 1982.
- [Schu94] K. F. Schuegraf, C. Hu, *Metal-Oxide-Semiconductor field-effect-transistor substrate current during Fowler-Nordheim tunnelling stress and silicon dioxide reliability*, J. Appl. Phys., vol. 76 (6), pp. 3695-3700, 1994.
- [Simm73] J. G. Simmons, L. S. Wei, *Theory of dynamic charge current and capacitance characteristics in MIS systems containing distributed surface traps*, Solid-State Electron., vol. 16 (1), pp. 53-56, 1973.
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, 2nd edition, éditions Wiley, pp. 431-510, 1981.

**T**

- [Term62] L. M. Terman, *An investigation of surface states at a silicon-silicon oxide interface employing metal-oxide-silicon diodes*, Solid-State Electron., vol. 5, pp. 285-299, 1962.
- [Tred80] T. J. Tredwell, C. R. Viswanathan, *Determination of interface-state parameters in a MOS capacitor by DLTS*, Solid-State Electron., vol. 23 (11), pp. 1171-1178, 1980.
- [Tsen87] W. L. Tseng, *A new charge pumping method of measuring Si-SiO<sub>2</sub> interface-states*, J. Appl. Phys., vol. 62 (2), pp 591-599, 1987.
- [Tsuc93] M. Tsuchiaki, H. Hara, T. Morimoto, H. Iwai, *A New Charge Pumping Method for Determining the Spatial Distribution of Hot-Carrier-Induced Fixed Charge in p-MOSFET's*, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 40 (10), pp. 1768-1779, 1993.

## U

- [Uchi90] A. Uchiyama, H. Fukuda, T. Hayasahi, S. Ohno, IEDM'90, p. 425, 1990.
- [Uren89] M. J. Uren, S. Collins, M. J. Kirton, *Observation of « slow » states in conductance measurements on silicon metal-oxide-semiconductor capacitors*, Appl. Phys. Lett., vol. 54 (15), pp. 1448-1450, 1989.
- [Uren96] M. J. Uren, J. H. Stathis, E. Cartier, *Conductance measurements on P<sub>b</sub> centers at the (111) Si:SiO<sub>2</sub> interface*, J. Appl. Phys., vol. 80 (7), pp 3915-3922, 1996.
- [Uren97] M. J. Uren, K. M. Brunson, J. H. Stathis, E. Cartier, *Potential Fluctuations Due to P<sub>b</sub> Centres at the Si/SiO<sub>2</sub> Interface*, Microelectronic Engineering, vol. 36, pp. 219-222, 1997.

## V

- [VanD91] G. Van den bosch, G. V. Groeseneken, P. Heremans, H. E. Maes, *Spectroscopic Charge Pumping : A New Procedure for Measuring Interface Trap Distributions on MOS Transistors*, IEEE Trans. Electron devices, vol. ED-38 (8), pp. 1820-1831, 1991.
- [VanO75] R. J. Van Overstraeten, G. J. Declerck, P. A. Muls, *Theory of the MOS Transistor in Weak Inversion-New Method to Determine the Number of Surface States*, IEEE Trans. Electron. Devices, vol. ED-22 (5), pp. 282-288, 1975.
- [Vuil86] D. Vuillaume, J. C. Bourgoin, M. Lannoo, *Oxide traps in Si-SiO<sub>2</sub> structures characterized by tunnel emission with deep-level transient spectroscopy*, Phys. Rev. B, vol. 34 (2), pp 1171-1183, 1986.
- [Vuil89] D. Vuillaume, R. Bouchakour, M. Jourdain, J. C. Bourgoin, *Capture cross section of Si-SiO<sub>2</sub> interface states generated during electron injection*, Appl. Phys. Lett., vol. 55 (2), 1989.

## W

- [Wach86] R. A. Wachnik, J. R. Lowney, *A model for the charge-pumping current based on small rectangular voltage pulses*, Solid-State Electron., vol. 29 (4), pp. 447-460, 1986.
- [Wein74] Z. A. Weinberg, W. C. Johnson, M. A. Lampert, *Determination of the sign of carrier transported across SiO<sub>2</sub> films on Si*, Appl. Phys. Lett., vol. 25 (1), pp. 42-43, 1974.
- [Will65] R. Williams, Phys. Rev. A, vol. 56 (9), p. 140, 1965.
- [Wolt85a] D. R. Wolters, J. J. Van der Schoot, *Dielectric breakdown in MOS devices - Part III : the damage leading to breakdown*, Phillips J. Res., vol. 40, p. 164, 1985.
- [Wolt85b] D. R. Wolters, J. J. Van der Schoot, *Dielectric breakdown in MOS devices - Part II : conditions for the electric breakdown*, Phillips J. Res., vol. 40, p. 137, 1985.

# IN-DEPTH ANALYSIS OF THE Si-SiO<sub>2</sub> INTERFACE TRAPS USING THE CHARGE PUMPING TECHNIQUE

## Abstract

The purpose of this work is to contribute to a better electrical characterization of the Silicon-Oxide interface.

The first two sections are dedicated to the Si-SiO<sub>2</sub> system and to the presentation of the characterization methods which allow informations on the « slow » states, i.e. states located into the oxide near the interface and communicating with semiconductor by tunneling, to be obtained. In the third section a model which enables the extraction of the in-depth profile of the Si-SiO<sub>2</sub> interface traps from charge pumping measurements is introduced. This model, which takes into account both, fast and slow states, is based on Shockley-Read-Halls statistics and on a tunneling model (Heiman and Warfield's model). Firstly this model is discussed. Then it is shown that the links made in some papers between the charge pumping curves and the existence of a non uniform doping near the source and drain region of the transistors have to be re-considered. The trap depth-profiles, obtained for the first time from the interface up to a tens of angströms into the oxide for various devices from different technologies are of the form :  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$ . The first term in this equation corresponds to the Si-SiO<sub>2</sub> interface trap layer while  $N_{t0}$  corresponds to defects located in the so called oxide transition layer. These results, substantiated in different ways, are in agreement with those provided by physical characterization methods of the interface. Two applications of the method are presented. The first one deals with the influence of the nitrogen concentration in RTCVD oxinitrides films on the parameters of the trap profiles. The second one is a study of the degradation of the Si-SiO<sub>2</sub> interface under Fowler-Nordheim injection. It enables to answer the question of the evolution, under stress, of the slow state density with respect to that of the fast states. Finally, the comparison with noise spectroscopy allows a clear correlation between the evolution with the injection dose of the characteristics of the trap profiles and the slope of the 1/f noise spectra to be made.

## Key words

Si-SiO<sub>2</sub> Interface - Fast States - Slow States - Defect Profile - Capture Cross Sections - Charge Pumping - 1/f Noise - Fowler-Nordheim Injection.

# ANALYSE EN PROFONDEUR DES DEFAUTS DE L'INTERFACE Si-SiO<sub>2</sub> PAR LA TECHNIQUE DU POMPAGE DE CHARGES

## Résumé

Ce mémoire a pour but d'apporter une contribution dans le domaine de la caractérisation électrique de l'interface Silicium-Oxyde.

Les deux premiers chapitres sont consacrés à des rappels sur le système Si-SiO<sub>2</sub> et à la présentation des principales méthodes de caractérisation électriques qui ont permis d'apporter des informations sur les états dits « lents », états situés dans l'oxyde au voisinage de l'interface et communiquant avec le semiconducteur par effet tunnel. Dans le troisième chapitre un modèle ayant pour but d'extraire à partir de mesures de pompage de charges, le profil en profondeur des défauts de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> est proposé. Ce modèle, qui prend en compte à la fois les états rapides et les états lents, est basé sur la statistique de Shockley-Read-Hall et sur un modèle de capture des porteurs par effet tunnel (modèle d'Heiman et Warfield). La validité de ce modèle est d'abord discutée. Il est ensuite montré que les liens faits dans certaines publications entre les courbes de pompage de charges et la présence d'un dopage non uniforme au voisinage des régions de source et de drain des transistors sont à reconsidérer. Les profils en profondeur de défauts extraits pour la première fois et pour un grand nombre de dispositifs de différentes technologies, depuis l'interface jusqu'à environ une quinzaine d'angströms dans l'oxyde, sont de la forme  $N_t(x) = N_{ts}\exp(-x/d) + N_{t0}$ . Le premier terme de cette relation correspond aux défauts d'interface à proprement parler, le deuxième correspond aux défauts de la couche dite « contrainte » de l'oxyde. Ces résultats, confortés de différentes manières, sont corrélés avec les résultats de la littérature obtenus par les méthodes physiques de caractérisation de l'interface. Deux applications de la technique sont présentées. La première porte sur l'évolution des paramètres de l'interface en fonction de la concentration en azote d'oxynitrides obtenus par RTCVD. La seconde consiste en l'étude de la dégradation de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> sous injection Fowler-Nordheim et permet de connaître l'évolution avec la contrainte de la densité des états lents par rapport à celle des états rapides. Finalement, la comparaison avec la spectroscopie de bruit permet une corrélation claire entre l'évolution avec la dose injectée des caractéristiques des profils de pièges et la pente des spectres du bruit en  $1/f$ .

## Mots clés

Interface Si-SiO<sub>2</sub> - Etats Rapides - Etats Lents - Profils de Défauts - Sections de Capture - Pompage de Charges - Bruit en  $1/f$  - Injection Fowler-Nordheim.