Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen

Band: 75 (1984)

Heft: 3

Artikel: Injection et piégeage de charges dans les mémoires non volatiles à semiconducteur

Autor: Olcer, M. / Ilegems, M.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-904348

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 10.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Injection et piégeage de charges dans les mémoires non volatiles à semiconducteur

M. Olcer et M. Ilegems

Un aperçu des principaux mécanismes d'injection de charges dans un oxyde et du phénomène de capture de porteurs par des pièges est présenté. Quelques méthodes de caractérisation directes sont décrites ensuite, qui permettent d'évaluer le piégeage de charges dans l'oxyde thermique du Si mono- et polycristallin. Ces études devraient conduire à une meilleure compréhension des effets liés à la dégradation des oxydes lors du fonctionnement des transistors MOS de petites dimensions et des mémoires non volatiles.

Die wichtigsten Mechanismen der Injektion von Ladungen in ein Oxid und das Einfangen von Ladungsträgern durch die Fallen werden kurz beschrieben. Anschliessend folgen einige Methoden der direkten Charakterisierung, die es ermöglichen, das Einfangen von Ladungen im thermischen Oxid des mono- und polychristallinen Si abzuschätzen. Die Studie bezweckt ein besseres Verständnis der mit der Degradation der Oxide verbundenen Effekte während des Betriebs von MOS-Transistoren geringer Abmessungen und von nicht flüchtigen Speichern.

Conférence présentée le 18 octobre 1983 au «Fall Meeting, IEEE Swiss Section, Chapter on Solid State Devices and Circuits», sous le thème général: «Non Volatile Semiconductor Memories.»
Les travaux décrits sont effectués avec l'appui du Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique dans le cadre du programme national «Micro- et Optoélectronique».

Adresse des auteurs
M. Olcer et professeur *M. Ilegems*, Institut Interdépartemental de Microélectronique, EPFL, 1015 Lausanne.

1. Introduction

L'opération d'écriture ou d'effacement dans une mémoire non volatile à semiconducteur consiste essentiellement en un transport de charges à travers un isolant, depuis un circuit extérieur vers un élément de stockage et vice versa. Cet isolant doit répondre à deux exigences opposées. En effet, il doit d'une part avoir de très bonnes propriétés d'isolation pour garantir la rétention de l'information stockée, et d'autre part il doit être suffisamment conducteur pour permettre, lors de la programmation, un échange de charges en un temps court.

Si l'on considère que l'information est représentée par quelques millions d'électrons, un cycle de programmation de 10 ms requiert un courant de l'ordre de 10^{-10} A à travers l'isolant. D'autre part, si l'on tolère une perte de charge de 10% en dix ans, cela implique un courant de fuite de l'ordre de 10^{-21} A. Il faut donc assurer dans cet exemple 11 ordres de grandeur de différence dans le courant selon que la mémoire est programmée ou lue.

Deux mécanismes physiques sont impliqués dans l'opération de programmation d'une mémoire EEPROM, à savoir l'*injection* de charges et la *conduction* dans un diélectrique. Le phénomène de *piégeage* qui accompagne la conduction revêt une importance capitale. A l'aide de *méthodes de caractérisation* des oxydes, on peut déduire des procédés technologiques en vue d'améliorer les performances de ceux-ci.

2. Injection

L'injection de porteurs depuis ou vers l'élément de stockage d'une mémoire non volatile, qui peut par exemple être constitué par une grille flottante conductrice (comme dans les mémoires FAMOS) ou par l'interface entre deux isolants (mémoires MNOS par exemple) peut se faire selon différents mécanismes.

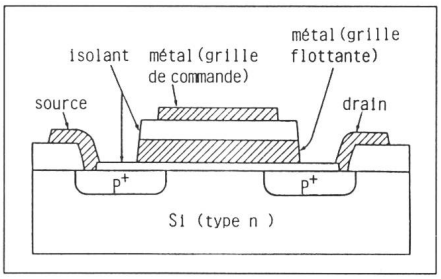

Fig. 1 Structure de mémoire non volatile proposée par Kahng et Sze [1] et utilisant un transistor MOS à canal *p*

Sur l'oxyde de grille du transistor sont réalisés la grille flottante métallique, l'oxyde d'isolation et la grille de commande.

2.1 Injection par effet tunnel

A la figure 1 on voit une structure de mémoire non volatile proposée par *Kahng* et *Sze* en 1967 [1] et utilisant l'injection par effet tunnel.

Une superposition de couches métal/isolant/métal est réalisée sur l'oxyde de grille du transistor MOS. La première couche de métal constitue une grille flottante et la deuxième une électrode de commande. Si l'oxyde de grille a une épaisseur très faible ($\leqq$ 5 nm), on peut modifier l'état de charge de la grille flottante en provoquant un courant directement à travers l'oxyde au moyen d'une tension relativement élevée appliquée sur la grille de contrôle. Ceci est illustré dans le diagramme des bandes de la figure 2a. La charge est stockée dans la bande de conduction du métal qui constitue la grille flottante (fig. 2b). L'effacement se fait également à travers l'oxyde de grille en changeant la polarité de la tension de commande (fig. 2c).

Un autre dispositif à effet tunnel direct est la mémoire MNOS représentée à la figure 3. Dans cette sorte de mémoire, la charge sera située à l'interface oxyde/nitrure et dans le volume du nitrure. Elle pourra être modifiée par effet tunnel à travers la couche mince de SiO_2 à l'aide d'une tension appliquée sur la grille métallique.

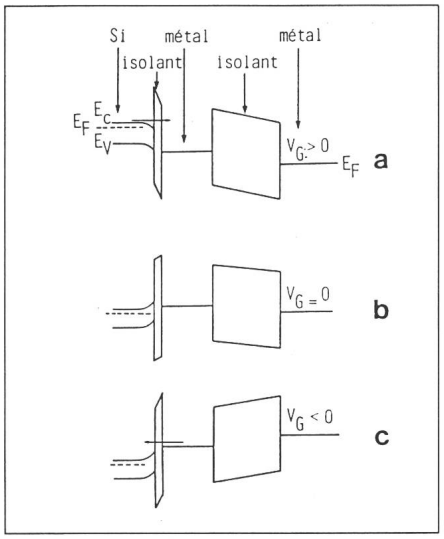

Fig. 2 Diagramme des bandes d'énergie de la mémoire non volatile de Kahng et Sze [1]

Injection (a), stockage (b) et extraction (c) de charge de la grille flottante, selon la tension de commande V_G.

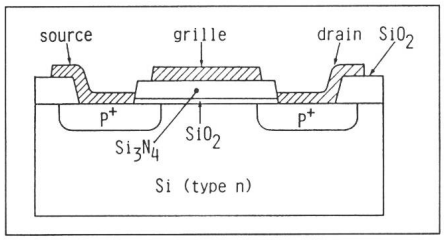

Fig. 3 Mémoire non volatile MNOS, avec transistor à canal *p*

2.2 Injection par émission Fowler-Nordheim

Dans ce type d'émission, les électrons de la cathode traversent par effet tunnel le gap de l'oxyde sur une courte distance, rejoignent la bande de conduction de celui-ci et peuvent dès lors poursuivre leur chemin jusqu'à l'électrode positive. A la figure 4 on a

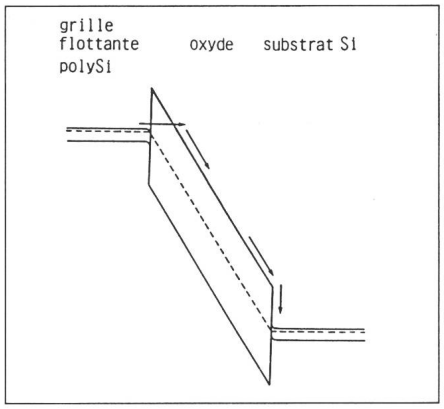

Fig. 4 Diagramme des bandes d'énergie illustrant le courant tunnel par émission Fowler-Nordheim

Sous l'effet d'un champ électrique intense, les électrons sont émis depuis la grille flottante vers la bande de conduction de l'oxyde, pour ensuite rejoindre le substrat Si.

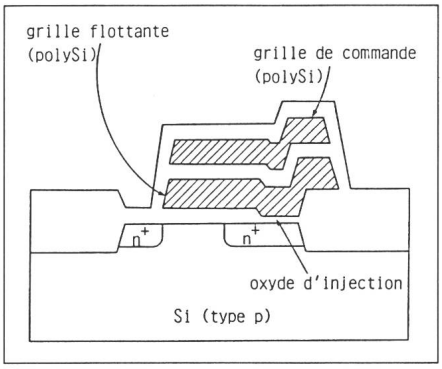

Fig. 5 Mémoire non volatile à grille flottante (du type FLOTOX) d'INTEL.

L'écriture et l'effacement se font par émission Fowler-Nordheim à travers l'oxyde mince d'injection.

représenté ce courant tunnel entre la grille flottante et la bande de conduction de l'isolant.

L'utilisation de l'effet tunnel *Fowler-Nordheim* pour la programmation de mémoires non volatiles présente l'avantage d'une faible consommation de puissance. Cependant, pour obtenir cet effet avec des tensions raisonnables (p.ex. 20 V), il faut que l'oxyde soit relativement mince (typiquement 20 nm). La fabrication d'oxydes minces sans défauts et fiables a abouti au développement de la structure FLOTOX illustrée à la figure 5 qui utilise l'effet *Fowler-Nordheim* pour l'écriture et l'effacement.

En appliquant une tension positive sur la grille de commande et en mettant le drain à un potentiel nul, on couple capacitivement la grille flottante à un potentiel positif, avec pour conséquence l'attraction d'électrons par effet tunnel vers la grille flottante. Si l'on met la grille de commande à la terre et si l'on applique une tension positive sur le drain, les électrons stockés dans la grille flottante retourneront par effet tunnel inverse vers le drain.

Comme la grille flottante est conductrice, on peut utiliser un oxyde d'injection ayant une surface très petite, ce qui va dans le sens des exigences de fiabilité et de haute densité. En introduisant une certaine rugosité à l'interface silicium/oxyde (voir section 5.2), on peut d'autre part diminuer fortement le champ moyen nécessaire pour l'injection, ce qui permet de travailler avec des tensions d'écriture et d'effacement plus faibles pour une épaisseur d'oxyde donnée.

2.3 Injection par avalanche au moyen d'une jonction p–n

Le mécanisme d'avalanche d'une jonction *p–n* est utilisé pour charger la

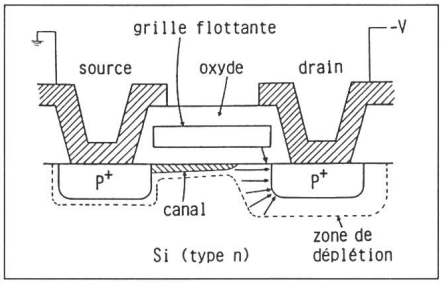

Fig. 6 Mémoire non volatile à grille flottante (du type FAMOS) proposée par Frohman-Bentchkowsky [2]

L'avalanche de la jonction de drain permet l'injection de charges dans l'oxyde (on a également représenté la distribution des lignes de champ électrique au voisinage de la jonction).

grille flottante en polySi de mémoires FAMOS, proposées par *Frohman-Bentchkowsky* [2] (fig. 6). L'avalanche se fait à la jonction de drain et permet de créer un plasma d'électrons énergétiques au voisinage de celle-ci. Les électrons sont accélérés par le champ électrique de la zone de déplétion du semiconducteur, et un certain nombre d'entre eux sont injectés dans l'oxyde (typiquement d'épaisseur voisine de 100 nm). Le champ électrique dans l'oxyde dû au diviseur capacitif permet à ces électrons d'atteindre la grille flottante où ils sont stockés. L'effacement se fait en soumettant la structure à une illumination UV.

2.4 Injection à partir du canal d'un transistor MOS

Lors du fonctionnement du transistor MOS, des électrons ou des trous transitant du drain vers la source peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour pénétrer dans l'oxyde.

Par exemple, la structure de la figure 7 utilise cet effet pour l'inscription de la grille flottante [3]. Une grille de commande se trouve au-dessus de la grille flottante et permet d'effectuer les opérations d'écriture et d'effacement. Pour inscrire la mémoire, on applique

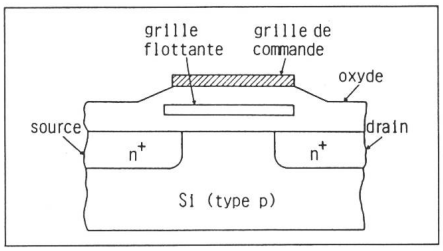

Fig. 7 Mémoire non volatile à grille flottante proposée par Tarui et al. [3]

Elle utilise l'injection d'électrons à partir du canal du transistor MOS pour l'écriture et l'injection par avalanche de trous pour l'effacement.

une tension positive sur la grille de commande et sur le drain. Les électrons du canal atteignent une vitesse proche de leur vitesse de saturation près de la jonction de drain où le canal est pincé. Certains d'entre eux sont suffisamment énergétiques pour pénétrer dans l'oxyde et rejoindre la grille flottante.

Pour décharger celle-ci, on provoque l'avalanche de la jonction drain/substrat, en mettant la grille de commande à la terre ou à un potentiel négatif pour favoriser l'injection de trous dans l'oxyde. Ces trous vont parvenir à la grille flottante et y neutraliser les électrons, donc effacer la mémoire. L'injection par le canal peut également se faire sans que celui-ci soit nécessairement pincé, et cela particulièrement dans les structures à canal court.

Les quatre mécanismes d'injection décrits jusqu'ici constituent les principales méthodes de programmation des mémoires EEPROM. D'autres procédés qui permettent également un transfert de charges à travers un diélectrique sont les suivants.

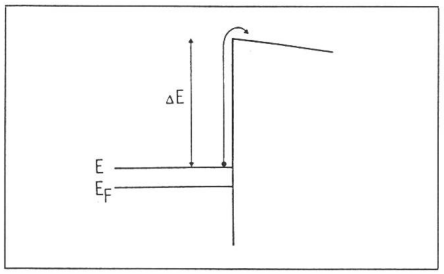

Fig. 8 Emission Schottky d'un électron d'énergie *E* par-dessus une barrière d'énergie de hauteur ΔE

2.5 Injection par émission Schottky

Dans ce type d'injection, les porteurs sont émis par-dessus la barrière de potentiel qui sépare le diélectrique du métal ou du semiconducteur, par effet thermoionique (fig. 8). Ce genre d'émission ne dépend pas du champ électrique, à part une légère influence sur la hauteur de la barrière de potentiel due à la force image. Etant donné la hauteur élevée de la barrière énergétique à l'interface SiO_2/Si ou métal/Si, ce type d'émission a peu d'importance à température ambiante. Il peut y avoir combinaison de l'effet *Schottky* et de l'effet *Fowler-Nordheim*, le premier amenant l'électron à un niveau énergétique où le courant tunnel devient possible (fig. 9).

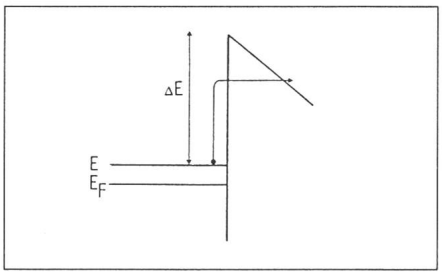

Fig. 9 Emission mixte Schottky/Fowler-Nordheim

2.6 Injection par avalanche au moyen d'une capacité MOS

L'avalanche dans la zone de déplétion d'une capacité MOS se produit lorsque le champ électrique atteint la valeur du champ de claquage du semiconducteur. Une fraction des porteurs arrivant à l'interface semiconducteur/oxyde seront suffisamment énergétiques pour pénétrer dans l'oxyde.

Pour que ce phénomène d'avalanche puisse avoir lieu, il faut éviter la formation d'une couche d'inversion, qui aurait pour effet de limiter le champ dans la zone de déplétion en dessous de la valeur nécessaire pour créer l'avalanche. On appliquera donc une tension sous forme d'un train d'impulsions de durée suffisamment courte pour que la couche d'inversion n'ait pas le temps de se former.

En plus de la durée, l'amplitude et la fréquence des impulsions déterminent le courant d'injection. En lieu et place du signal pulsé, on peut également utiliser une excitation sinusoïdale ou en dents de scie.

L'effet avalanche permet d'obtenir des courants d'injection importants avec des niveaux de tension relativement faibles, comparé à l'effet *Fowler-Nordheim*. Il constitue une méthode expérimentale fréquemment utilisée dans l'étude des propriétés de piégeage des oxydes.

2.7 Injection par photoémission

L'énergie nécessaire aux porteurs pour être émis par-dessus la barrière à l'interface avec l'oxyde peut être fournie à l'aide d'une excitation optique de longueur d'onde adéquate. Cette photoinjection est illustrée à la figure 10.

Dans cet exemple, les photons, après avoir traversé la couche de métal semitransparente et l'oxyde, sont absorbés dans le semiconducteur et provoquent le passage d'électrons dans la bande de conduction de l'oxyde. Le champ électrique appliqué permet le drift de ces électrons jusqu'à la grille, où ils sont recueillis. On peut également provoquer l'injection depuis le métal dans l'oxyde en inversant le sens du champ.

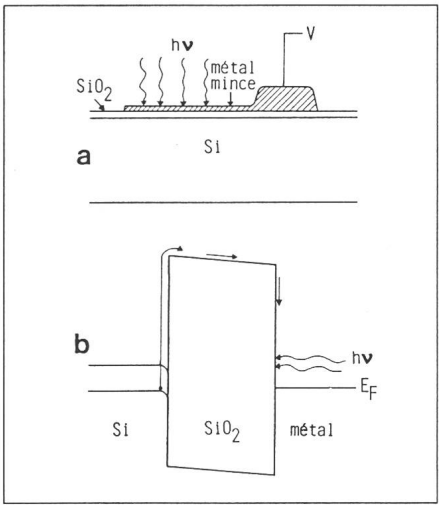

Fig. 10 Injection par photoémission:
Représentation schématique de la capacité MOS avec métal mince (a) et diagramme des bandes d'énergie de la structure (b). Des photons d'énergie $h\nu$ excitent les porteurs jusqu'à la bande de conduction de l'oxyde. La tension appliquée *V* assure la circulation du courant ainsi généré.

2.8 Injection de porteurs énergétiques à l'aide de champs en dessous de l'avalanche

Les structures des figures 11 et 12 permettent d'injecter des électrons

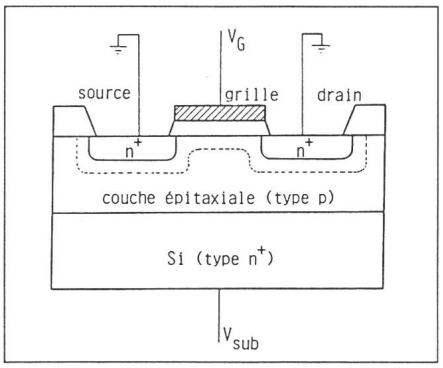

Fig. 11 Structure proposée par Verwey [4]
Elle permet l'injection, à l'aide de champs en dessous de l'avalanche, de porteurs provenant de la jonction n^+-p.

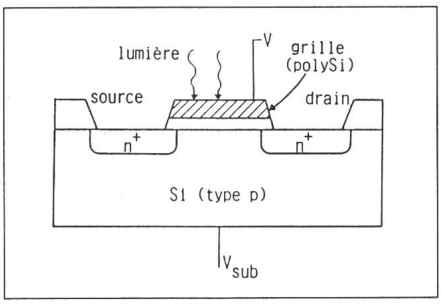

Fig. 12 Structure de Ning et Yu [5]
Les porteurs générés optiquement sont injectés dans l'oxyde à l'aide de champs en dessous de l'avalanche.

dans l'oxyde à l'aide de tensions en dessous de la tension de claquage du semiconducteur.

Dans le premier cas [4], les électrons proviennent de la jonction p-n^+ entre couche épitaxiale et substrat polarisée dans le sens direct. Ces électrons atteignent la région de déplétion sous la grille où le champ électrique les accélère. Quelques-uns atteignent l'interface avec une énergie supérieure à la barrière semiconducteur/oxyde et pénètrent dans l'oxyde.

Dans le deuxième cas [5], la lumière visible ou infrarouge génère des paires électrons/trous dans la zone de déplétion créée sous la grille. Le champ électrique dirige alors les électrons vers l'oxyde et les trous vers l'intérieur du substrat. En combinant la tension appliquée sur la grille et celle sur le substrat, on peut alors accélérer ces électrons pour provoquer un courant dans l'oxyde.

3. Conduction

Le courant de conduction dans un diélectrique peut contenir des composantes ioniques et électroniques.

La conduction ionique résulte du déplacement, sous l'effet d'un champ électrique, de ions positifs ou négatifs incorporés dans l'isolant. En ce qui concerne l'oxyde thermique du Si, on peut obtenir aujourd'hui avec une technologie standard des couches avec des niveaux d'impuretés suffisamment faibles (par exemple une contamination de ions Na^+ mobiles plus faible que 10^{10} ions/cm^2) pour rendre l'apport de ce type de conduction négligeable.

La représentation usuelle de la conduction électronique dans un diélectrique dérive de la théorie des bandes d'énergie de la mécanique quantique. Dans cette représentation, le diélectrique a des énergies permises groupées en bandes et séparées par un gap d'énergie interdite très large. Un tel matériau est un isolant parce qu'il ne peut y avoir de conduction électronique, ni par sa bande de conduction, ni par sa bande de valence, l'une étant complètement vide et l'autre complètement remplie.

Ceci est vrai pour un isolant parfait, au zéro absolu. Dans un isolant réel, il y aura des niveaux énergétiques discrets dans la bande interdite dus à la présence d'impuretés ou de défauts. A une température non nulle, il peut y avoir excitation d'électrons depuis ces

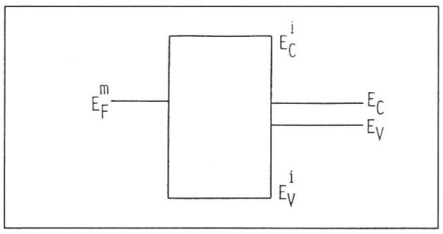

Fig. 14 Diagramme des bandes d'énergie de la capacité MOS sous tension

Une charge injectée dans l'oxyde peut être capturée par un piège situé à un niveau E_t.

niveaux dans la bande de conduction et donc une possibilité de conduction.

A la figure 13, on voit le diagramme des bandes d'énergie du système Al/SiO_2/Si. Comme l'oxyde a un large gap et que les électrodes sont situées approximativement au milieu de celui-ci, l'isolation entre le semiconducteur et le métal sera de très grande qualité. Des électrons introduits dans la bande de conduction de l'oxyde seront accélérés par le champ électrique et constituent ainsi le courant de conduction électronique (fig. 14).

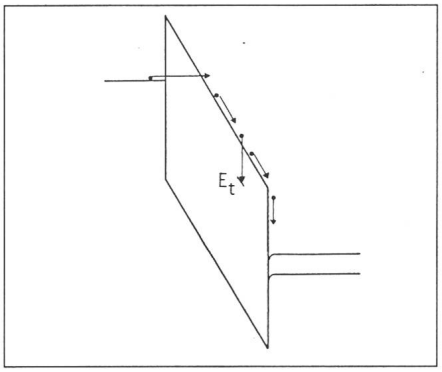

Fig. 13 Diagramme des bandes d'énergie du système Al/SiO_2/Si dans le cas idéal

E_F^m est le niveau de *Fermi* du métal, E_C^i, E_V^i indiquent les bandes de conduction et de valence de l'oxyde, et E_C, E_V celles du semiconducteur.

Dans son trajet vers l'électrode positive, l'électron rencontre deux types d'obstacles. D'une part il subit des collisions avec le réseau atomique de l'oxyde, d'autre part il peut être capturé par des pièges situés dans le gap de l'oxyde. Ce dernier phénomène est également illustré à la figure 14, avec un piège situé à une énergie E_t sous la bande de conduction de l'oxyde.

La complexité de la conduction dans un isolant provient de l'existence de ces pièges et des processus de capture et d'émission qui leur sont liés. Les phénomènes en jeu peuvent être beaucoup plus compliqués que la représentation simple que l'on en donne ici.

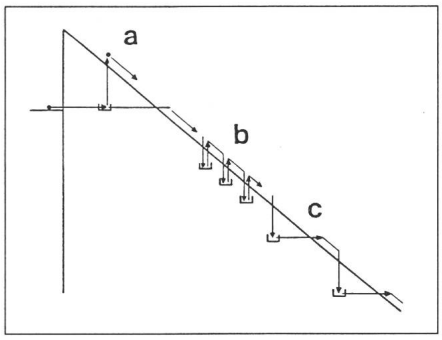

Fig. 15 Exemples de mécanismes de conduction et de piégeage dans un diélectrique:

effet *Poole-Frenkel* (a), conduction par sauts par effet thermoionique (b) ou tunnel (c).

Par exemple, le courant tunnel peut se faire vers des pièges d'interface, avec ensuite émission thermoionique (effet *Poole-Frenkel*) ou par effet tunnel vers la bande de conduction de l'isolant (fig. 15a). La conduction elle-même peut procéder par sauts successifs entre la bande de conduction et les niveaux de piégeage, par effet thermoionique ou tunnel (fig. 15b et 15c).

De plus, les phénomènes de génération de pièges et d'états d'interface par le passage du courant, de distorsion de potentiel consécutive à la formation d'une charge d'espace dans l'oxyde, d'injection de trous, etc. rendent difficile la compréhension de la conduction. L'étude des pièges fait actuellement l'objet de nombreux travaux de recherche sur les oxydes.

4. Piégeage

4.1 Introduction

Les pièges dans l'oxyde sont associés à des défauts tels que des liaisons rompues, ou à la présence d'impuretés, comme par exemple le Na^+[6]. Leur nombre est fortement influencé par le procédé technologique de fabrication. Ils peuvent être situés à l'interface métal/oxyde, oxyde/semiconducteur et dans le volume de l'oxyde. Ces pièges peuvent capturer et émettre des électrons ou des trous. Cependant, l'injection de trous dans le SiO_2 par exemple est plus difficile que celle d'électrons, étant donné que la barrière de potentiel pour les trous est plus importante que celle pour les électrons. La présente description se restreindra aux pièges électroniques.

Dans certains types de mémoires non volatiles (telles que les mémoires MNOS), les pièges sont utilisés comme éléments de stockage de charges. Dans d'autres cas (mémoires à grille flottan-

te), les pièges peuvent être à l'origine de la détérioration du fonctionnement de la structure. En effet, le piégeage de charges dans l'oxyde entourant la grille flottante de structures du type FLOTOX par exemple limitera le nombre de cycles de programmation de ces éléments.

Un autre exemple est le suivant: Lors du fonctionnement normal du transistor MOS, des porteurs chauds provenant du canal ou du substrat peuvent pénétrer dans l'oxyde de grille du transistor, y être piégés et altérer les caractéristiques de celui-ci: dérive au cours du temps de la transconductance, de la tension de seuil, de la tension de claquage des jonctions (de drain, en particulier); d'autre part, l'injection de ces porteurs donne lieu à un courant de grille particulièrement indésirable dans les applications de mémoires. Ce phénomène est spécialement important en VLSI, où la longueur des canaux des transistors devient toujours plus petite.

4.2 Description des pièges

Le piégeage dans un diélectrique dépend fortement de la nature et des conditions de fabrication de celui-ci. Ainsi, il est plus important dans l'oxyde thermique du Si polycristallin que dans l'oxyde du Si monocristallin.

Dans une couche de SiO_2 de très bonne qualité, ayant une épaisseur de 1000 Å, on peut estimer que moins d'un électron sur 100 000 sera capturé lors de son transit à travers la couche [7]. Cependant, la présence d'impuretés telles que Al, Na^+, H_2O, As, P, etc. va augmenter très fortement la probabilité de capture, celle-ci pouvant même être voisine de 1. Il se peut également que lors de la fabrication ou lors du fonctionnement d'éléments MOS, des pièges soient créés par radiation. Ces pièges, qui peuvent être neutres ou bien chargés positivement ou négativement, sont susceptibles de capturer, lors du fonctionnement de l'élément, des électrons ou des trous. De plus, le mouvement des électrons ou encore de ions dans l'oxyde peut également être à l'origine d'une génération de pièges.

Pour caractériser quantitativement un type de piège donné, on utilisera deux paramètres, à savoir la concentration N_t (en cm^{-3}) et la section efficace de capture σ (en cm^2) de ces pièges. Cette dernière grandeur est une mesure de la probabilité de capture d'un porteur par un piège.

On peut chercher à classer les pièges selon leur nature électrique, leur distribution énergétique ou leur distribution spatiale.

Considérons tout d'abord les pièges quant à leur *nature électrique*. De ce point de vue, les pièges peuvent être neutres, attractifs ou répulsifs.

La majorité des pièges connus dans le SiO_2 entrent dans la catégorie des *pièges neutres* [8]. Ce type de pièges est caractérisé par une section de capture située entre 10^{-14} et 10^{-18} cm^2 et par une profondeur relativement élevée (~ 4 eV). Comme exemple, on peut citer les sites de capture associés à la présence de H_2O, W, P, As dans l'oxyde [7; 9; 10]. Si l'oxyde est exposé à une radiation (faisceau d'électrons énergétiques, rayons X, etc.), il peut également y avoir création de pièges neutres par rupture ou déplacement de liaisons dans l'oxyde.

Les *pièges attractifs*, qui exercent une attraction coulombienne sur l'électron libre se trouvant dans la bande de conduction de l'oxyde, sont caractérisés par une section de capture valant 10^{-12} à 10^{-14} cm^2. On peut calculer [11] que la probabilité de trouver un électron à une distance r d'un tel centre attractif est minimale pour

$$r = r_c = \frac{q^2}{8 \pi \varepsilon k T}$$

où q est la charge de l'électron, ε la permittivité du diélectrique, k la constante de Boltzmann et T la température absolue. r_c est défini comme le rayon de capture du piège. C'est la distance à laquelle le potentiel du centre de capture se trouve $2kT/q$ sous la bande de conduction.

Les pièges de type *répulsif*, avec une section de capture de 10^{-18} à 10^{-21} cm^2, sont assez mal connus. Il peut s'agir par exemple de pièges susceptibles de capturer plusieurs électrons et qui en ont déjà capturé un ou plus. Ou bien de dipôles qui, bien qu'apparaissant globalement comme des pièges neutres, constituent des pièges répulsifs ou attractifs selon la direction d'approche de l'électron [12].

La température et le champ électrique appliqué influencent les propriétés de capture de ces différents pièges [12; 13]. Ainsi, la section efficace de capture des pièges attractifs diminue lorsque la température ou le champ électrique augmentent. De plus, le phénomène d'émission de charges par les pièges apparaît avec l'augmentation de la température. En ce qui concerne les pièges répulsifs, l'augmentation de la température ou du champ électrique entraîne au contraire une plus grande efficacité de capture. En effet, l'électron étant rendu plus énergétique par la température ou le champ qui l'accélère, il peut surmonter la barrière du piège ou la traverser par effet tunnel. Pour les pièges neutres, on observe que la section de capture est peu affectée par la température ou le champ électrique.

En ce qui concerne la *distribution énergétique* des pièges dans le gap du SiO_2, toute une gamme de niveaux de capture plus ou moins profonds ont été rapportés dans la littérature. Un niveau qui a été spécialement étudié est celui se trouvant à 2,4 eV sous la bande de conduction de l'oxyde. Ce niveau est probablement lié à la présence de sodium immobile incorporé dans le réseau de l'oxyde [14]. Il s'agit de pièges attractifs coulombiens.

Il existe également des pièges associés à des ions Na^+ localisés près de l'interface SiO_2/Si [15]. Ces pièges sont situés très près de la bande de conduction de l'oxyde et sont par conséquent inefficaces à température ambiante. Il est toutefois remarquable que si l'on charge ces sites à 77 K, on constate qu'ils ne se vident pas lors d'un retour à température ambiante, comme si le fait de leur remplissage les rendait plus profonds.

Des pièges très profonds (~ 4 eV) ont également été observés et associés à des ruptures de liaisons Si–O [16] ou à des défauts créés par l'implantation ionique [17].

L'étude de la *distribution spatiale* des pièges a donné lieu à des représentations diverses, parfois contradictoires. Pour certains auteurs, les pièges sont distribués de façon uniforme dans le volume de l'oxyde, alors que pour d'autres, ils sont situés aux interfaces.

Ainsi, *Solomon* [18] localise des pièges situés à environ 10 Å de l'interface Si/SiO_2 et qui capturent les électrons émis par effet *Fowler-Nordheim* depuis le Si. Pour *Harari* [16], le centre de charge dans les oxydes ultraminces se trouve près de l'électrode d'injection, car les électrons injectés sont eux-mêmes à l'origine de la création des pièges. Pour *Jenq* et al. par contre, lorqu'un oxyde mince est soumis à des champs intenses, deux sortes de charges sont introduites dans l'oxyde:

- une charge positive, qui se forme par effet tunnel direct entre l'anode (Si) et les pièges à l'interface SiO_2/Si;

– une charge négative, due au piégeage d'électrons dans des pièges préexistants ou générés lors du stress.

La charge positive est une charge d'interface peu stable et se constitue en premier. Puis elle est rapidement compensée par une charge négative qui est uniformément distribuée dans tout l'oxyde. Cette charge négative est très stable et ne peut être annulée au-dessous de 300 °C. *Jenq* l'estime à ~ 3,25 eV sous la bande de conduction.

4.3 Capture par un piège

Lors du piégeage d'un électron, de l'énergie est libérée, généralement par émission de phonons. Bien que moins probable, une capture avec émission de photons peut également avoir lieu.

Dans le cas de pièges attractifs, une transition directe de l'électron depuis la bande de conduction de l'oxyde au niveau énergétique du piège avec émission multiple de phonons aurait une section de capture beaucoup plus petite que celle effectivement observée. Pour expliquer les grandes sections de capture observées, *Lax* [13] a introduit un modèle de capture par cascade. Dans ce modèle, la transition jusqu'au niveau E_t du piège se fait par sauts successifs à travers les niveaux énergétiques associés au centre attractif, un phonon étant émis à chaque saut, sauf éventuellement au dernier, qui peut s'accompagner de plusieurs phonons ou encore être radiatif.

A chacun des niveaux transitoires correspond un rayon de capture, qui devient plus petit à mesure que l'on s'approche de E_t. Pour une température donnée, seuls les niveaux situés au-dessous de l'énergie kT comptée à partir de la bande de conduction participeront au piégeage. En effet, un électron tombant à un niveau au-dessus de cette énergie sera très probablement réémis vers la bande de conduction.

Les centres neutres ou répulsifs n'ont pas d'états excités avec de larges orbites comme c'est le cas pour les centres attractifs, et la capture doit alors se faire par émission multiple de phonons, ce qui est un processus moins probable, d'où les faibles sections de capture de ces centres.

5. Méthodes de caractérisation

On présente ci-dessous quelques méthodes d'analyse de la dégradation par suite de piégeage de charges dans l'oxyde thermique du Si monocristallin (SiO_2) et polycristallin (polyoxyde). L'endurance de mémoires du type «Flotox», respectivement «polySi texturé», est limitée par cette dégradation.

5.1 SiO_2

Moyennant les hypothèses suivantes, on peut représenter la cinétique de la capture d'un électron par un piège à l'aide d'un modèle simple:

1. L'oxyde ne comporte qu'un seul type de pièges, de concentration N_t et de section de capture σ.
2. Le dépiégeage est négligeable.
3. Le nombre de charges piégées est beaucoup plus petit que celui de charges injectées.
4. Les électrons se déplacent dans l'oxyde avec une vitesse proche de leur vitesse d'agitation thermique.

Le piégeage peut alors être décrit par l'équation différentielle:

$$\frac{dn_t}{dt} = \frac{\sigma}{q} J \left[N_t - n_t \right] \qquad (1)$$

où

n_t = densité de pièges remplis (cm^{-3})
N_t = densité totale de pièges (cm^{-3})
σ = section de capture (cm^2)
J = densité de courant d'injection mesurée dans le circuit extérieur (A/cm^2)
q = charge de l'électron (C)
t = temps (s)

S'il y a plus d'un type de pièges, on écrira pour chaque type i une équation similaire à l'éq. (1), avec une concentration N_{ti} et une section de capture σ_i. S'il y a un dépiégeage dû à des phonons, des photons ou sous l'effet d'un champ électrique ou encore par impact de porteurs énergétiques, on soustraira des termes d'émission au membre de droite de l'éq. (1).

L'utilisation de l'hypothèse 3, qui consiste à négliger le courant qui charge les pièges par rapport au courant d'injection, est justifiée dans le cas de l'oxyde de Si monocristallin, où le phénomène de piégeage est relativement faible.

Avec la condition initiale $n_t(t = 0) = 0$ (tous les pièges sont initialement vides), on résout l'éq. (1):

$$n_t(t) = N_t[1 - \exp(-\sigma J t/q)] \qquad (2)$$

Dans (2), J est constant par l'hypothèse 3.

Comme dans le cas général la distribution des pièges dans l'oxyde n'est pas uniforme, il est judicieux d'introduire des concentrations par unité de surface $\tilde{n}_t(t)$ et $\tilde{N}_t$, définies comme l'intégrale de n_t, respectivement N_t, sur l'épaisseur de l'oxyde. La charge piégée par unité de surface $q\tilde{n}_t(t)$ est la grandeur que l'on mesure expérimentalement en fonction du temps. On peut dès lors obtenir $\tilde{N}_t$ et σ par fitting entre la courbe mesurée $\tilde{n}_t(t)$ et l'éq. (2).

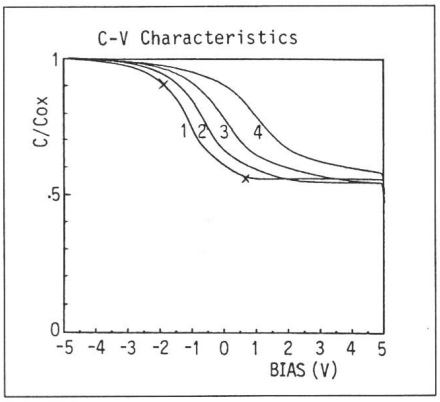

Fig. 16 Caractéristiques C-V d'une capacité MOS après différents temps d'injection par avalanche

Le décalage des courbes est dû au piégeage de charges dans l'oxyde.
Si(p), 1 Ωcm, $d_{ox} \cong 1150$ Å
Injection par avalanche
1 courbe initiale
2 après 300 s
3 1200 s
4 9600 s

On dispose essentiellement de deux méthodes pour mesurer la charge piégée. La première est la mesure C–V de la structure MOS. On peut lier le décalage ΔV_{FB} de la tension des bandes plates à la charge piégée par

$$\Delta V_{FB}(t) = -\frac{\bar{x}}{\varepsilon} q\tilde{n}_t(t) \qquad (3)$$

$\bar{x}$ est le centre de charge mesuré depuis l'interface métal/SiO_2, ε la permittivité de l'oxyde. A la figure 16, on voit un exemple d'évolution de la caractéristique C–V d'une capacité MOS due au piégeage de charges après différents temps d'injection. En supposant $\bar{x}$ connu et constant dans le temps, on peut alors déterminer $\tilde{N}_t$ et σ par fitting, en utilisant les éq. (3) et (2) et la courbe mesurée $\Delta V_{FB}(t)$.

La seconde méthode est la mesure de la photoémission en fonction de la tension appliquée. Cette technique consiste à mesurer, pour les deux polarités de la tension appliquée, la caractéristique photo I–V de la capacité (qui doit avoir une grille métallique semi-transparente) avant et après le remplissage des pièges. Des décalages ΔV_g^+

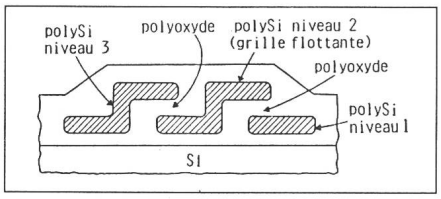

Fig. 17 Elément de mémoire non volatile à grille flottante de XICOR

L'injection du polySi 1 vers le polySi 2 pour l'écriture, et du poly Si 2 vers le polySi 3 pour l'effacement est facilitée par la présence d'aspérités aux interfaces polySi/polyoxide.

(injection depuis le Si) et ΔV_g^- (injection depuis le métal) des courbes photo I-V, on obtient la concentration et le centre de la charge piégée, d'après les relations

$$\Delta V_g^+ = -\bar{x}q\tilde{n}_t/\varepsilon = \Delta V_{FB} \qquad (4.1)$$

$$\Delta V_g^- = (w-\bar{x})q\tilde{n}_t/\varepsilon \qquad (4.2)$$

où w est l'épaisseur de l'oxyde.

Cette méthode présente l'avantage de donner séparément les grandeurs $\bar{x}$ et $\tilde{N}_t$. Un autre avantage est que les champs utilisés sont faibles et ne perturbent la charge piégée que de façon minime. Cette technique est cependant limitée à l'étude du piégeage dans le volume de l'oxyde. D'autre part, la mesure doit être faite avec une intensité faible et suffisamment rapidement pour ne pas modifier la distribution de charge dans l'oxyde.

5.2 Polyoxyde

L'intérêt porté au polyoxyde est une conséquence de l'utilisation toujours plus répandue du Si polycristallin en technologie microélectronique. La découverte de la possibilité d'injecter des charges moyennant des champs faibles dans cet oxyde a été mise à profit dans des dispositifs à injection de charge comme celui représenté à la figure 17.

Cette structure utilise trois niveaux de polysilicium, dont l'un sert de grille flottante. L'inscription se fait par injection de charges du niveau 1 vers le niveau 2, et l'effacement par injection du niveau 2 vers le niveau 3. Les propriétés de l'interface polyoxyde/polysilicium permettent une programmation avec des tensions relativement petites. En effet, cette interface n'est pas plane comme dans le cas SiO_2/Si, mas comporte des aspérités qui ont pour effet d'augmenter localement le champ électrique et jouent ainsi le rôle d'injecteurs.

Un certain nombre d'hypothèses ont été avancées quant à l'origine de ces aspérités. Par exemple, il est possible que ces aspérités résultent du fait que différentes orientations cristallines sont présentes à la surface du polysilicium, ayant chacune une vitesse d'oxydation différente. Une constatation importante est que la présence de ces aspérités est très fortement liée à la température d'oxydation du polysilicium. On observe par exemple que pour un oxyde formé à 1000 °C, l'interface est riche en aspérités, alors qu'à 1150 °C, la densité des aspérités est fortement réduite. Ceci se répercute directement sur le courant d'injection, qui peut varier de plusieurs ordres de grandeurs pour une même tension appliquée.

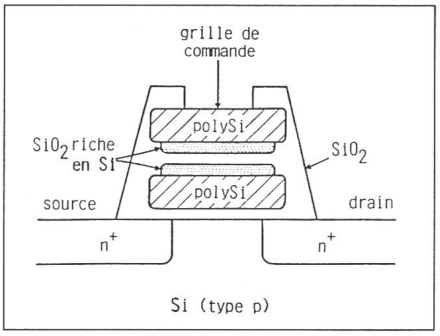

Fig. 18 Mémoire non volatile proposée par DiMaria et al. [20]

Des couches d'oxydes riches en Si jouent le rôle d'injecteurs et permettent l'écriture et l'effacement avec des tensions relativement basses.

On peut relever ici que d'autres structures ont été proposées [20], utilisant un oxyde non stoichiométrique déposé sur la grille flottante en polysilicium. Cet oxyde «riche en Si» a également pour effet d'augmenter le champ électrique, d'où la possibilité de programmer ces éléments avec des tensions relativement basses. Une telle structure est montrée à la figure 18. La tension appliquée sur la grille de commande établit un courant entre celle-ci et la grille flottante qui se charge ou se décharge selon la polarité de la commande.

Le polyoxyde, comparé au SiO_2, s'il présente l'intérêt de nécessiter des champs électriques qui sont de deux à quatre fois plus faibles pour le même courant d'injection, est par contre sujet à un piégeage beaucoup plus important.

A la figure 19, on a représenté schématiquement les structures fabriquées dans notre laboratoire pour étudier la conduction dans le polyoxyde. On dépose par CVD (chemical vapor deposition) une couche de polysilicium d'environ 500 nm d'épaisseur sur un film de SiO_2. Des ouvertures dans l'oxyde permettent de contacter le polysilicium, dont le dopage est du même type que celui du substrat Si. Une couche de polyoxyde de 100 nm est ensuite obtenue par oxydation sèche ou humide. Enfin sont réalisées les grilles en Al ou polysilicium.

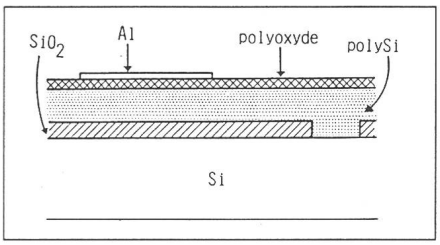

Fig. 19 Schéma des structures tests fabriquées pour l'étude du polyoxyde

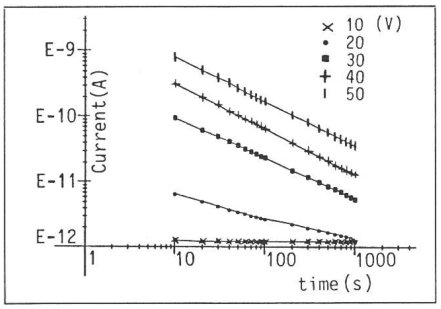

Fig. 20 Mesures du courant en fonction du temps à travers une couche de polyoxyde, pour différentes valeurs de la tension appliquée

L'injection se fait depuis le polySi vers l'oxyde.

Des courbes typiques du courant en fonction du temps obtenues sur ces structures sont représentées à la figure 20. L'injection se fait depuis le polysilicium, avec pour paramètre la tension appliquée, que l'on varie par sauts. On constate une forte diminution du courant en fonction du temps, due au piégeage de charges et à la constitution d'un champ électrique interne qui s'oppose au champ appliqué. La pente n de la relation linéaire obtenue dans une représentation log J vs log t peut être définie comme un facteur de dégradation de l'oxyde. On observe que n augmente avec le champ appliqué. Cette dépendance est fonction en outre du dopage du polysilicium.

A la figure 21, on montre le courant mesuré sur ces mêmes structures lorsque la tension appliquée est une rampe (1 V/s). Les courbes numérotées 1, 2 et 3 correspondent à trois balayages successifs sur une structure

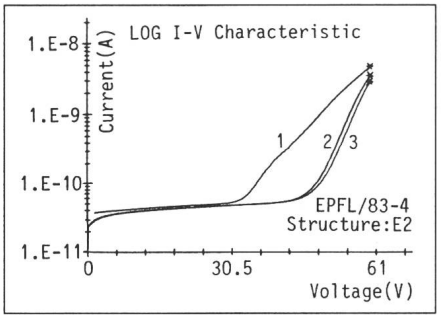

Fig. 21 Mesures du courant à travers une couche de polyoxyde en fonction d'une tension appliquée sous forme de rampe

Lors de trois balayages successifs, un premier régime de fort piégeage (courbe 1) est suivi de caractéristiques à faible piégeage (courbes 2 et 3).

donnée. Le palier observé aux faibles tensions dans chacune des courbes correspond au courant de déplacement. Le courant d'injection sur la structure vierge (courbe 1) est fortement marqué par le phénomène de piégeage et une charge importante se constitue dans l'oxyde, impliquant un large décalage de la caractéristique relevée lors du second balayage. Cette courbe 2 ne présente pas de distorsion et rend compte essentiellement d'un régime d'injection avec faible piégeage, ce qui est confirmé par le léger décalage de la courbe 3. Si l'on reporte ces mesures sur un graphique *Fowler-Nordheim,* on trouve des segments de droite, ce qui confirme l'injection par ce type de mécanisme.

Il est remarquable que l'injection et le piégeage restent négligeables tant que la tension appliquée ne dépasse pas la valeur maximale atteinte lors du premier cycle d'injection. Par contre, dès que cette valeur est dépassée, le piégeage recommence. Cette observation, de même que les mesures *I–t,* suggère un modèle de piégeage lié directement au champ appliqué.

6. Conclusions

Les phénomènes d'injection de charges et de piégeage dans les diélectriques sont, dans l'ensemble, encore mal compris aujourd'hui, ceci malgré leur importance dans les opérations d'écriture et d'effacement dans les mémoires non volatiles électriquement programmables et leur influence sur les caractéristiques de rétention et d'endurance. Un certain nombre de méthodes de caractérisation existent pour l'évaluation du piégeage de charges dans les diélectriques usuels tels que l'oxyde thermique de silicium monocristallin et polycristallin. Ces techniques permettent de déterminer expérimentalement les paramètres globaux des diélectriques utilisés. Un travail important reste cependant à faire pour arriver à une description microscopique exacte des processus en jeu.

Bibliographie

[1] *D. Kahng* and *S.M. Sze:* A floating gate and its application to memory devices. Bell Syst. Techn. J. 46(1967)6, p. 1288...1295.

[2] *D. Frohman-Bentchkowsky:* Memory behavior in a floating-gate avalanche-injection-mos (FAMOS) structure. Applied Physics Letters 18(1971)8, p. 332...334.

[3] *Y. Tarui, Y. Hayashi* and *K. Nagai:* Electrically reprogrammable nonvolatile semiconductor memory. IEEE Journal of Solid-State Circuits 7(1972)5, p. 369...381.

[4] *J.F. Verwey:* Nonavalanche injection of hot carriers into SiO_2. Journal of Applied Physics 44(1973)6, p. 2681...2687.

[5] *T.H. Ning* and *H.N. Yu:* Optically induced injection of hot electrons into SiO_2. Journal of Applied Physics 45(1974)12, p. 5373...5378.

[6] *D.J. DiMaria, J.M. Aitken* and *D.R. Young:* Capture of electrons into Na^+-related trapping sites in the SiO_2 layers of MOS structures at 77 K. Journal of Applied Physics 47(1976)6, p. 2740...2743.

[7] *E.H. Nicollian* a..o.: Electrochemical charging of thermal SiO_2 films by injected electron currents. Journal of Applied Physics 42(1971)13, p. 5654...5664.

[8] *D.J. DiMaria:* The properties of electron and hole traps in thermal silicon dioxide layers grown on silicon. In: The physics of SiO_2 and its interfaces. Proceedings of the international topical conference on the physics of SiO_2 and its interfaces, held at the IBM Thomas J. Watson Research Center, Yorktown Heights, New York, March 22...24, 1978. New York, Pergamon Press, 1978; p. 160...178.

[9] *D.J. DiMaria:* Determination of insulator bulk trapped charche densities and centroids from photocurrent-voltage characteristics of MOS structures. Journal of Applied Physics 47(1976)9, p. 4073...4077.

[10] *R.F. Dekeersmaecker* and *D.J. DiMaria:* Electron trapping and detrapping characteristics of arsenic implanted SiO_2 layers. Journal of Applied Physics 51(1980)2, p. 1085...1101.

[11] *A. Rose:* Concepts in photoconductivity and allied problems. Interscience tracts, on physics and astronomy No. 19. New York and London, John Wiley, 1963.

[12] *V.L. Bonch-Bruevich* and *E.G. Landsberg:* Recombination mechanisms. Physica Status Solidi 29(1968)1, p. 9...43.

[13] *M. Lax:* Cascade capture of electrons in solids. Physical Review 119(1960)5, p. 1502...1523.

[14] *S.R. Bulter* a.o.: Effects of grown-in sodium on charge trapping in silicon dioxide thin films. In: Symposium on thermal and photostimulated currents in insulators. 148th meeting of the Electrochemical Society, Dallas, October 5...9, 1975. Princeton N.J., Electrochemical Society, 1976; p. 149...161.

[15] *D.J. DiMaria:* Capture and release of electrons on Na^+-related trapping sites in the SiO_2 layer of metal-oxide-semiconductor structures at temperatures between 77 and 296 K. Journal of Applied Physics 52(1981)12, p. 7251...7260.

[16] *E. Harari:* Conduction and trapping of electrons in highly stressed ultrathin films of thermal SiO_2. Applied Physics Letters 30(1977)11, p. 601...603.

[17] *D.J. DiMaria* a.o.: Location of trapped charge in aluminum-implanted SiO_2. IBM Journal of Research and Development 22(1978)3, p. 289...293.

[18] *P. Solomon:* High-field electron trapping in SiO_2. Journal of Applied Physics 48(1977)9, p. 3843...3849.

[19] *C.S. Jeng* a.o.: High-field generation of electron traps and charge trapping in ultra-thin SiO_2. Proceedings of the IEEE International Electron Device Meeting 1981 (IEDM '81); p. 388...391.

[20] *D.J. DiMaria, K.M. DeMeyer* and *D.W. Dong:* Electrically-alterable memory using a dual electron injector structure. IEEE Electron Device Letters 1(1980)9, p. 179...181.