

CEA-CONF-11026
FR 9204047

RADECS 91
JOURNEE DE FORMATION

EFFETS DE LA DOSE,
DURCISSEMENT DES COMPOSANTS

E. Dupont-Nivet

Commissariat à l'Energie Atomique,
Centre d'Etudes de Bruyères-Le-Châtel,
BP12 91680 Bruyères-Le-Châtel, France.

07 Juillet 1991

Remerciements et contributions.

Les résultats présentés ici sont issus des travaux de l'équipe durcissement du Service Electronique du Centre d'Etudes de Bruyères-Le-Châtel dépendant de la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Energie Atomique: J.L. Leray, O. Flament, M. Raffaelli, P. Chaumont, D. Hervé, Y.M. Coïc, O. Musseau, V. Ferlet, et les différents stagiaires qui ont apporté leur contribution à l'édifice: E. Delagnes, P Gonon, A. Plagnol et O. Prieur .

Les travaux sur les technologies ont été rendus possibles grâce à des contacts étroits avec des fabricants de circuits intégrés, tout particulièrement les équipes du Leti (CEA/DTA) et de TMS (Thomson Militaire et Spatial).

INTRODUCTION

Le domaine traité dans ce cours, est celui des effets dits de la dose cumulée sur les composants électroniques, et de l'amélioration de la tenue (ou durcissement) de ces composants à ce type d'agression.

L'interaction d'un rayonnement ionisant avec la matière crée des paires électrons-trous dans l'ensemble du matériau. Dans les parties semiconductrices, ces paires sont séparées par le champ électrique et donnent naissance à des photocourants. Mais, tant que l'intensité de l'irradiation n'est pas trop grande, ces courants sont négligeables (dans le cas inverse, on rentre dans le domaine du débit de dose). Dans les isolants et en particulier dans la silice les électrons et les trous ont des "pseudo-mobilités" très différentes qui conduisent à une charge non nulle dans l'isolant pendant des temps très longs. On est alors dans le cas de la dose cumulée, cumulée car l'effet est irréversible et la charge augmente avec la dose absorbée par le matériau.

Les problèmes de dose cumulée sont particulièrement sensibles dans le cas des composants MOS. Ces composants étant de plus en plus employés, il est logique que la maîtrise des effets de la dose cumulée dans les domaines spatiaux, militaires ou nucléaires soit un problème important.

Ce cours est divisé en trois grandes parties. La première passera en revue les mécanismes de l'interaction d'un rayonnement ionisant avec un isolant de type silice. La seconde partie présentera les effets de la dose cumulée sur les composants électroniques. La troisième partie exposera les méthodes de durcissement (ou d'amélioration de la tenue) des composants électroniques à la dose cumulée.

Nous prions le lecteur d'avoir toujours à l'esprit que la science et la technologie progressent toujours, et qu'un modèle communément admis peut, plus tard, devenir caduque. Une certaine modestie est aussi de rigueur devant des phénomènes complexes dont certains aspects restent obscurs. Le durcissement est une science souvent expérimentale.

SOMMAIRE

Remerciements et contributions.

Introduction.

I- Les grandes lignes des modèles permettant de décrire les effets de la dose cumulée.

I-1 L'interaction matière-rayonnement ionisant.

I-2 La recombinaison des paires électrons-trous.

I-2-a Les différents modèles de recombinaison.

I-2-b Les résultats des différents modèles.

I-2-b-1 La recombinaison colonnaire.

I-2-b-2 La recombinaison 2 à 2 (modèle d'Onsager).

I-2-b-3 Modèle de Brown et Dozier.

I-3 Transport des charges dans l'oxyde.

I-3-a Mouvement des électrons dans SiO_2 .

I-3-b Transport des trous.

I-3-b-1 Description du transport des trous.

I-3-b-2 Mécanismes physiques du transport des trous.

I-4 Piégeage des trous créés par l'irradiation.

I-4-a Description du piégeage des trous.

I-4-b Nature des pièges.

I-4-c Guérison de la charge piégée.

I-5 Etats d'interface.

I-5-a Influence des paramètres expérimentaux T, ϵ_{ox} , t et E sur la formation des états d'interface.

I-5-b Guérison des états d'interface.

I-5-c Nature microscopique.

I-5-d Modèles de création des états d'interface.

II- Effets de la dose cumulée sur les composants électroniques.

II-1 Effets sur les composants des technologies MOS.

II-1-a Structure d'un transistor MOS réel.

II-1-b Effets sur les transistors MOS.

II-1-c Effets sur les circuits CMOS.

II-1-d Influence des paramètres d'une irradiation en dose cumulée sur les caractéristiques des MOS.

II-2 Effets de la dose cumulée sur les circuits bipolaires.

III- Le durcissement des composants électroniques à la dose cumulée.

III-1 Durcissement et fabrication.

III-1-a Durcissement des oxydes de grille.

III-1-b Durcissement des isolations latérales.

III-2 Durcissement et conception.

Conclusion.

Bibliographie.

Annexe: définition des symboles utilisés.

I- LES GRANDES LIGNES DES MODELES PERMETTANT DE DECRIRE LES EFFETS DE LA DOSE CUMULEE:

Dans cette première partie, seront exposés les mécanismes de l'interaction d'un rayonnement ionisant avec un isolant du type silice. Pour chacun de ces mécanismes nous présenterons une esquisse des modèles les plus répandus. Nous les utiliserons dans la seconde partie pour présenter les effets de la dose cumulée sur les composants électroniques.

I-1 L'interaction matière-rayonnement ionisant:

Comme l'introduction l'a précisé, les effets analysés ici sont ceux créés dans un composant électronique par un rayonnement ionisant. Les plus usuels de ces rayonnements sont constitués de photons d'énergie de quelques milliers à quelques millions d'électron-volts. Pour toutes les analyses de tenue à la dose cumulée, la référence est le rayonnement photonique émis par une source Co60. Le spectre est constitué de deux énergies: 1.17 et 1.33 MeV. Parce qu'ils sont plus faciles à mettre en oeuvre des rayonnements X de plus basse énergie sont aussi utilisés: de 10 (Aracor) à quelques dizaines de kiloélectron-volts (appareils de radiographie industrielle).

L'effet premier du rayonnement ionisant est de transférer une certaine énergie à la matière. Pour quantifier ce dépôt, on utilise le Gray (noté Gy) qui équivaut à un dépôt d'énergie de 1 Joule par kilo de matière. Dans la pratique l'unité utilisée est le rad qui correspond à un dépôt de 100 ergs par gramme de matière. Entre ces deux unités la correspondance est de 1 Gy pour 100 rads. La définition de ces unités fait référence à un matériau donné, le silicium par exemple, et il faut en toute rigueur parler de rad(Si) ou de Gy(Si). Un même rayonnement ionisant ne déposera pas la même énergie dans des matériaux différents comme le silicium et la silice. Pour une fluence donnée de photons on aura dans un cas x rad(Si) et dans l'autre cas y rad(SiO₂). Le rapport entre x et y dépend des matériaux bien sûr, mais également du spectre énergétique du rayonnement incident. Ainsi à 1 MeV, 1 rad(Si)=1 rad(SiO₂), par contre à 10 keV, 1 rad(Si)=1.8 rad(SiO₂).

Le photon X ou gamma (un gamma est un photon d'énergie supérieure à environ 100 keV) cède de l'énergie à la matière à travers trois types d'effets: l'effet Compton, l'effet photoélectrique et la production de paires électrons-positrons. Suivant l'énergie des photons, la part relative de ces différents effets est différente. Pour les rayonnements usuels, la création de paires électrons-trous est quasi nulle. Pour le rayonnement du Cobalt 60 l'interaction primaire se fait surtout par effet Compton. La plus grande part de l'énergie est ainsi transmise à un électron secondaire et pratiquement toute l'énergie est déposée par ces électrons. Pour les rayonnements X de basse énergie, l'interaction primaire se fait surtout par effet photoélectrique.

Les électrons et les photons émis par ces réactions vont ensuite interagir à leur tour avec la matière pour lui transférer leur énergie. Pour les photons, les mécanismes sont les mêmes que plus haut. Pour les électrons, les mécanismes mis en jeu sont surtout des collisions, qui conduisent à une ionisation de la matière et à une diffusion des électrons avec éventuellement des collisions inélastiques avec les atomes du milieu en fin de parcours. Quand l'électron est relativiste, il peut aussi perdre son énergie par émission de photons (rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung). Ce cas est cependant négligeable pour les rayonnements de test utilisés pour la dose cumulée.

De façon générale l'énergie apportée au matériau par un rayonnement ionisant peut, soit permettre de créer des paires électrons-trous, soit contribuer à casser des liaisons ou à modifier leurs angles (relaxation d'atomes). Un autre effet est l'injection de porteurs par les

contacts. Ces porteurs ont été créés dans un autre matériau et ont une énergie suffisante pour le quitter.

Une des questions qui se pose est de savoir si l'irradiation ionisante avec des photons X ou gammas crée des défauts électriquement actifs dans le volume de la silice et/ou à l'interface Si/SiO₂? Pour ce qui est des pièges à trous dans le volume de la silice, l'avis général est que non. On peut par exemple citer le travail récent de Lipkin et al. [1] où il est montré que la somme des pièges neutres à trous et des charges positives dans l'oxyde reste constante avec la dose cumulée. Un autre travail où les trous ont été injectés électriquement abouti lui aussi à la même conclusion: il n'y a pas de création de pièges à trous par injection de trous [2]. Les pièges à trous existent donc avant l'irradiation ou l'injection des trous. On notera, que pour les pièges neutres à électrons, qui interviennent en particulier dans les problèmes d'électrons chauds des transistors MOS, ce n'est pas le cas. Ces pièges sont créés par l'injection d'électrons et de la même façon, ils peuvent être créés par l'irradiation. Pour l'interface Si/SiO₂, l'irradiation crée bien de nouveaux états (nous reviendront sur ce point dans le paragraphe I-5).

En pratique, pour les cas usuels, il est supposé que tout se comporte comme si l'énergie apportée par le rayonnement au matériau était utilisée intégralement pour créer des paires électrons-trous. Dans la silice il faut de 17 à 18 eV pour créer une paire électron-trou. La densité moyenne de la silice étant de 2.2 g.cm⁻³ et en choisissant une énergie de création de paire de 18 eV, chaque rad déposé dans la silice (i.e. rad(SiO₂)) créera 7.6 10¹² paires.cm⁻³.

Il faut encore mentionner ici un effet important qu'il ne faut pas oublier pour interpréter les essais d'irradiation menés en particulier avec des faisceaux basse énergie. Il s'agit des écarts de dose produits par une interface entre des matériaux de numéro atomique Z différents.

Par exemple, pour une énergie des photons incidents d'environ 10 keV, l'interaction primaire se fait surtout par effet photoélectrique. Or la section efficace est plus grande dans le silicium que dans la silice. A l'interface Si/SiO₂, il se crée un déplacement d'électrons du silicium vers la silice pour compenser leur différence de concentration entre les deux matériaux. Il y a donc renforcement de la dose déposée dans la silice au voisinage de l'interface.

Dans le cas des photons du Cobalt 60, l'interaction primaire se fait surtout par effet Compton et il y a peu de différence entre les sections efficaces du silicium et de la silice. On peut cependant avoir quelques problèmes avec des matériaux très lourds comme le tantale ou l'or.

I-2 La recombinaison des paires électrons-trous

Immédiatement après cette première phase de génération des charges, intervient une étape de recombinaison entre une partie des trous et des électrons créés par l'irradiation.

I-2-a: les différents modèles de recombinaison:

Plusieurs modèles permettent de décrire cette recombinaison avec chacun un domaine de validité différent. Le choix entre ces modèles se fait sur la distance moyenne entre paires électrons-trous après leur création. Cette distance est à comparer à la distance de thermalisation ou distance séparant un trou de son électron après leur création une fois qu'ils sont à la même température que le réseau. Dans la silice, cette distance est de 5 à 10 nm.

Si la distance moyenne entre paires est nettement inférieure à la distance de thermalisation, le modèle le mieux adapté est le modèle dit colonnaire, où les paires électrons-

trous sont réparties en colonnes denses le long des trajectoires des particules déposant l'énergie. A l'inverse, si la distance moyenne entre paires est nettement supérieure à la distance de thermalisation, le modèle à utiliser est le modèle dit de recombinaison géminée (2 à 2) ou d'Onsager.

En fait pour choisir entre chacun des modèles, il faut savoir qu'elle est, pour un rayonnement d'énergie donnée, la densité de paires électrons-trous le long des trajectoires. Pour obtenir un ordre de grandeur, on peut utiliser le transfert d'énergie linéique (LET) dE/dx qui représente l'énergie transmise au matériau pour une distance parcourue donnée. Connaissant l'énergie transmise, on peut en déduire approximativement le nombre de paires générées en sachant qu'il faut de 17 à 18 eV pour en former une. De ce nombre de paires on obtient la densité linéique à comparer à la distance de thermalisation.

Pour se fixer un ordre de grandeur, on peut calculer le LET correspondant à une distance entre paires électrons-trous égale à la distance de thermalisation dans la silice (10 nm). On obtient $LET_0 = 18 \text{ MeV/g/cm}^2$.

Dans la pratique, la recombinaison des paires créées par des particules alpha, des protons d'énergie inférieure à 3 MeV ou des noyaux lourds sera décrite par le modèle "colonnaire". La recombinaison des paires créées par le rayonnement gamma du Cobalt 60 sera décrite par le modèle d'Onsager. Par contre, pour les faisceaux X de quelques dizaines de keV et les protons de 1 à quelques dizaines de MeV, on se trouve dans la zone intermédiaire. Le modèle le mieux adapté est alors celui de Brown et Dozier [3].

I-2-b Les résultats des différents modèles:

La description mathématique de ces modèles sort du cadre de ce cours. Pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter aux références suivantes:

modèle colonnaire: [4, 5, 6]

modèle de recombinaison 2 à 2 ou d'Onsager: [7, 8]

modèle intermédiaire de Brown et Dozier: [3].

L'examen des résultats numériques permet de faire un certain nombre d'observations utiles à la compréhension des phénomènes.

I-2-b-1 La recombinaison colonnaire.

Ce modèle montre que dans le cas où la densité des paires est grande, la recombinaison initiale est grande. Pour un faisceau de particules alpha et un champ électrique de 1MV/cm, 94% des paires électrons-trous sont recombinées. Avec un champ de 2MV/cm, environ 90% des paires sont recombinées. Une expression approchée souvent citée est:

$$Y(E)=[1+(\pi/2)^{1/2}*(N_0*q)/(4*\pi*\epsilon_r*\epsilon_0*b*E*\sin(\theta))]^{-1} \quad (1)$$

sachant qu'il a été postulé une densité initiale de charges de type gaussien:

$$n(r,0)=(N_0/(\pi*b^2))*\exp(-r^2/b^2) \quad (2)$$

où N_0 est la densité linéique de paires et b la largeur initiale de la distribution gaussienne. Le paramètre b est le seul à ne pas être connu a priori. Dans le cas des particules alpha un bon accord avec l'expérience est obtenu pour des valeurs de 3 à 4 nm.

Mais l'accord de cette expression simplifiée avec l'expérience n'est pas bien grand et il vaut mieux résoudre numériquement les équations du modèle.

I-2-b-2 La recombinaison 2 à 2 (modèle d'Onsager).

L'équation de ce modèle est en fait la même que celle du modèle colonnaire mais les conditions aux limites en sont différentes. Elle se résoud numériquement. L'analyse des solutions montre que la fraction non recombinaison augmente rapidement avec le champ électrique entre 0 et 250 kV/cm. Pour des champs électriques plus grands, l'augmentation est beaucoup moins rapide et en pratique la fraction non recombinaison sature vers 80 à 85% à 1 MV/cm. Quand le champ électrique est nul, la dépendance avec la température est assez prononcée, on passe de 0% à 80 K, à environ 20% à 300 K. Par contre pour des champs électriques assez grands, la dépendance avec la température est faible.

I-2-b-3 Modèle de Brown et Dozier.

Le passage d'un électron rapide crée un nuage d'électrons et de trous dont la densité est $n=p$. Une partie de ces électrons et de ces trous se recombine avec une cinétique de type bimoléculaire:

$$dn/dt = -a \cdot n \cdot p = -a \cdot n^2 \quad (3)$$

En même temps le champ électrique appliqué sépare les électrons des trous en un temps t_r , d'une distance $d = t_r \cdot \mu \cdot E$ où ils échappent à la recombinaison. On obtient alors:

$$1/n(\text{non recombinaison}) = 1/n(\text{initiale}) + a \cdot d / (\mu \cdot E) \quad (4)$$

Ce modèle n'est valable que pour des champs électriques suffisamment grands ($> 5 \cdot 10^4$ V/cm) qui permettent de négliger la diffusion. Le problème est de déterminer d (en prenant $\mu = 20 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $a = 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{s}$). En s'appuyant sur des notions de microdosimétrie et de radiochimie les auteurs parviennent à trouver pour d des valeurs qui dépendent de l'énergie du faisceau incident. Pour plus de détail sur ce raisonnement, on se reportera à l'article original [3].

Ce modèle montre qu'à champ électrique constant, la fraction non recombinaison diminue avec l'énergie des électrons primaires créés par le faisceau ionisant, sauf en dessous de quelques centaines d'électron-volts où la fraction non recombinaison réaugmente (ceci est lié au fait que pour une énergie de l'électron inférieure à environ 100 eV, le LET diminue fortement et donc la densité linéique de charges aussi). Sinon, pour une énergie donnée, il conduit qualitativement à des résultats similaires à ceux du modèle d'Onsager.

Des travaux ultérieurs ont montré que des données expérimentales pouvaient être approximées par les formules suivantes [9]:

$$Y(E) = ((1.35/E) + 1)^{-0.9} \quad (\text{pour les photons X d'environ } 10 \text{ keV}) \quad (5)$$

$$Y(E) = ((0.55/E) + 1)^{-0.7} \quad (\text{pour les photons du Co60}) \quad (6)$$

Ces deux expressions sont assez proches du modèle développé ci-dessus.

On notera, pour compléter ces notions, que la recombinaison dans SiO_2 est beaucoup plus forte que dans le silicium. Il n'y a pratiquement pas de recombinaison dans le silicium même pour les particules très ionisantes. La différence entre le silicium et la silice s'explique par des interactions beaucoup plus fortes avec le réseau dans le cas de cette dernière. Les charges dans la silice perdent rapidement de l'énergie par émission de phonons optiques. De même, la longueur de Debye dans la silice est plus grande que dans le silicium, ce qui fait qu'il y a beaucoup plus d'interactions coulombiennes entre charges dans la silice que dans le silicium (i.e. moins d'écrantage).

I-3 Transport des charges dans l'oxyde.

I-3-a Mouvement des électrons dans SiO_2 .

Typiquement, les phénomènes de génération et de recombinaison des paires électrons-trous durent environ une picoseconde. Après ces deux étapes, les électrons restant dans l'oxyde sont entraînés par le champ électrique appliqué, vers l'une ou l'autre des électrodes. La mobilité d'un électron dans la silice est de $20 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 300 K et de $40 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 150 K, la vitesse limite est de $1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ [10,11]. Ces chiffres impliquent que les électrons sont évacués de l'oxyde en quelques picosecondes.

Dans la plupart des modèles il est supposé qu'il n'y a pas de piégeage significatif des électrons dans la silice. Pourtant, certains indices semblent montrer que dans les oxydes enterrés obtenus par implantation d'oxygène (Simox) il peut y avoir un piégeage d'électrons. De même des isolants comme le nitrure de silicium ou la zircone semblent donner lieu eux aussi dans certaines conditions à un piégeage d'électrons. Aux fortes doses aussi, les électrons peuvent neutraliser un piège à trou chargé.

I-3-b Transport des trous.

La plupart des trous restent près de l'endroit où ils ont été créés pendant les étapes de génération et de recombinaison des paires électrons-trous. Ils se déplacent ensuite vers l'électrode négative où ils sont collectés et évacués ou capturés dans des centres profonds. Le transport est lent et activé par la température et le champ électrique. Il est constitué de sauts entre pièges d'énergies différentes qui le rendent dispersif, c'est à dire que les temps de déplacement des trous dans l'oxyde sont très dispersés. La fin de ce transport peut n'avoir lieu que plusieurs secondes à 300 K après la génération des trous, alors que la partie principale de la charge n'aura mis que quelques microsecondes à quelques millisecondes pour se déplacer.

Dans la suite de cette partie, nous allons présenter les éléments de modèles disponibles à ce jour pour analyser le transport des trous dans l'oxyde. Il faut noter que les travaux expérimentaux sont peu nombreux et difficiles. Ils imposent de déposer la dose sous forme impulsionnelle. Cette dose doit être faible pour ne pas perturber le champ électrique appliqué à l'oxyde et il faut aussi que le piégeage dans l'oxyde soit faible ($<10\%$). Il est nécessaire enfin de mesurer des courants ou des tensions de bande plate à des temps très brefs après le dépôt de la dose, ce qui nécessite une technique expérimentale sophistiquée. Toutes ces raisons font que les travaux sont peu nombreux et en particulier peu d'oxydes différents ont été analysés. Il importerait donc de ne pas généraliser les paramètres numériques des modèles sans précautions. On notera aussi qu'en pratique, il n'y a besoin de tenir compte du transport des trous que dans les cas où la dose est délivrée sous forme de flash (contexte militaire) ou à basse température ou dans des oxydes très épais.

I-3-b-1 Description du transport des trous.

Pour décrire le transport des trous dans la silice, le modèle le plus pertinent est celui du transport stochastique qui, mathématiquement, se décrit comme suit [12,13]: une particule se déplace sur un réseau périodique par sauts; chaque saut se fait dans une direction aléatoirement et le temps entre chaque saut est déterminé par une distribution de probabilité $\Phi(t)$; les frontières du réseau sont considérées comme totalement absorbantes.

Dans notre cas la probabilité est décrite par:

$$\Phi(t) \# t^{-(1+\alpha)} \quad (7)$$

où alpha est un paramètre caractérisant le désordre. Sa valeur est comprise entre 0 et 1.

Les solutions sont compliquées et non analytiques, sauf aux limites. Quand le temps t tend vers zéro, le courant de trous dans l'oxyde prend la forme:

$$I(t) \# t^{-(1-\alpha)} \quad (8).$$

Quand le temps t tend vers l'infini, le courant de trous prend la forme:

$$I(t) \# t^{-(1+\alpha)} \quad (9)$$

En général, ce n'est pas le courant qui est mesuré mais la tension de bande plate, V_{fb} , qui est le premier moment de la densité de charges relative à l'électrode de grille. Pour V_{fb} et dans le cas des champs positifs:

$|\delta V_{fb}(0+) - \delta V_{fb}(t)|$ varie en $t^{2\alpha}$ pour t petit.

Pour t grand $\delta V_{fb}(t)$ décroît vers 0 comme $t^{-\alpha}$.

Pour les champs électriques négatifs, aux faibles temps: $|\delta V_{fb}(0+) - \delta V_{fb}(t)|$ décroît comme t^α .

Ces comportements asymptotiques permettent de vérifier la validité du modèle et de mesurer α . Typiquement α varie entre 0.15 et 0.35 dans la silice amorphe [14,15].

Pour analyser les courbes expérimentales de la quantité de charge transportée en fonction du temps, on détermine un temps caractéristique $t_{1/2}$ séparant les deux régimes asymptotiques. En traçant ensuite les courbes non plus en fonction du temps, mais du temps divisé par $t_{1/2}$ caractéristique de la mesure, on constate qu'elles se superposent bien. On parle alors de courbe universelle, et le transport des trous peut se décrire par une fonction du type $F(\alpha, t/ts)$, où α est un paramètre de désordre qui caractérise la dispersion. F est indépendante de T , E et eox . Par contre ts dépend de T , E et eox par l'intermédiaire des équations [13]:

$$ts = t_{so}(eox/a)^{(1/\alpha)} \exp(\Delta E_a/kT) \quad (10)$$

$$\Delta E_a = \Delta E_a^0 - qaEox/2 \quad (11)$$

où a est la distance moyenne de saut dans la direction du champ électrique et t_{so} est une constante. Dans la zone où le transport n'est plus activé par la température, il faut remplacer kT par kT_D/v , avec v de l'ordre de 4 et où T_D est la température de Debye.

Pour se donner un ordre de grandeur, le temps typique pour une récupération moitié avec $eox=100nm$ et $E=1MV/cm$ à 300 K, est de l'ordre de 100 microsecondes.

Avec cette expression générale, il est possible de décrire la façon dont la température, le champ électrique et l'épaisseur de l'oxyde agissent sur le transport des trous.

* Dépendance avec la température.

Les courbes sont universelles avec la température, donc α est indépendant de la température. En examinant les énergies d'activation (variation du temps de transit caractéristique $t_{1/2}$ en fonction de la température), on note qu'il existe deux zones: l'une activée thermiquement (hautes températures) et l'autre non (basses températures). La transition se fait entre 100 et 160K suivant le champ électrique appliqué.

* Dépendance avec le champ électrique.

L'expression donnée plus haut montre que la dépendance avec le champ électrique se fait par l'intermédiaire d'une réduction de la barrière de potentiel. Cette analyse convient pour les champs électriques supérieurs à quelques centaines de kilovolts par centimètre. Il n'est cependant pas sûr que pour les champs plus faibles, cette approche soit correcte. Il est possible qu'il faille introduire une dépendance de la distance moyenne de saut avec le champ électrique. Mais nous avons déjà dit que l'expérimentation était difficile à faire aux faibles champs car la dose déposée et le piégeage des trous perturbent les lignes de champ.

* Dépendance avec l'épaisseur d'oxyde.

La dépendance du temps de transit avec l'épaisseur d'oxyde e_{ox} est du type:

$$e_{ox}^{(1/\alpha)} \quad (12)$$

On notera aussi que pour les faibles épaisseurs d'oxyde le transport des trous est perturbé par la recombinaison de certains de ces trous avec des électrons venant du silicium par effet tunnel. Ce phénomène tend à accélérer le transport des trous dans les oxydes minces.

I-3-b-2 Mécanismes physiques du transport des trous.

Deux mécanismes ont été proposés pour expliquer un tel comportement.

Le premier mécanisme repose sur un piégeage multiple: les trous sont capturés par des pièges d'énergie répartie selon une fonction du type $\exp(-U/U_T)$. Ils restent capturés pendant des temps donnés par $\Phi(t) \propto t^{-(1+\alpha)}$ puis sont émis vers la bande de valence où ils se déplacent jusqu'au moment où ils sont piégés par d'autres sites de capture. Mais dans ce cas, le paramètre de désordre α dépend de la température et il n'y a pas d'universalité avec la température [16,17].

Le second mécanisme est un transport par sauts successifs, dans lequel les trous se déplacent d'un site de piégeage localisé à un autre par effet tunnel assisté par phonon. Dans ce cas la dispersion vient de la distribution des angles de liaison ou des distances entre sites qui donne des valeurs différentes des intégrales de recouvrement déterminant les probabilités de mouvement par effet tunnel. Cette fois-ci la dispersion doit être pratiquement indépendante de la température [18].

La dépendance avec la température est donc un test critique. Mais en général, la dispersion résulte à la fois d'une distribution des intégrales de recouvrement déterminant le saut et des énergies de piégeage. La dépendance en température est alors intermédiaire entre les deux cas limites du transport par sauts successifs et du transport par piégeage multiple.

Pour être plus précis sur le mécanisme microphysique mis en jeu, une des explications les plus convaincantes est celle utilisant le polaron [19,20]. Le polaron résulte d'une interaction forte entre le réseau et le porteur de charge telle que l'énergie du système est abaissée par une distortion du réseau au voisinage du porteur. Le porteur est alors localisé et sa présence augmente la profondeur du piège dans lequel il se trouve (autopiégeage). Une caractéristique typique du polaron est que pour les faibles températures, son comportement soit peu ou pas activé thermiquement, mais qu'aux fortes températures, son comportement soit nettement activé par la température.

I-4 Piégeage des trous créés par l'irradiation.

La phase de transport des trous amène ceux-ci vers l'une ou l'autre des deux interfaces de l'oxyde. Ils peuvent alors être soit piégés, soit extraits de l'oxyde. Nous nous intéresserons dans cette partie aux trous piégés dans l'oxyde.

I-4-a Description du piégeage des trous.

Il est généralement admis que les pièges à trous sont situés au voisinage de l'interface Si/SiO₂ et peut-être aussi de l'interface SiO₂/électrode de commande. Mais comme l'effet de la charge piégée se fait sentir à travers la tension de bande plate en général, c'est le premier moment de la densité de charge avec pour origine l'interface SiO₂/électrode qui est mesuré et il est donc peu sensible à la charge qui peut être piégée près de l'électrode de grille. L'ordre de grandeur de la densité de ces pièges est de 10¹² à 10¹³ cm⁻² [21]. La valeur exacte dépend des conditions de fabrication de l'oxyde. Nous reviendrons sur ce point dans la troisième partie car c'est là que réside une part importante du durcissement.

Ces pièges à trous se caractérisent par une section efficace importante, de l'ordre de quelques 10⁻¹⁴ à quelques 10⁻¹³ cm², et qui dépend du champ électrique local [2,21,22]. D'après l'ordre de grandeur de la section efficace, le piège doit être de type coulombien "attracteur". Sa dépendance avec le champ électrique devrait être du type E^{-3/2}, mais dans la pratique il semble que la dépendance observée avec le champ soit très faible [2] ou de l'ordre de E^{-1/2} [22].

Pour une modélisation complète, il faut faire intervenir aussi une section de capture pour la recombinaison d'un électron avec un trou piégé. La section efficace de capture est de l'ordre de 1.2 10⁻¹³ cm² et avec une dépendance fonction du champ électrique en E⁻³ entre 0.5 et 3 MV/cm; les résultats sont assez similaires à 77 et 300 K [23]. Quand il est introduit dans une simulation de la charge piégée, ce phénomène sera en compétition avec la guérison de la charge piégée par effet tunnel (cf I-4-c). Il est important aussi pour analyser les expérimentations faites avec des changements de polarisation pendant l'irradiation.

Il peut y avoir aussi un piégeage d'électrons dans les oxydes étudiés. En général ce piégeage se fait plutôt dans tout le volume qu'aux interfaces. Sa section efficace est petite (10⁻¹⁷ à 10⁻¹⁸ cm² environ) et le piégeage des électrons est au moins 1000 fois plus faible que celui des trous [24,25].

I-4-b Nature des pièges.

L'analyse des pièges dans la silice amorphe et dans le quartz a suscité de nombreux travaux, mais l'ensemble est assez confus. Les pièges peuvent être en concentrations assez faibles et par conséquent proches des impuretés extrinsèques du matériau. L'étude est alors très dépendante des échantillons étudiés. Par ailleurs les échantillons étudiés sont souvent assez éloignés des éléments constituant les circuits intégrés.

Mais, des travaux plus spécifiques ont permis d'obtenir des informations utiles. Des mesures par résonance de spin (ESR) ont montré que le centre E' rencontré dans la silice amorphe est le principal piège à trous observé sous irradiation ionisante [26,27,28,29,30]. Dans sa forme générique, le centre E' est un trou piégé sur une lacune d'oxygène neutre, il peut aussi être décrit comme un électron non apparié d'une orbitale non liante sp³ (tétraédrique) sur un atome de silicium lié à trois oxygènes Si=O₃ [31,32,33]. Sa forme et son origine ne sont pas uniques et des pièges voisins ont été identifiés [32,34,35]. On trouve par exemple le radical peroxyde (une liaison Si-O-O-Si est brisée pour donner un radical O₂⁻

lié à un silicium et un centre E') ou le centre NBOH ("non-bridging oxygen-hole center": une liaison -O-H est rompue pour donner un atome d'hydrogène et un oxygène avec un électron non apparié).

Un travail récent mené avec une technique voisine de la résonance de spin mais plus performante (la "SDR: spin dependent recombination") a permis de montrer que les résultats acquis par ESR sur de grands échantillons restaient valides pour les objets usuels de la microélectronique [36].

Une théorie pour expliquer l'origine des pièges à trous observés est celle du gradient de liaisons contraintes ("BSG model") [37]. L'interface Si/SiO₂ est abrupte mais sur 1 à 4 nm les liaisons sont contraintes (l'angle Si-O-Si est réduit à 120° au lieu des 144° habituels). Les échantillons durcis ont moins de liaisons contraintes que les autres et il est possible que les pièges à trous observés résultent du réarrangement de cette liaison contrainte en présence d'un proton pour donner un oxygène non lié et un silicium avec une orbitale occupée par un seul électron et lié à trois oxygènes. Cependant, comme nous l'avons dit dans le paragraphe précédent, le centre E' peut être créé à partir d'autres défauts: liaison peroxyde -Si-O-O-Si, liaison hydrogène -Si-O-H, liaison Si-Si [34]. Notons aussi qu'un travail assez récent [38] a montré que la formation du centre E' était réversible ce qui, a priori, est incompatible avec le modèle "BSG" de Grunthaner. La détermination de la nature microphysique des pièges intervenant dans les phénomènes de dose cumulée est encore un domaine où beaucoup reste à faire!

I-4-c Guérison de la charge piégée.

* Guérison par effet tunnel.

Pour analyser correctement l'évolution de la charge piégée en fonction du temps, il est important de tenir compte du passage par effet tunnel d'électrons du silicium vers la silice où ils viennent neutraliser un trou piégé.

En toute rigueur, la quantité totale de trous guéris par effet tunnel dépend de la polarisation appliquée à l'échantillon pendant la guérison et de la position du niveau piège. Expérimentalement on constate qu'au moins une partie de la guérison de la charge piégée est réversible et une partie de la charge initialement accessible à la guérison à une polarisation donnée ne l'est plus après guérison à une autre polarisation. Mais en pratique, la position des pièges à trous est mal connue [39].

Le modèle le plus simple [40] suppose que tous les trous sont piégés à la même énergie et avec une densité uniforme au moins dans la zone accessible à l'effet tunnel. La probabilité qu'un électron passe par effet tunnel du silicium à une profondeur x dans la silice est proportionnelle à $\exp(-x/H)$, où H est lié à la hauteur de barrière à franchir. Avec les hypothèses faites, la guérison se comporte comme "un front" avançant dans la silice et tel qu'en deçà les trous piégés ont été neutralisés mais qu'au delà tous les trous piégés restent présents. A un instant t donné, la position de ce "front" par rapport à l'interface Si/SiO₂ est donnée par l'équation:

$$x(t) = (1/H) * \ln(t/t_0) \quad (13)$$

où t_0 est une constante de normalisation.

Un ordre de grandeur usuel est une guérison sur une profondeur d'environ 0.2 nm par décade de temps.

Une densité de trous piégés non uniforme ou une énergie non unique de la barrière de potentiel se manifestent par une déviation à la loi logarithmique ci-dessus.

L'influence du champ électrique, quand il n'est pas trop grand, se traduit par une modification de la barrière de potentiel suivant une expression du type [41]:

$$H(E)=H_0 - q*E/kT \quad (14)$$

* Guérison par émission thermique.

Ce type de guérison repose sur l'émission des trous piégés vers la bande de valence et leur transport vers le silicium [42,43]. Ce phénomène est très fortement activé par la température. Pour simplifier, il est possible de visualiser l'effet de ce mécanisme à l'aide d'un "front" se déplaçant à l'intérieur de la bande interdite de la silice. A un instant t donné, pour des énergies entre la bande de conduction et ce front, les trous sont toujours piégés, par contre, pour des énergies comprises entre la bande de valence et ce "front" tous les pièges sont vides. La position en énergie comptée depuis la bande de valence de ce front est donnée par:

$$U(t)=(kT/q)*Ln(AT^2t) \quad (15)$$

où A est une constante et T est la température absolue.

Un travail récent reprend ces deux mécanismes pour modéliser la guérison des trous piégés à différentes températures [44].

I-5 Etats d'interface.

Il est souvent supposé que les états d'interface sont de type donneur dans la partie inférieure de la bande interdite et de type accepteur dans la partie supérieure de la bande interdite. Leur densité en fonction de l'énergie dans la bande interdite a la forme d'un U. La densité est donc faible en milieu de bande interdite et souvent sa variation est supposée négligeable en ce point dans les calculs de contribution des états d'interface à la tension de seuil.

Dans la plupart des mesures faites sur transistors, il n'est obtenu qu'une valeur moyenne de la densité d'états d'interface entre ϕ_F et $2*\phi_F$ (entre ces deux valeurs du potentiel de surface, le transistor est en faible inversion). Cependant des mesures par DLTS montrent que l'irradiation crée en fait des pics discrets dans la densité d'états. De plus certains pics peuvent se transformer en d'autres après irradiation [45,46,47].

On note aussi que sur les échantillons des technologies modernes, il y a plus d'états créés par l'irradiation dans la partie supérieure que dans la partie inférieure de la bande interdite [48,49,50].

Il faut aussi savoir que les états d'interface peuvent être très influencés par l'état de contrainte de l'interface Si/SiO₂. Or cet état de contrainte est très dépendant de la taille de l'échantillon. Les capacités étant, le plus souvent, beaucoup plus grandes que les transistors, les résultats sur l'un ne seront pas toujours transposables à l'autre. Un autre phénomène peut perturber les mesures. Ce sont les non-uniformités latérales (ou LNU). Elles résultent par exemple de non-homogénéités dans la répartition spatiale des charges créées par l'irradiation et se manifestent par une diminution de la pente en faible inversion qui, à tort, apparaît comme une augmentation des états d'interface. De façon générale, la mesure des états d'interface est un problème assez délicat.

I-5-a Influence des paramètres expérimentaux T, e_{ox} , t, et E sur la formation des états d'interface.

* Dépendance avec le temps.

Les différentes études menées sur l'évolution des états d'interface créés par une irradiation ionisante ont mis en évidence trois composantes différentes:

- une composante instantanée ("prompte"), dont l'apparition est quasi instantanée. Elle a été observée sur des oxydes de grille et de champ avec une électrode en aluminium mais pas sur des structures à grille polysilicium. Elle est souvent la composante principale dans les oxydes de champ où le transport des trous est très long [51,52].
- une composante rapide ("early") qui prend place de quelques millisecondes à quelques secondes après l'irradiation [53].
- une composante retardée ("delayed") qui commence à se former quelques secondes après l'irradiation mais qui surtout peut augmenter pendant plusieurs milliers de secondes à 300K. Souvent cette évolution est d'abord linéaire avec le logarithmique du temps puis sature au bout de quelques dizaines à quelques millions de secondes suivant les oxydes et les conditions expérimentales [54,55].

* Dépendance avec la dose.

Les différents travaux menés ont montré que la dépendance avec la dose semblait sous-linéaire avec un exposant variant de 2/3 [56] à 0.95. Mais le sentiment actuel est qu'en fait, la variation est linéaire avec la dose quand les problèmes de saturation et de variations entre échantillons ont été pris en compte [57]. En pratique, il est observé pour les petites surfaces de grandes différences de variations aux faibles doses [58]. Par ailleurs, il a été rapporté [59] que la densité des états d'interface n'augmente plus guère au delà de doses de quelques mégarads à quelques dizaines de mégarads.

* Dépendance avec le débit de dose.

Il n'y a pas a priori de vraie dépendance avec le débit de dose, s'il est correctement tenu compte du temps nécessaire à la création des états ("buildup"). Mais cette création qui n'est pas instantanée implique qu'il y a plus d'états à une dose donnée pour des débits de dose plus faibles.

* Dépendance avec le champ électrique.

C'est un problème assez complexe car le temps de formation et la densité finale des états d'interface créés par l'irradiation dépendent à la fois de la polarisation pendant l'irradiation et de la polarisation après l'irradiation.

Il a été montré que le maximum de génération d'états d'interface est observé pour une polarisation nulle pendant l'irradiation et positive après l'irradiation [60]. Quand le champ électrique après l'irradiation est positif, le "buildup" est renforcé. Plus le champ augmente et plus la saturation est atteinte rapidement et plus la densité des états est importante. Quand le champ électrique appliqué est négatif, la formation des états d'interface est très réduite.

Une analyse récente basée sur des irradiations pulsées a permis de préciser ces résultats en décorrélant mieux les phénomènes pendant l'irradiation et après l'irradiation [61]. Ce travail montre que le temps mis par les états d'interface pour se construire dépend au

premier ordre du signe et non pas de l'amplitude du champ électrique pendant la première étape. Le temps de formation est plus petit pour les champs positifs que pour les champs négatifs. Pendant la seconde étape, un champ positif accélère beaucoup la formation des états d'interface par rapport à un champ négatif. La densité d'états d'interface après un temps infini est maximale pour un champ électrique voisin de zéro pendant la première étape. Par contre cette densité n'augmente que faiblement avec le champ électrique appliqué pendant la seconde étape tant qu'il est positif. Quand le champ électrique pendant la seconde étape est négatif, la densité d'états d'interface est très faible.

On notera aussi que dans le cas de la composante instantanée, il n'y a pratiquement pas d'effet du champ électrique.

* Dépendance avec la température.

La formation des états d'interface est activée thermiquement. Quand la température augmente, le temps pour atteindre la saturation diminue. Par contre la température affecte peu la valeur à saturation [62]. Aux faibles températures, la formation des états d'interface semble inhibée [54] (mais quelques travaux montrent le contraire [63]).

* Dépendance avec l'énergie du rayonnement.

A priori il ne devrait pas y avoir d'influence de l'énergie du rayonnement quand il a été tenu compte des différences de génération et de recombinaison des paires électrons-trous. Mais certains travaux expérimentaux observent une création d'états d'interface plus faible d'environ 60 à 80 % pour un rayonnement X de 10 keV que pour un rayonnement Co60 [64,65]. Aucune explication n'a été proposée.

I-5-b Guérison des états d'interface.

Les états d'interface sont stables à température ambiante, et ne sont guéris qu'à température élevée (quelques centaines de degrés Celsius). Cependant comme nous l'avons dit plus haut des changements ont été notés dans les intensités relatives des pics de la densité des états d'interface après irradiation [45,46,47].

I-5-c Nature microscopique.

Comme dans le cas des pièges à trous, des mesures par résonance de spin (ESR) ont permis de mieux cerner la nature microscopique des états d'interface générés par l'irradiation.

Le meilleur candidat est le centre Pb [66]. Il s'agit de la liaison pendante d'un silicium trivalent lié à trois autres atomes de silicium à l'interface Si/SiO₂ [67,68]. Ce centre Pb est amphotère.

Mais les choses sont certainement plus compliquées. Pour les interfaces Si/SiO₂ (100) on trouve en fait deux centres: Pbo et Pbl [69]. Les résultats sont contradictoires: pour certains, seul Pbo bouge avec l'irradiation, pour d'autres, les deux bougent mais avec des cinétiques de recuit différentes [30,70].

I-5-d Modèles de création des états d'interface.

La modélisation de la création des états d'interface par l'irradiation est un domaine encore en pleine évolution où les discussions sont âpres. La synthèse que nous tentons ici sera peut-être obsolète rapidement!

L'exposé ci-dessus sur la formation des états d'interface a mis en avant plusieurs points fondamentaux que tout bon modèle se doit d'expliquer. Il y a tout d'abord la formation des états d'interface qui s'étend sur plusieurs décades de temps ("buildup"). Il y a ensuite sa dépendance avec le champ appliqué: un champ positif l'accélère nettement et rend sa valeur à l'infini plus grande, un champ négatif l'inhibe beaucoup.

Parmi les premiers modèles de création des états d'interface à avoir été proposés, on trouve ceux faisant référence à l'hydrogène. La diffusion de l'espèce apportant l'hydrogène permet d'expliquer qualitativement la dépendance avec le temps. Ces modèles expliquent la formation d'états à l'interface Si/SiO₂ par la rupture de liaisons Si-H. Ces liaisons sont cassées par apport d'hydrogène moléculaire qui réagit avec l'hydrogène lié pour donner H₂ et un centre Pb. Dans les premiers modèles, l'hydrogène était fourni par la diffusion de H₂ [71,72], mais il n'est alors pas possible d'expliquer l'influence de la polarisation appliquée. Ces modèles ont été modifiés par Griscom [73] et Brown [74] en supposant que l'espèce diffusante est un atome d'hydrogène et qu'à l'interface un électron est fourni par le silicium pour permettre de former H₂ et un centre Pb. Cet électron est fourni uniquement quand la polarisation appliquée est positive, ce qui rend compte de la dépendance avec le champ électrique. Mais ce type de modèle ne peut s'appliquer à la composante retardée ("late") des états d'interface. La diffusion de H₂ ou de H⁺ conduit à des temps de transport et des énergies d'activation beaucoup trop faibles [75].

D'autres modèles sont basés sur le piégeage des trous et leur conversion ultérieure en état d'interface. On trouve ainsi le modèle du gradient de contrainte "BSG" développé par Grunthaler et que nous avons exposé au paragraphe I-4-b [37]: le piégeage des trous générés par l'irradiation casse des liaisons Si-O-Si contraintes dans la région proche de l'interface. Les liaisons pendantes Si sont immobiles (pièges à trous) mais l'oxygène non liant migre vers l'interface grâce au gradient de contraintes (cette migration est accélérée par la présence de radicaux -OH). Quand ce défaut arrive à l'interface, il crée une liaison pendante silicium qui donne un état d'interface, suivant une réaction dont le détail n'est pas spécifié. Dans d'autres variantes, la création des états d'interface repose sur l'injection d'électrons dans la silice pour neutraliser les trous piégés. Les états d'interface sont formés quand les électrons passent par effet tunnel du silicium dans la silice [76]. Une variante de ce modèle proposée par Wang [77] repose sur l'hypothèse de deux populations de trous piégés: l'une près de l'interface qui peut se transformer en états d'interface et l'autre plus loin de l'interface qui ne pas donner d'états d'interface.

Mais l'analyse des résultats expérimentaux montre que le rapport entre les densités de trous piégés à l'interface et les densités d'états d'interface générés varie d'un échantillon à un autre [78]. Par ailleurs, l'analyse de mesures faites avec un champ électrique négatif pendant l'irradiation et positif après l'irradiation a montré qu'elles ne pouvaient s'expliquer que par la diffusion d'une espèce ionique générée près de l'électrode de grille (qui ne peut pas être un trou) et transportée vers l'interface Si/SiO₂; les auteurs en concluent qu'il faut associer aux modèles reposant sur la transformation des trous en états d'interface, un modèle faisant intervenir la diffusion d'une espèce ionique [79].

En fait le modèle autour duquel se dégage un certain consensus est celui à deux étapes proposé par McLean [56]. Il a été développé pour expliquer les résultats expérimentaux obtenus sur les Mos à grilles Aluminium [62,54,14], et confirmé pour la plupart de ses résultats par des travaux sur les Mos à grilles polysilicium [75,80,60,78]. Dans la première étape, le transport à travers l'oxyde des trous générés par l'irradiation vers l'une des interfaces dissipe une énergie qui casse les liaisons Si-H ou Si-OH pour produire un ion positif (H⁺). Dans la seconde étape, ces ions H⁺, si le champ est positif, se déplacent vers l'interface et réagissent pour donner une liaison pendante. La première étape dépend du champ appliqué (E) et pas de la température, la seconde étape dépend de E et de T. Dans la première étape, la valeur absolue du champ contrôle la valeur de la densité d'états d'interface atteinte à saturation aux temps très grands. Un champ positif est nécessaire dans la deuxième étape pour la formation d'états d'interface, et la valeur de ce champ détermine la vitesse de formation des états d'interface, mais la valeur à saturation dépend relativement peu de la

valeur du champ pendant cette seconde étape (à condition que son signe soit positif). La première étape est indépendante de la température. L'énergie vient d'un échange entre les trous transportés et le réseau par l'intermédiaire du "polaron-hopping process" (ou mécanisme de transport du polaron par sauts). Cette interaction a lieu dans le volume de l'oxyde. La seconde étape est un transport ionique assisté par le champ électrique vers l'interface et avec une réaction à l'interface. Cette seconde étape est activée thermiquement avec une énergie qui est consistante avec le transport d'un proton et non d'une espèce neutre [13].

Mais des objections sérieuses peuvent encore laisser planer un doute sur ce modèle. La conversion de trous en états d'interface a été observée à basse température où toute diffusion et tout transport sous champ électrique ne peuvent avoir lieu [77]. En corrigeant les mesures pour tenir compte de la recombinaison initiale des paires électrons-trous, la densité d'états d'interface à une dose donnée suit une loi en $E^{-1/2}$ comme la charge correspondant aux trous piégés. Cette loi est contradictoire avec le modèle de McLean qui prévoit plutôt une augmentation avec E . Mais les auteurs reconnaissent aussi que l'étape limitante est le transport de H^+ vers l'interface. Ils en viennent alors à proposer le modèle suivant: la première étape est constituée du piégeage des trous près d'une interface (l'interface Si/SiO_2 si la polarisation est positive ou l'interface SiO_2 /grille si la polarisation est négative), suivi de l'émission près d'une interface (et non dans tout le volume comme dans le modèle de McLean) d'ions H^+ . La seconde étape reste le transport de ces ions vers l'interface Si/SiO_2 et leur participation à une réaction pour donner un état d'interface [81].

En fait l'analyse des différentes études sur la formation des états d'interface montre que la réalité est complexe, et en pratique trois mécanismes différents peuvent entrer en jeu. Le plus important est le phénomène à deux étapes (assez lent et dépendant du champ électrique) du modèle de Mc Lean, il est responsable d'au moins 90% de la densité totale d'états d'interface, il correspond à la composante retardée ("late"). Le second mécanisme (rapide et dépendant du champ électrique) correspond à la composante rapide ("early") dans la formation des états d'interface, ses échelles de temps sont compatibles avec le transport des trous vers l'interface. Grosso modo, il est responsable de la formation des 10 % d'états d'interface restants (ce transport se fait en quelques microsecondes dans les oxydes des circuits VLSI) [75]. Le troisième phénomène qui est peu important et ne s'observe pas systématiquement est lié à la diffusion d'espèces neutres, probablement H^* (pas de dépendance du champ électrique). Il est présent entre 100 et 150 K, mais pas toujours à température ambiante [80]. Il a été observé aussi dans des oxydes de champ [52].

II- EFFETS DE LA DOSE CUMULEE SUR LES COMPOSANTS ELECTRONIQUES:

Dans cette seconde partie, nous décrirons à l'aide des mécanismes présentés plus haut l'influence de la dose ionisante sur les transistors et les circuits intégrés. Nous illustrerons ainsi les connaissances acquises dans la première partie.

II-1 Effets sur les composants des technologies MOS.

II-1-a Structure d'un transistor MOS réel.

Parmi les différents types de composants élémentaires, le transistor Métal Oxyde Semiconducteur (MOS) est l'un des plus importants et des plus vulnérables à la dose cumulée. Sa structure typique est illustrée par la figure 1. Elle comporte deux oxydes d'épaisseurs et de propriétés différentes: l'oxyde de grille et l'oxyde d'isolation (ou locos). Il y a deux types de transistors MOS: le Pmos où la conduction est assurée par les trous et le Nmos où la conduction est faite par les électrons.

II-1-b Effets sur les transistors MOS:

Comme nous l'avons vu plus haut ce sont les oxydes qui vont se charger sous l'influence des radiations ionisantes (nous négligeons les photocourants dans le silicium, c'est à dire que nous n'examinons pas l'aspect débit de dose). Or les oxydes de grille et d'isolation ont des épaisseurs très différentes (quelques dizaines de nanomètres pour l'oxyde de grille et quelques centaines pour l'oxyde d'isolation), ce qui signifie que le piégeage sera plus important dans l'oxyde d'isolation. Effectivement, l'expérience montre qu'en général, le premier effet de la dose cumulée sur un transistor Nmos est de le faire fuir. La figure 2 illustre ce phénomène, les courants de fuite apparaissent dès quelques kilorads et augmentent très vite. Ce phénomène n'apparait que pour le transistor Nmos. En effet, la charge piégée dans l'oxyde d'isolation est positive et elle attire des électrons qui ne peuvent constituer un courant de fuite que dans le cas du Nmos.

Aux doses plus élevées, le piégeage dans l'oxyde de grille devient important. L'irradiation crée à la fois une charge positive piégée dans le volume de l'oxyde et des états d'interface. Un point fondamental est que le signe de la charge piégée par les états d'interface qui contribue au décalage de la tension de seuil (c'est à dire quand le transistor rentre en conduction) est négatif pour le Nmos et positif pour le Pmos. La dérive de la tension de seuil est la somme de la contribution de la charge piégée en volume (qui est toujours positive) et de la contribution des états d'interface (qui est positive pour le Pmos et négative pour le Nmos). Pour les oxydes de grille, quand on augmente la dose cumulée, en général c'est d'abord la composante en volume qui contribue à la dérive de la tension de seuil puis ensuite ce sont les états d'interface. Pour le Nmos, la tension de seuil diminue d'abord pour ensuite augmenter sous l'effet des états d'interface. Ce phénomène est important car il implique que la tension de seuil peut devenir plus grande que sa valeur initiale et ce surtout dans les cas où la contribution des états d'interface est importante, c'est à dire les faibles débits de dose (typiquement le spatial) ou les fortes doses, où la charge piégée en volume a atteint son maximum et où seule augmente la densité d'états d'interface. Dans le cas du Pmos, les deux composantes de la dérive de tension de seuil sont de même signe. La tension de seuil ne peut donc que diminuer avec la dose cumulée. La figure 3 donne des exemples typiques de variation de la tension de seuil de transistors Nmos et Pmos avec la dose cumulée.

La dose cumulée influence d'autres paramètres du transistor MOS. On peut citer la transconductance G_m dont la diminution est liée à l'augmentation des états d'interfaces ΔN_{it} par une formule du type:

$$G_m = G_{m0}/(1+K*\Delta N_{it}) \quad (16)$$

où K est une constante qui semble assez indépendante du transistor et vaut $(8 \pm 2) \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$.

D'autres paramètres encore, sont influencés par la dose cumulée comme les résistances d'accès, la pente en faible inversion, les tenues en tension ...

II-1-c Effets sur les circuits CMOS:

Les différents phénomènes rencontrés sur les transistors élémentaires influencent les spécifications et le fonctionnement des circuits CMOS. Le décalage des tensions de seuil va modifier les niveaux logiques et les points de polarisation du circuit. Si ce décalage est trop important, il peut empêcher le circuit de continuer à fonctionner avec ses tensions d'alimentation avant irradiation. Notons que les polarisations appliquées sur les différents transistors du circuit ne sont pas identiques, c'est à dire que la dérive de tension de seuil ne sera pas la même pour tous les transistors. L'augmentation des courants de fuite du Nmos va accroître la consommation statique et même perturber la polarisation de certaines fonctions du circuit. De même l'augmentation des états d'interface va entraîner une augmentation des temps de propagation du circuit. La figure 4 illustre cet effet sur un microprocesseur 29C101 réalisé en CMOS/SOI durci irradié à de très fortes doses où les phénomènes sont gouvernés par l'augmentation des états d'interface.

II-1-d Influence des paramètres d'une irradiation en dose cumulée sur les caractéristiques des MOS:

Parmi les principaux éléments influençant la tenue à la dose cumulée d'un circuit CMOS, il y a bien sûr la technologie, c'est à dire l'architecture de ses composants élémentaires et le procédé avec lequel il a été fabriqué. Nous examinerons cette influence dans la partie suivante. Mais d'autres paramètres ont aussi une grande influence sur les caractéristiques des MOS et nous allons les passer en revue.

* Les polarisations.

Un des paramètres du premier ordre qui conditionne la réponse d'un transistor Mos à la dose cumulée est la polarisation qui lui est appliquée pendant l'irradiation. Typiquement les champs créés varient de zéro à 1 ou 2 MV/cm pour les oxydes de grille et de zéro à quelques centaines de kilovolts pour les oxydes de champ. Le chapitre précédent sur les mécanismes nous a montré que justement dans cette gamme la recombinaison des paires variait beaucoup. La dérive de tension de seuil commence d'abord par augmenter rapidement avec le champ électrique appliqué, mais on note aux forts champs électriques (plusieurs MV/cm) une décroissance qui est due à la dépendance de la section efficace de capture en $E^{-1/2}$. Pour les états d'interface, la dépendance avec le champ électrique est plus compliquée, car elle dépend de la polarisation pendant et après irradiation (cf I-5).

Le cas des polarisations alternatives est plus délicat. Pour un signal carré dont l'amplitude varie entre V_{\min} et V_{\max} , la courbe de la dérive de tension de seuil en fonction de la dose est intermédiaire entre celles correspondant aux polarisations statiques V_{\min} et V_{\max} . Mais dans le cas d'échantillons avec une forte génération d'états d'interface, la dérive de tension de seuil en alternatif peut être plus grande et ne pas être comprise entre les deux extrêmes. Un autre élément à prendre en compte est la neutralisation par les électrons des trous piégés. Dans certains cas de changement de polarisation pendant irradiation, ce phénomène peut conduire à une diminution de la charge piégée en volume [82].

* La température.

La température est aussi un facteur important. En effet en dessous de 120 K, les trous sont "gelés" à l'endroit de leur création (effet polaronique). Il y a moins de recombinaison et aucun transport des trous. De même, le "buildup" des états d'interface est inhibé (mais quelques travaux semblent montrer le contraire). On notera que pour les oxydes de champ le taux de génération des états d'interface peut être voisin à 77 et 300 K, en effet certaines expériences ont montré qu'ils résultaient d'une création instantanée par interaction entre le rayonnement et l'interface Si/SiO₂ et qui n'est pas influencée par la température et la polarisation (I-5).

* La dose.

Aux faibles doses, c'est surtout le piégeage des trous qui modifie la tension de seuil. Sa variation peut se modéliser de la façon suivante:

Pour une dose D donnée, le nombre de trous générés par unité de surface dans un oxyde d'épaisseur e_{ox} et soumis à un champ électrique E s'écrit:

$$Q_{max} = q \cdot 7E12 \cdot e_{ox} \cdot D \quad (17)$$

Après recombinaison, il reste $Q_{max} \cdot Y(E)$ trous. De ces trous seule une fraction $\lambda \cdot Q_{max} \cdot Y(E)$ sera piégée dans l'oxyde. λ caractérise le durcissement de l'oxyde, plus il est petit et meilleur sera l'oxyde. Cette charge, une fois piégée dans l'oxyde suivant une fonction $\rho(x)$, va induire une dérive de tension de seuil δV_{th} égale à:

$$\delta V_{th} = \int_0^{e_{ox}} \rho(x) dx / \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \quad (18)$$

En introduisant le facteur de forme:

$$\beta = \int_0^{e_{ox}} \rho(x) dx / e_{ox} \cdot \int_0^{e_{ox}} \rho(x) dx \quad (19)$$

On obtient:

$$\delta V_{th} = Y(E) \cdot \lambda \cdot \beta \cdot q \cdot 7E12 \cdot D \cdot e_{ox}^2 / \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad (20)$$

Aux faibles doses, la variation de la tension de seuil avec la dose cumulée est linéaire. L'analyse des pentes initiales des courbes $V_{th} = f(\text{Dose})$ donne la valeur du produit $\lambda \cdot \beta \cdot Y(E)$. Des hypothèses sur $Y(E)$ et β permettent d'obtenir λ et donc de caractériser le durcissement de l'oxyde étudié.

Aux fortes doses, on observe une saturation des courbes $\delta V_{ot} = f(\text{Dose})$. Cette saturation est induite par la saturation des pièges à trous et par l'apparition d'un champ créé par la charge piégée qui diminue le champ appliqué à l'échantillon et donc diminue aussi $Y(E)$ et tend, pour un incrément de dose donné, à diminuer la variation de tension de seuil correspondante. Aux fortes doses, les phénomènes peuvent être gouvernés par les états d'interface. C'est le cas des technologies Silicium sur Isolant (SOI) à quelques dizaines de mégarads [83].

* Le temps après irradiation.

Après irradiation, les trous piégés tendent à se recombiner avec des électrons venus du silicium. La charge fixe en volume tend à diminuer, sauf dans des oxydes très épais où le transport peut se poursuivre quelque temps après l'irradiation.

Mais l'élément qui bouge le plus est la densité d'états d'interface qui continue à augmenter ("buildup"). Dans le cas du Nmos, les tensions de seuil deviennent de plus en plus

positives, c'est le phénomène du rebroussement ("rebound"), qui pose un problème aïgu dans les procédures d'assurance durcissement. On peut citer aussi le comportement "aberrant" des CCD: après l'irradiation, leur courant d'obscurité continue à augmenter pendant des milliers d'heures. En fait ce courant d'obscurité traduit l'augmentation de la densité des états d'interface [84].

* Le débit de dose.

Quand le débit de dose devient faible, la formation des états d'interface se produit pendant l'irradiation. Pour le Nmos, elle va d'abord tendre à diminuer la dérive de tension de seuil en compensant la charge fixe piégée en volume. Puis pour des débits de dose encore plus faibles, la dérive de tension de seuil deviendra positive, ce qui peut conduire à des défaillances pour des doses plus faibles que celles correspondant aux défaillances à plus fort débit de dose.

Pour modéliser cet effet, on peut faire appel à la théorie de la réponse linéaire [85]. Mais les résultats obtenus sont assez grossiers. C'est un domaine où beaucoup reste à faire, mais c'est un sujet très important pour l'environnement spatial.

* L'énergie du rayonnement.

Le rayonnement de référence est celui émis par une source Co60. Tous les résultats obtenus avec d'autres sources de rayonnement et qui ont besoin d'être absolus (tests d'assurance durcissement) doivent pouvoir être ramenés à des effets "équivalents Co60". Or, nous avons vu dans la partie précédente que dans le cas d'un rayonnement X de 10 keV, il y avait plus de recombinaison donc moins de charge nette, mais que par contre les renforcements de dose étaient plus importants. On a donc en concurrence deux effets contradictoires dont le résultat global sera dépendant de la technologie testée, l'effet pourra même dépendre de la topologie et ne pas être homogène entre la grille et l'isolation d'un même transistor! Il y a donc lieu d'être très prudent dans l'utilisation de sources X basse énergie pour tester les composants, en particulier quand il s'agit de tests d'assurance durcissement qui ont besoin d'être quantitatifs et très rigoureux.

II-2 Effets de la dose cumulée sur les circuits bipolaires.

Les transistors bipolaires ont pour éléments actifs des jonctions qui ne sont pas sensibles à la dose cumulée. Par contre leur isolation latérale peut comprendre des oxydes épais qui piégeront des charges. Cet effet peut se manifester par exemple par des courants de recombinaison ou de génération le long des isolations et qui dépendent du type du transistor. Dans certains cas, le gain sera diminué par l'effet de cette dégradation du transport des porteurs. Dans d'autres cas, le courant collecteur augmentera fortement sous l'influence de fuites induites par les trous piégés dans l'isolation latérale. Il est possible aussi d'observer des fuites entre composants voisins.

III- LE DURCISSEMENT DES COMPOSANTS ELECTRONIQUES A LA DOSE CUMULEE

Le durcissement d'un composant électronique à la dose cumulée a pour objet d'améliorer sa tenue à ce type d'agression. Des actions de diverses natures peuvent être menées suivant le résultat à obtenir. Il faut distinguer les objectifs à très haut niveau de durcissement des objectifs à plus faible niveau (de type "rad-tolerant"). Le type d'application peut aussi influencer sur les travaux à mener. Dans le cas des applications spatiales, les états d'interface créés par l'irradiation sont importants et il faut y accorder une attention particulière. Par contre, ils sont beaucoup moins gênants pour les applications militaires.

Des efforts peuvent être faits pour inclure le durcissement au cours de la fabrication du composant ou au cours de sa conception.

III-1 Durcissement et fabrication

Il s'agit de modifier ou de créer un enchaînement d'étapes de fabrication qui permette de minimiser l'influence des radiations ionisantes sur les différents éléments des composants unitaires.

Pour bien prendre conscience des difficultés de ce type de travaux, trois points sont importants à noter.

Tout d'abord, la première partie de ce cours nous a montré que certains aspects des mécanismes à la base de la vulnérabilité aux radiations ionisantes restaient obscurs et tout particulièrement ceux concernant la nature microphysique des défauts. Il en résulte que le durcissement d'un procédé de fabrication est une science essentiellement expérimentale, fondée sur des essais et des mesures.

Le second point touche à la grande complexité d'un procédé de fabrication de circuits intégrés. Il est composé de plusieurs dizaines à plusieurs centaines d'étapes élémentaires interagissant les unes avec les autres. Le durcissement de l'une d'entre elles pourra avoir un effet négatif sur le durcissement total à travers d'autres étapes. Là aussi, un ensemble complet de tests et d'essais est nécessaire. Souvent des résultats seront dépendants de paramètres cachés ou non maîtrisés ce qui implique que ces résultats seront, en pratique, dépendants du fondeur.

Le troisième point découle de la remarque suivante. Les densités des pièges à trous sont de l'ordre de 10^{12} à 10^{13} cm^{-2} . En les supposant répartis sur quelques dizaines de nanomètres, on obtient des densités volumiques de 10^{18} à 10^{20} cm^{-3} . Or les densités volumiques des constituants principaux sont de l'ordre de 10^{22} cm^{-3} . Dans des cas particuliers, la densité des pièges pourra être comparable à celles de certaines impuretés (les impuretés isotopes comme le carbone par exemple) ajoutées involontairement pendant la fabrication. Et dans certains cas, elles peuvent avoir une influence importante sur le durcissement. Si ces impuretés ne sont pas maîtrisées, les facteurs exacts permettant le durcissement ne pourront être réellement compris. Le durcissement ne sera alors qu'empirique.

III-1-a Durcissement des oxydes de grille:

C'est le domaine où les résultats sont les plus tangibles.

Par oxydes de grille, on entend des oxydes de silicium dont l'épaisseur est inférieure à quelques dizaines de nanomètres et de qualité suffisante pour être utilisés comme diélectrique entre le silicium actif et l'électrode de commande du MOS..

L'espèce oxydant le silicium peut être de la vapeur d'eau ou de l'oxygène sec, l'oxyde sera alors dit humide ou sec.

De nombreux travaux ont montré qu'un oxyde de grille humide pouvait être durci en abaissant sa température d'oxydation autour de 850-925 °C et en évitant que, dans la suite de

la fabrication, il ne voit une température sensiblement supérieure à cette température d'oxydation (recuits, dopage du polysilicium de grille, fluage ...) [86,87]. La figure 5 illustre cet effet en comparant les dérivées de tension de bande plate de capacités MOS avec des oxydes réalisés à 875 ou à 950 °C.

EerNisse a montré qu'au dessus de 950 °C environ, le fluage de l'oxyde devenait significatif ce qui augmente le nombre de défauts et donc à priori diminue le durcissement [88].

Pour les oxydes secs, il semble que la meilleure solution soit une température d'oxydation de 1000 °C [89]

Pour obtenir ce durcissement, il faut veiller à ce que dans la fabrication, il n'y ait pas d'opérations qui puissent le diminuer.

Ce sont tout d'abord les étapes à trop haute température postérieures à la fabrication de l'oxyde de grille. Ainsi l'activation des dopants devra être faite à des températures inférieures à environ 900 °C ou avec des procédés de type recuit thermique rapide. De même les fluages des isolants de passivation devront être faits à moins de 950 °C et donc mettre en oeuvre des verres suffisamment dopés pour abaisser la température de fluage.

Il faut aussi éviter toutes les étapes qui peuvent générer des défauts dans la grille. Ce sont par exemple les implantations à travers la grille, les métallisations et les lithographies par faisceaux d'électrons [90,91].

Il faut aussi veiller à ce qu'avant l'oxydation de grille, le silicium soit exempt de contaminants et de défauts ou de dislocations.

Plus spécifiquement, pour éviter une trop grande formation d'états d'interface après irradiation, les recuits sous hydrogène sont à proscrire (recuit des métallisations sous "forming gas" mélange $H_2 + N_2, \dots$). L'hydrogène passive les liaisons pendantes et réduit la densité d'états d'interface avant irradiation, mais un tel échantillon a une augmentation de la densité d'états d'interface beaucoup plus importante après l'irradiation par rupture des liaisons Si-H. On observe plus d'états d'interface dans les oxydes humides que dans les oxydes secs.

On note aussi un effet de la contrainte mécanique à l'interface Si/SiO₂: une compression de cette interface tend à réduire la génération d'états d'interface par l'irradiation.

Pour durcir l'isolant de grille d'autres méthodes ont été utilisées. L'une d'entre elles repose sur l'introduction d'impuretés dans l'isolant. Du Chrome et de l'Aluminium ont été essayés [92]. L'introduction de Fluor a aussi été testée. Mais les résultats ne sont en général satisfaisants que dans certains cas très particuliers et ils posent des problèmes très aigus de reproductibilité. En fait pour obtenir un bon durcissement, il est préférable de travailler sur des oxydes les plus propres possibles que de recourir à des impuretés d'un type ou d'un autre.

Une autre méthode pour durcir la grille est de changer de type d'isolant. Les nitrures sont intéressants car ils semblent intrinsèquement plus durcis que les oxydes de silicium, peut-être en raison d'une moins grande dissymétrie entre le piégeage des trous et des électrons. La nitruration, c'est à dire la formation d'un oxynitride, peut permettre aussi de durcir un oxyde, mais les conditions opératoires qui le permettent sont assez limitées et demandent un soin tout particulier.

III-1-b Durcissement des isolations latérales:

L'isolation latérale du transistor MOS peut être faite avec un oxyde épais (locos pour "LOCAL Oxidation of Silicon"), avec une tranchée ou avec du vide (les zones actives se présentent alors sous forme d'îlots (ou "mésas")). Dans le cas du NMOS, cette isolation latérale constitue l'élément le plus vulnérable du transistor. Par contre pour le PMOS, l'irradiation n'a que peu d'effet au premier ordre.

Le durcissement d'un locos pose deux problèmes. Le premier est celui du durcissement d'un oxyde épais. Ce problème n'a pas reçu de solution réellement satisfaisante. Abaisser la température de fabrication n'a que peu d'effet et encore il est compliqué par des

problèmes d'évolution à long terme. Le plus efficace est de changer de matériau, par exemple, en faisant appel à un bicouche constitué d'un oxyde dopé peu sensible aux radiations réalisant l'essentiel de l'épaisseur à obtenir, et d'un oxyde de type oxyde de grille durci, peu épais et peu sensible lui aussi aux radiations [93]. Le second problème est lié à la zone de transition entre cet oxyde épais et la grille (le bec d'oiseau). Cette zone est très déstructurée et perturbée ce qui rend son comportement sous irradiation difficile à cerner, à contrôler et à modifier.

Dans le cas de la tranchée ou du méssa, l'isolant latéral est moins épais mais il l'est tout de même encore assez pour assurer une isolation et une passivation suffisantes et pour poser un problème de durcissement. Ces isolants ont eux aussi des orientations particulières et épousent des coins où leur structure pose le même problème que pour le bec d'oiseau du locos.

Dans la pratique, la solution à utiliser pour durcir l'isolation latérale d'un NMOS dépend tout d'abord du niveau de tenue aux irradiations souhaité. Dans le cas où ce niveau reste modeste, des modifications de matériaux peuvent être satisfaisantes. Dans le cas où le niveau à atteindre est important, pour avoir une certaine sécurité face aux fluctuations de fabrication, la meilleure solution est l'emploi d'anneaux de garde sous une forme ou une autre.

Ces anneaux de garde ont pour but de mettre un dopage de type P⁺ au contact de l'isolation latérale du Nmos et ainsi d'empêcher la création de canaux de conduction parasites. Le dessin exact de cet anneau de garde peut revêtir plusieurs formes: anneau de garde complet, isocontact des transistors CMOS/SOI ... Son inconvénient est de diminuer la densité d'intégration.

III-2 Durcissement et conception

Le durcissement de composants doit aussi être pris en compte à la conception. La simulation permet d'examiner la sensibilité de différents schémas à la dose cumulée et de garder celui qui assure le meilleur compromis performances-durcissement requis.

Typiquement, les fonctions logiques devront avoir les marges les plus élevées possibles et on évitera les éléments trop sensibles à de faibles variations des temps de propagation. Il vaut mieux utiliser une logique synchrone qu'asynchrone.

Dans le choix des éléments, certains seront à proscrire. Par exemple, les protections d'entrée à transistors épais seront à éviter.

La prise en compte du durcissement dans une conception impose une analyse de vulnérabilité complète de la filière puis une quantification des effets de la dose cumulée associée à la détermination des pires cas et des modèles appropriés.

CONCLUSION

Ce rapide survol des mécanismes fondamentaux d'une irradiation en dose cumulée d'un oxyde de silicium nous aura permis d'en décrire les principaux aspects: la création des paires électrons-trous par le rayonnement ionisant, la recombinaison d'une partie de ces paires, le transport des trous vers les interfaces, le piégeage des trous et la formation des états d'interface.

Ces différents éléments ont ensuite permis de présenter l'effet de la dose cumulée sur les composants électroniques, particulièrement les familles Métal-Oxyde-Semiconducteur.

Une dernière partie trace une esquisse du durcissement des filières de composants, de façon à minimiser par fabrication l'influence de la dose cumulée sur un composant électronique.

Comme on aura pu le voir au fil de ce cours, certains aspects de ces effets de la dose cumulée sur les composants électroniques sont bien maîtrisés, par contre d'autres appellent de nouvelles recherches. Parmi ceux-ci, on peut citer, entre autres, la compréhension des mécanismes de création par l'irradiation des états d'interface, l'identification de la nature microphysique des défauts, la dépendance de ces défauts avec les procédés de fabrication ...

BIBLIOGRAPHIE:

Ouvrages de référence:

"Ionizing radiation effects in Mos devices and circuits", T.P. Ma, and P.V. Dressendorfer, John Wiley (1989).

Volumes du mois de Décembre des "IEEE Transactions on Nuclear Science" rassemblant les meilleurs papiers présentés à la conférence "Nuclear and Space Radiation Effects" de la même année.

Cours de formation Radecs 1989.

Références:

- [1] L. Lipkin, A. Reisman, C.K. Williams, "Conservation and filling of neutral hole traps in SiO₂ during ionizing radiation exposure", Appl. Phys. Lett. 57 (21), 19 November 1990 p2237.
- [2] A.V. Schwerin, M.M. Heyns, W. Weber, "Investigation on the oxide field dependence of hole trapping and interface state generation in SiO₂ layers using homogeneous nonavalanche injection of holes", J. Appl. Phys., 67(12), p.7595, 15 June 1990.
- [3] D.B. Brown and C. M. Dozier, "Electron-hole recombination in irradiated SiO₂ from a microdosimetry viewpoint" IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-28, p4142 (1981).
- [4] G. Jaffe, "Zur Theorie der ionisation in kolonnen," Ann. Phys. (Leipzig) 42, 303 (1913).
- [5] T.R. Oldham, "Charge generation and recombination in silicon dioxide from heavy charged particles", Harry Diamond Laboratories, HDL-TR-1985, (1982).
- [6] T.R. Oldham, "Recombination along the tracks of heavy charged particles in SiO₂ films", J. Appl. Phys. 57(8), 2695, 15 April 1985.
- [7] G.A. Ausman, "Field dependence of geminate recombination in a dielectric medium", Harry Diamond Laboratories, HDL-TR-2097, (1987).
- [8] L. Onsager, "Initial recombination of ions", Phys. Rev. 54, 554 (1938).
- [9] C.M. Dozier, D.M. Fleetwood, D.B. Brown, and P.S. Winokur, "An Evaluation of Low-Energy X-Ray and Cobalt-60 Irradiations of Mos Transistors", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS34, 1535 (1987).
- [10] R.C. Hughes, "Charge-Carrier Transport Phenomena in Amorphous SiO₂: Direct Measurement of the Drift Mobility and Lifetime" Phys. Rev. Lett. 30, p 1333 (1973).
- [11] R.C. Hughes, "High field electronic properties of SiO₂", Solid State Electronics 21,251 (1978)
- [12] H. Scher and E.W. Montroll, "Anomalous transit-time dispersion in amorphous solids", Phys. Rev. B 12, 2455 (1975).
- [13] F.B. McLean, H.E. Boesch, Jr., and T.R. Oldham, "Electron-hole generation, transport and trapping in SiO₂", in "Ionizing radiation effects in mos devices and circuits" edited by T.P. Ma and P.V. Dressendorfer, John Wiley (1989).
- [14] H.E. Boesch, Jr., F.B. McLean, J.M. McGarrity, G.A. Ausman, Jr., "Hole transport and charge relaxation in irradiated SiO₂ Mos capacitors", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-22(6), 2163 (1975).
- [15] F.B. McLean, G.A. Ausman, H.E. Boesch, Jr., and J.M. McGarrity, "Application of stochastic hopping transport to hole conduction in amorphous SiO₂", J. Appl. Phys. 47, 1529 (1976).
- [16] M. Schaffman, M. Silver, C. Corthell, and R.C. Hughes, "Simulation of the transient photoconductivity in a-SiO₂ using a multiple-trap model", J. Appl. Phys. 51, 490 (1980).
- [17] F.W. Schmidlin, "Theory of trap-controlled transient photoconduction", Phys. Rev. B 16, 2362 (1977).
- [18] H. Scher and M. Lax, "Stochastic transport in a disordered solid. II: impurity conduction", Phys. Rev. B 7, 4502 (1973).
- [19] N.F. Mott, "Electronic properties of vitreous silicon dioxide", in "The physics of SiO₂", edited by S.T. Pantélides, Ed. Pergamon Press, NY, pp 1 et ss. (1978).

- [20] R.C. Hughes and D.E. Emin, "Small polaron formation and motion of holes in α -SiO₂", in "The physics of SiO₂", edited by S.T. Pantélides, Ed. Pergamon Press, NY, pp 14 et ss. (1978).
- [21] J.M. Aitken, D.R. Young, "Avalanche Injection of holes into SiO₂", IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-24, n°6, p2128, Dec. 1977.
- [22] J.J. Tzou, J. Yuan-Chen Sun, and Chih-Tang Sah, "Field dependence of two large hole capture cross sections in thermal oxide on silicon", Appl. Phys. Lett., 43(9), p. 861, 1 Nov. 1983.
- [23] T.H. Ning, "high-field capture of electrons by Coulomb-attractive centers in silicon dioxide", J. Appl. Phys., 47 (7), p. 3203, (1976).
- [24] D.J. DiMaria and J.W. Stasiak, "Trap creation in silicon dioxide produced by hot electrons", J. Appl. Phys. 65(6), 2342, 15 March 1989.
- [25] F.J. Feigl, "Characterization of dielectric films", in "VLSI electronics: microstructure science", Vol. 6, edited by N.G. Einspruch and G.B. Larrabee, Academic Press, FL. p 147 et ss. (1983).
- [26] P.M. Lenahan and P.V. Dressendorfer, "Effect of bias on radiation-induced paramagnetic defects at the silicon-silicon dioxide interface", Appl. Phys. Lett. 41, p. 542 (1982).
- [27] P.M. Lenahan and P.V. Dressendorfer, "Micro-structural variations in radiation hard and soft oxides observed through electron spin resonance", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, p. 4602 (1983).
- [28] P.M. Lenahan and P.V. Dressendorfer, "Paramagnetic trivalent silicon centers in gamma irradiated metal-oxide-silicon structures", Appl. Phys. Lett. 44, p. 96 (1984).
- [29] P.M. Lenahan and P.V. Dressendorfer, "Hole traps and trivalent silicon centers in Metal/Oxide/Silicon devices", J. Appl. Phys. 55, p. 3495 (1984).
- [30] Y.Y. Kim and P.M. Lenahan, "Electron-spin-resonance study of radiation-induced paramagnetic defects in oxides grown on (100) silicon substrates, J. Appl. Phys. 64 (7), p. 3551 (1988).
- [31] F.J. Feigl, W.B. Fowler, K.L. Yip, "Oxygen vacancy model for the E' center in SiO₂", Solid State Commun. 14, p. 225 (1974).
- [32] D.L. Griscom and E.J. Friebele, "Effects of ionizing radiation on amorphous insulators", Radiat. Effects 65,63 (1982).
- [33] R.H. Silsbee, "Electron Spin Resonance in Neutron irradiated quartz", J. Appl. Phys. 32, p. 1459 (1961).
- [34] D.L. Griscom, "Characterization of three E'-Center variants in X- and gamma-irradiated high purity α -SiO₂", Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B1, p. 481 (1984).
- [35] D.L. Griscom, "Self-trapped holes in amorphous silicon dioxide", Phys. Rev. B 40, 4224 (1989).
- [36] M.A. Jupina and P.M. Lenahan, "A spin dependent recombination study of radiation induced defects et and near the Si/SiO₂ interface", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36(6), 1800 (1989).
- [37] F.J. Grunthaner, P.J. Grunthaner and J. Maserjian, "Radiation-induced defects in SiO₂ as determined with XPS", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-29, n°6, p. 1462 (1982).
- [38] H.S. Witham and P.M. Lenahan, "The Nature of the deep hole trap in Mos oxides", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-34(6), 1147 (1987).
- [39] J.R. Schwank, P.S. Winokur, P.J. McWhorter, F.W. Sexton, P.V. Dressendorfer and D.C. Turpin, "Physical mechanisms contributing to device rebound", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30(6), 4326 (1984).
- [40] F.B. McLean, "A direct tunneling model of charge transfer at the insulator-semiconductor interface in MIS devices", Harry Diamond Laboratories technical report n° HDL-TR-1765 (1976).
- [41] V. Lakshmana and A.S. Vengurlekar, "Logarithmic detrapping response for holes injected into SiO₂ and the influence of thermal activation and electric fields", J. Appl. Phys. 63(9), 4548, 1 May 1988.
- [42] M. Simons and H.L. Hughes, "Short term charge annealing in electron-irradiated silicon dioxide", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-18, 106 (1971).
- [43] M. Simons and H.L. Hughes, "Determining the energy distribution of pulse radiation induced charge in Mos structures from rapid thermal annealing measurements", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-19, 282 (1972).

- [44] P.J. McWorther, S.L. Miller and W.M. Miller, "Modeling the anneal of radiation-induced trapped holes in a varying thermal environment", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-37(6) (1990).
- [45] Y. Nishioka, E.F. da Silva and T.P. Ma, "Time-dependent evolution of SiO₂/Si interface traps after repeated radiation damage", *J. Appl. Phys.* 64(6), 3317, 15 Sept. 1988.
- [46] Y. Wang, T.P. Ma and R.C. Barker, "Interface-trap transformation at radiation-damaged (111)Si/SiO₂ interface", *J. Appl. Phys. Lett.* 54(23), 2339, 5 June 1989.
- [47] Y. Wang, T.P. Ma and R.C. Barker, "Early stages of interface-trap transformation in metal-SiO₂-(100)Si structures", *J. Appl. Phys.* 68(5), 2520, 1 Sept. 1990.
- [48] P.S. Winokur, J.R. Schwank, P.J. McWhorter, P.V. Dressendorfer and D.C. Turpin, "Correlating the radiation response of Mcs capacitors and transistors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-31(6), 1453 (1984).
- [49] J.M. Benedetto and H.E. Boesch, Jr., "Mosfet and Mos capacitor responses to ionizing radiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-31(6), 1461 (1984).
- [50] M. Gaitan and T.J. Russell, "Measurement of radiation-induced interface traps using Mosfets", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-31(6), 1256 (1984).
- [51] H.E. Boesch and T.L. Taylor, "Charge and interface state generation in field oxides", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-31(6), 1273 (1984).
- [52] H.E. Boesch, "Interface-state generation in thick SiO₂ layers", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-29(6), 1446 (1982).
- [53] J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, P.V. Dressendorfer, D.C. Turpin and D.T. Sanders, "The role of hydrogen in radiation-induced defect formation in polysilicon gate Mos devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-34(6), 1152 (1987).
- [54] P.S. Winokur and H.E. Boesch, Jr., "Interface state generation in radiation-hard oxides", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-27(6), 1647 (1980).
- [55] P.S. Winokur, F.W. Sexton, J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.V. Dressendorfer, T.F. Wrobel and D.C. Turpin, "Total dose radiation and annealing studies: implications for hardness assurance testing", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-33(6), 1343 (1986).
- [56] F.B. McLean, "A framework for understanding radiation-induced interface states in SiO₂ Mos structures", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-27, 1651 (1980).
- [57] T.R. Oldham, F.B. McLean, H.E. Boesch, Jr. and J.M. McGarrity, "An overview of radiation-induced interface traps in Mos structures", Harry Diamond Laboratories technical report HDL-TR-2163 (1989).
- [58] J.M. Benedetto, H.E. Boesch, Jr., and F.B. McLean, "Dose and energy dependence of interface trap formation in cobalt-60 and X-ray environments", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-35(6), 1260 (1988).
- [59] M.P. Baze, R.E. Plaag, and A.H. Johnston, "Dose Dependence of Interface Traps in Gate Oxides at High Levels of Total Dose", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-36(6), 1858 (1989).
- [60] D.M. Fleetwood, P.V. Dressendorfer and D.C. Turpin, "A reevaluation of worst-case postirradiation response for hardened mos transistors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-34(6), 1178 (1987).
- [61] N.S. Saks and D.B. Brown, "Interface trap formation via the two-stage H⁺ process", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-36(6), 1848 (1989).
- [62] P.S. Winokur, H.E. Boesch, Jr., J.M. McGarrity and F.B. McLean, "Field and time dependent radiation effects at the Si/SiO₂ interface of hardened mos capacitors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-24(6), 2113 (1977).
- [63] N. Bluzer, D. Affinito and F.C. Blaha, "Generation of SiO₂ interface states at low temperature with ionizing irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-28(6), 4074 (1981).
- [64] C.M. Dozier, D.B. Brown, J.L. Throckmorton, and D.I. Ma, "Defect Production in SiO₂ by X-ray and Co-60 Radiations", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-32(6), 4363 (1985).
- [65] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, R.W. Beegle, P.V. Dressendorfer, and B.L. Draper, "Accounting for Dose-Enhancement Effects with Cmos Transistors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-32(6), 4369 (1985).
- [66] P.M. Lenahan and P.V. Dressendorfer, "An electron spin resonance study of radiation-induced electrically active paramagnetic at the Si/SiO₂", *J. Appl. Phys.*, 54, 1457 (1983).
- [67] Y. Nishi, K. Tanaka and A. Ohwada, "Study of Silicon-Silicon dioxide structure by Electron Spin Resonance, II", *J. Appl. Phys.* 11, 85 (1972).
- [68] P.J. Caplan, E.H. Poindexter, B.E. Deal and R.R. Razouk, "ESR centers, interface states, and oxide fixed charge in thermally oxidized silicon wafers", *J. Appl. Phys.* 50, 5847 (1979).

- [69] E.H. Poindexter and P.J. Caplan, "Electron spin resonance of inherent and process induced defects near the Si/SiO₂ interface of oxidized silicon wafers", *J. Vac. Sci. Technol. A* 6, 1352 (1988).
- [70] M.L. Reed and J.D. Plummer, "Chemistry of Si-SiO₂ interface trap annealing", *J. Appl. Phys.* 63, 5776 (1988).
- [71] A.G. Revesz, "Chemical and structural aspects of the irradiation behavior of SiO₂ films on silicon", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-24, 2102 (1977).
- [72] C.M. Svensson, *Proceedings of international conference on physics of SiO₂ and its interfaces*, Pergamon Press, NY, p. 328 et ss (1978).
- [73] D.L. Griscom, "Diffusion of radiolytic molecular hydrogen as a mechanism for the post-irradiation buildup of interface states in SiO₂-on-Si structures", *J. Appl. Phys.*, 58, 2524 (1985).
- [74] D.B. Brown, "The time dependence of interface state production", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-32, 3900 (1985).
- [75] N.S. Saks, C.M. Dozier and D.B. Brown, "Time dependence of interface trap formation in Mosfets following pulsed irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-35(6), 1168 (1988).
- [76] S. K. Lai, "Interface trap generation in Silicon dioxide when electrons are captured by trapped holes", *J. Appl. Phys.*, 54, 2540 (1983).
- [77] S.J. Wang, J.M. Sung and S.A. Lyon, "Relationship between hole trapping and interface state generation in metal-oxide-silicon structures", *Appl. Phys. Lett.* 52, 1431 (1988).
- [78] N.S. Saks and D.B. Brown, "Observation of H⁺ motion during interface trap formation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-37(6), 1624 (1990).
- [79] P.U. Kenkare and S.A. Lyon, "Relationship between trapped holes, positive ions and interface states in irradiated Si-SiO₂ structures", *Appl. Phys. Lett.* 55(22), 2328, 27 Nov. 1989.
- [80] N.S. Saks, R.B. Klein and D.L. Griscom, "Formation of interface traps in mosfets during annealing following low temperature irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-35(6), 1234 (1988).
- [81] M.R. Shaneyfelt, J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, K.L. Hughes and F.W. Sexton, "Field dependence of interface-trap buildup in polysilicon and metal gate mos devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-37(6), 1632 (1990).
- [82] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, and L.C. Riewe, "Predicting Switched-Bias Response From Steady-State Irradiations", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-37, 1806 (1990).
- [83] J.L. Leray et al. "CMOS/SOI hardening at 100 Mrad(SiO₂)", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-37(6), 2013 (1990).
- [84] D Hervé, I. Lefesvre, E. Dupont-Nivet, "Effets à long terme de la dose intégrée dans les dispositifs à transfert de charge", this conference.
- [85] F.B. McLean, "Generic impulse response function for Mos systems and its application to linear response analysis", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-35(6), 1178 (1988).
- [86] G.W. Hughes and G.W. Bruckner, "Radiation Hardened MOS Technology," *Solid State Technol.* p. 70 (July 1979).
- [87] K. Naruke, M. Yoshida, K. Maeguchi, and H. Tango, "Radiation-induced interface states of poly-Si gates MOS capacitors using low temperature gate oxidation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-30(6), 4054 (1983).
- [88] E.P. EerNisse, "Viscous flow of thermal SiO₂", *Appl. Phys. Lett.*, 30(6), 290, 15 March 1977.
- [89] G.F. Derbenwick and B.L. Gregory, "Process optimization of radiation-hardened CMOS integrated circuits," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22(6), 2151 (1975).
- [90] H.L. Hughes, "Radiation hardened of LSI/VLSI fabrication processes," *IEEE Trans. Nucl.Sci.* NS-26(6), 5053 (1979).
- [91] J.Y. Chen, R.C. Henderson, D.O. Patterson, and R. Martin, "Radiation effects of E-beam fabricated submicron NMOS transistors," *IEEE Electron Device Lett.* EDL-3(1), 13 (1982).
- [92] K.G. Aubuchon, E. Harari, D.H. Leong, and C.P. Chang, "Effects of HCL gettering, Cr doping and Al⁺ implantation on hardened SiO₂" *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-21(6), 167 (1974).
- [93] K. Kasama, F. Toyokawa, M. Sakamoto and K. Kobayashi, "A radiation hard insulator for MOS LSI device isolation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-32(6), 3965 (1985).

ANNEXE:

Définition des symboles utilisés dans les équations.

q : charge de l'électron.
 k : constante de Boltzman.
 ϵ_0 : constante diélectrique du vide.
 ϵ_r : constante diélectrique relative de la silice.
 E : champ électrique
 τ : τ_{tempo}
 T : température
 T_D : température de Debye.
 n : densité des électrons
 p : densité des trous
 μ : mobilité des électrons dans la silice.
 e_{ox} : épaisseur de l'oxyde étudié.
 D : dose ionisante déposée.
 $Y(E)$: fraction des paires électrons-trous non recombinaison après leur création.
 N_0 : densité linéique de charges.
 b : largeur initiale de la distribution gaussienne des charges créées par l'irradiation.
 θ : angle entre le champ électrique et la trajectoire de la particule ou de faisceau ionisant.
 a : coefficient de recombinaison entre trous et électrons du modèle de Brown et Dozier.
 d : distance caractéristique du modèle de Brown et Dozier.
 $\Phi(t)$: distribution des temps entre chaque saut gouvernant le transport des trous dans la silice.
 $I(t)$: courant résultant du mouvement des trous dans la silice.
 α : paramètre de désordre permettant de décrire le transport dispersif des trous.
 t_s : temps caractéristique du transport des trous dans la silice.
 ΔE_a : énergie d'activation du transport des trous.
 a : distance moyenne de saut dans la direction du champ électrique
 x : distance comptée sur un axe perpendiculaire à la surface de l'oxyde étudié avec, pour origine, l'interface Si/SiO₂
 H : barrière de potentiel régissant l'effet tunnel.
 t_0 : constante de normalisation de l'échelle des temps intervenant dans la guérison des trous par effet tunnel.
 U : position en énergie d'un niveau dans la bande interdite de la silice comptée depuis la bande de valence.
 A : constante typique de la guérison des trous par émission thermique
 G_m : transconductance d'un transistor MOS.
 K : constante utilisée pour quantifier la dégradation de la conductance avec l'augmentation des états d'interface.
 N_{it} : densité d'états d'interface.
 V_{th} : tension de seuil d'un transistor MOS.
 V_{fb} : tension de bande plate d'une capacité MOS.
 ϕ_F : potentiel de Fermi d'une capacité MOS.
 $\rho(x)$: densité de trous piégés dans la silice.
 β : le facteur de forme de la densité des trous piégés dans la silice.
 λ : constante caractérisant le durcissement d'un oxyde donné.

FIGURES

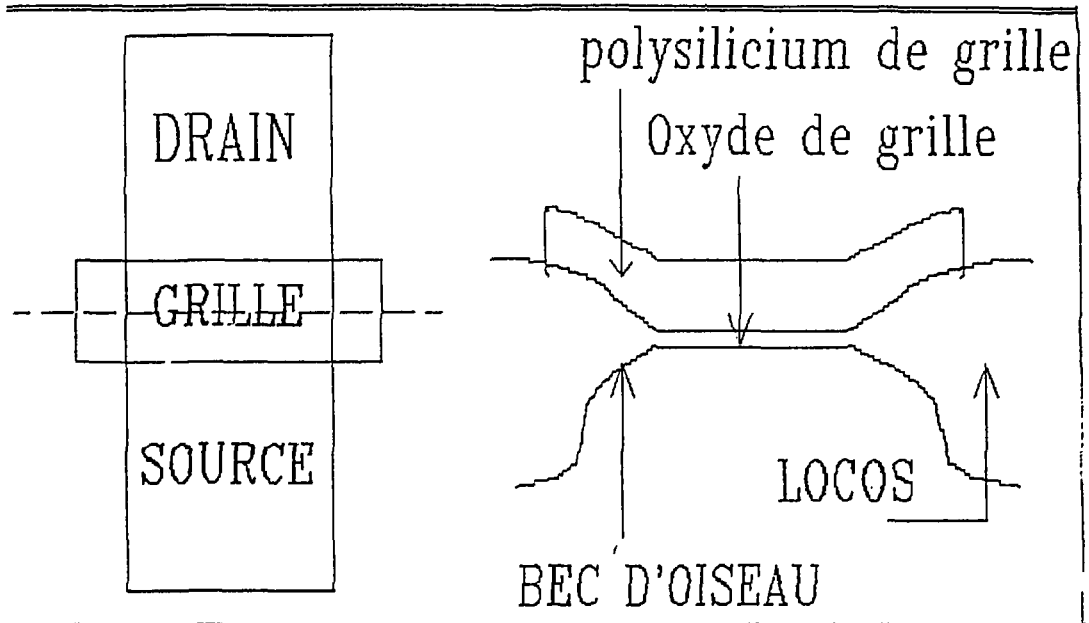
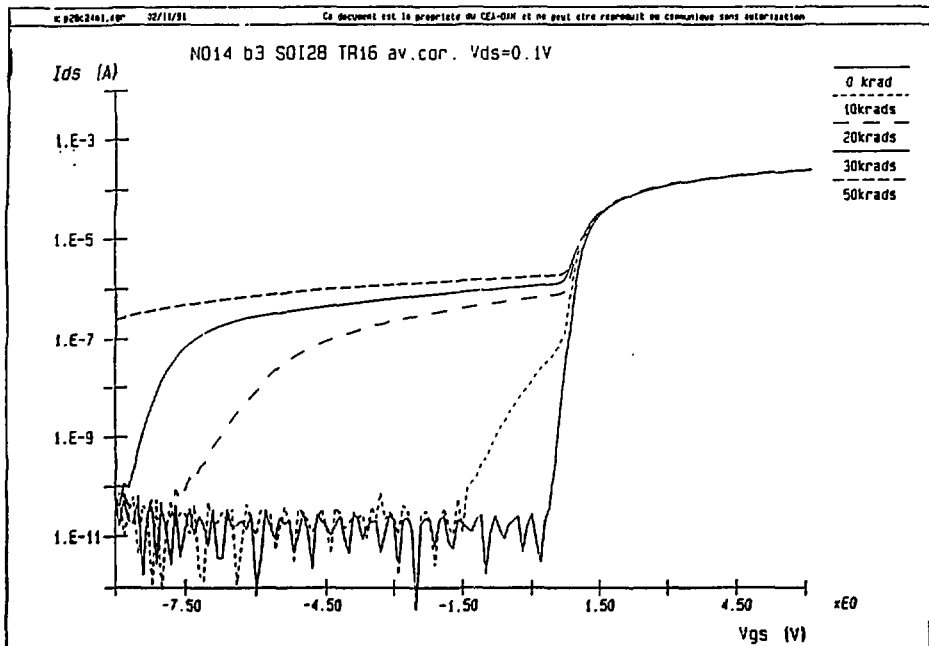


Figure 1: Structure d'un transistor MOS réel.

Figure 2: Caractéristiques $I_{ds}(V_{gs})$ d'un transistor Nmos pour plusieurs doses cumulées

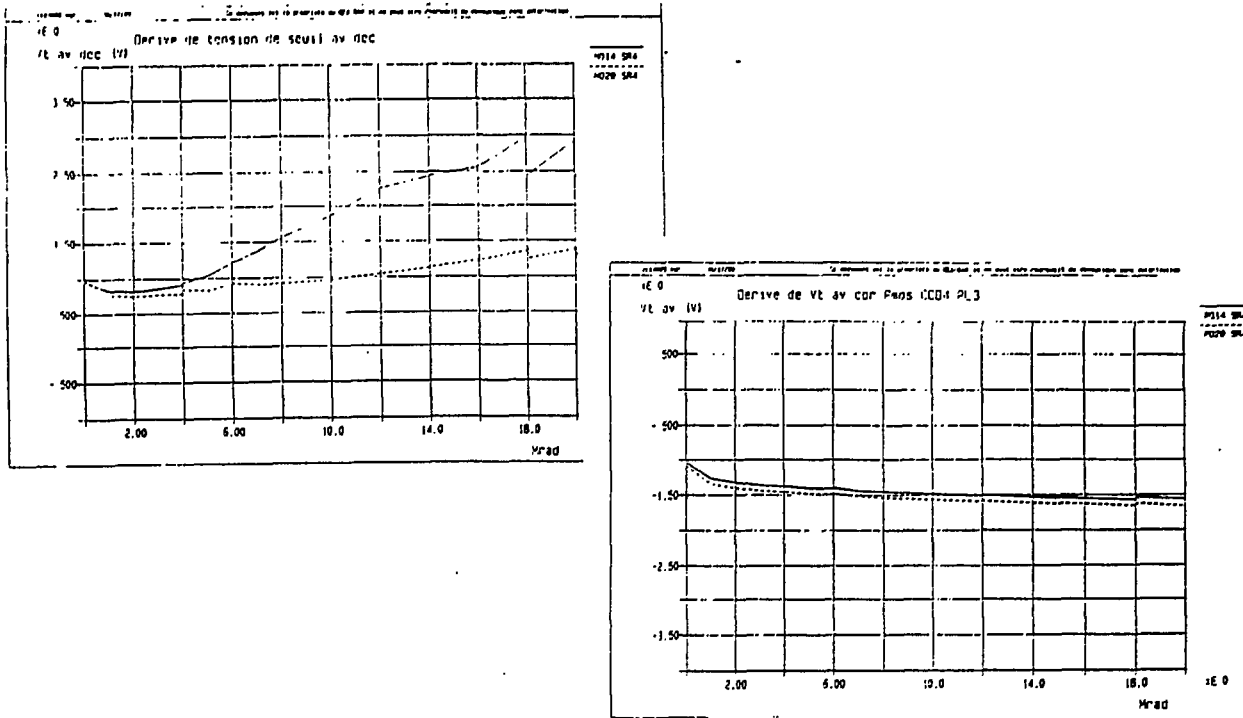


Figure 3: Courbes typiques d'évolution de la tension de seuil d'un Nmos et d'un Pmos en fonction de la dose cumulée

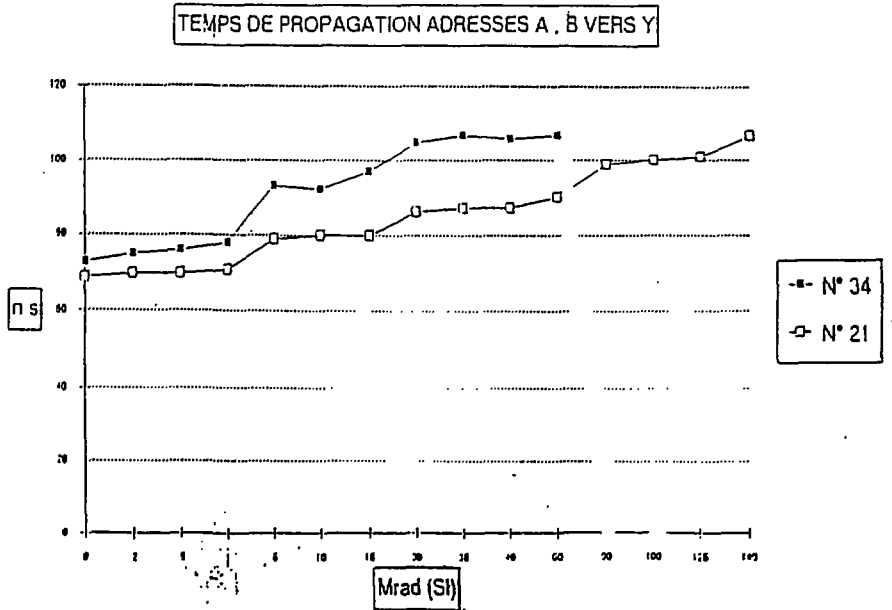


Figure 4: Temps de propagation d'un microprocesseur en fonction de la dose cumulée. (JF Pire - CSA)

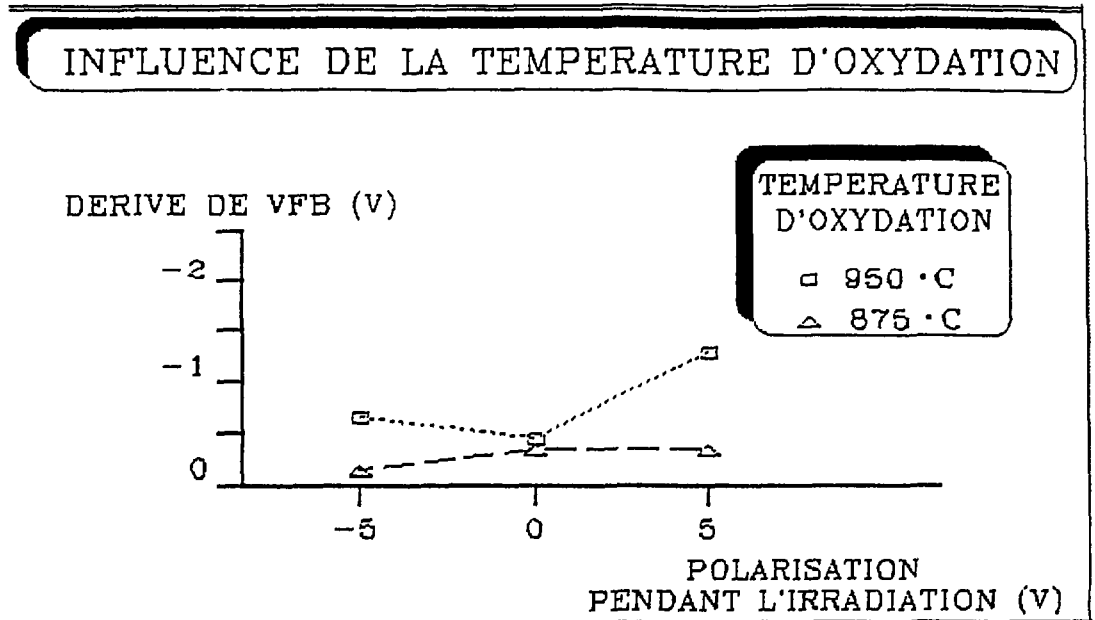


Figure 5: Variation de la tension de bande plate de capacités MOS dont l'oxyde a été réalisé à 875 ou 950°C.