

THESE

Présentée en vue de
L'obtention du titre de

DOCTEUR
de
**L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

SPECIALITE : ELECTRONIQUE SPATIALE

par

Thierry NUNS

ETUDE DU COMPORTEMENT DES CAPTEURS D'IMAGES CCD COMMERCIAUX EN AMBIANCE SPATIALE

Soutenue le 1^{er} juillet 2002 devant la Commission d'Examen :

MM	J-L. AUTRAN	Président
	P. FOUILLAT	Rapporteur
	R. GAILLARD	Rapporteur
	O. GILARD	
	M. LESCURE	Directeur de thèse
	P. MAGNAN	
	J-P. DAVID	Membre invité

A Guillaume et Julie

Remerciements

Les travaux de cette thèse ont été menés au Département Environnement SPatial de l'ONERA, dans lequel je suis ingénieur titulaire. L'initiatrice de ces travaux est Manola Roméro, directrice du département au début de cette thèse. Elle a insisté, malgré mes craintes (fondées) d'une interaction inévitable entre ce projet et d'autres actions. Mais je suis sûr qu'elle avait pris sa décision au moment de mon embauche, quelques années plus tôt ! Le dénouement heureux lui donne raison. Merci à elle, mais aussi à Magdeleine Dinguirard, directrice actuelle du département, qui a maintenu et encouragé le projet jusqu'à son terme.

Un grand merci à Marc Lescure, qui a dirigé une bonne partie de cette thèse, en marge d'une activité déjà chargée par ailleurs. Il a su être présent pour me motiver lorsque je me montrais dispersé par d'autres activités et apporter son regard élargi sur mes travaux. Je retiendrai également son dévouement et ses grandes qualités humaines.

Je tiens à adresser un hommage particulier à Jean-Pierre David, qui a effectué un travail officieux mais précieux pour cette étude, que ce soit lors de la préparation des méthodes de mesure, de l'interprétation des résultats ou lors des simulations. Ses conseils et sa disponibilité ont contribué grandement à l'aboutissement de ma thèse.

Merci à Didier Falguère, chef de l'unité de recherche Environnement Spatial et Electronique (ESE) et Sophie Duzellier. Ils ont grandement facilité l'avancement de mes travaux en me déchargeant de tâches prenantes, comme les campagnes d'essais, et collaboré à l'irradiation des composants étudiés dans ce document. Leur soutien constant fut également précieux.

Je suis très reconnaissant à MM Pascal Fouillat et Rémi Gaillard rapporteurs de mon manuscrit, d'avoir consacré le temps nécessaire à l'évaluation de mes travaux, mais aussi à MM Jean-Luc Autran, Olivier Gilard et Pierre Magnan d'avoir accepté de participer au jury de la soutenance.

Un clin d'œil à Florent Gardillou, qui fut stagiaire pendant 3 mois seulement, mais dont le travail très utile et de grande qualité mérite d'être souligné, tant sur les mesures que sur leur interprétation.

Remerciements au CNES, organisme partenaire privilégié de l'ONERA, avec lequel j'ai pu collaborer sur un sujet d'intérêt commun, en la personne de Sébastien Barde, titulaire, et de Rosine Germanicus, doctorante à l'université de Montpellier II.

Enfin, je profite de l'occasion pour exprimer tout mon plaisir à travailler au DESP, en particulier grâce à la qualité humaine de l'ensemble des membres du département qui engendrent une ambiance exceptionnelle.

Sommaire

Sommaire	1
Introduction	5
Chapitre I Les CCD capteurs d'images	7
I.1 Description générale	7
I.2 Les pixels	7
I.2.1 Photodiode	8
I.2.2 PhotoMOS	9
I.2.3 Rendement quantique	9
I.2.4 Sensibilité	11
I.3 Le registre de transfert	11
I.3.1 Principe général - dispositif de base	11
I.3.2 Canal de surface, canal enterré	12
I.3.3 Transfert de charges	17
I.3.4 Notion d'inefficacité de transfert	20
I.4 Le circuit de lecture	21
I.5 Les CCD capteurs d'images	21
I.5.1 Différents types de composants CCD	21
I.5.2 Les matrices CCD	22
I.5.3 Les matrices à transfert de trame	23
I.6 Conclusion	25
Chapitre II Effet des rayonnements ionisants sur les CCD	27
II.1 L'environnement radiatif spatial	27
II.2 L'interaction rayonnement-semiconducteur	28
II.2.1 Ionisation	29
II.2.2 Interaction proton-noyau	30

II.2.3	Synthèse	32
II.3	Les événements singuliers	33
II.3.1	Cas des protons	33
II.3.2	Cas des ions lourds	34
II.3.3	Synthèse sur les événements singuliers	34
II.4	Les effets de défauts	35
II.4.1	Mécanismes de base	35
II.4.2	Evolution de la dégradation du courant d'obscurité des CCD	36
II.4.3	Effet statistique sur la valeur du coefficient de dégradation des CCD	37
II.4.4	Cas des zones à fort champ électrique	40
II.4.5	Influence de la température sur le courant d'obscurité	42
II.4.6	Phénomène de signal aléatoire	42
II.4.7	Comportement de l'efficacité de transfert aux protons	43
II.4.8	Cas des irradiations aux neutrons	44
II.4.9	Synthèse sur les effets de déplacement	45
II.5	L'effet de dose	45
II.5.1	Processus de dégradation	45
II.5.2	Effet sur les structures MOS et CCD	49
II.5.3	Synthèse sur les effets de dose cumulée	53
Chapitre III Méthodes de mesure et présentation des CCD irradiés		55
III.1	Présentation des CCD irradiés	55
III.1.1	Kodak KLI 10203	55
III.1.2	Sony ILX551A	56
III.1.3	EEV 47-20	57
III.2	Banc de mesure	57
III.2.1	Présentation générale	57
III.2.2	Avantages et inconvénients	58
III.3	Mesure du signal de sortie	59
III.3.1	Mesure brute	59
III.3.2	Prise en compte du bruit	60
III.4	Courant d'obscurité	63
III.4.1	Méthode de mesure	63
III.4.2	Importance de la stabilité en température	64
III.4.3	Mouvement des phases pendant l'intégration	65

III.4.4	Fréquences de mesure utilisées	65
III.4.5	Extraction de l'énergie d'activation	65
III.5	Mesure de l'inefficacité de transfert	67
III.5.1	Définition	67
III.5.2	Mesure de la traînée	68
III.6	Facteur de conversion	69
III.6.1	Principe	69
III.6.2	Estimation	70
III.7	Signal du télégraphiste (RTS)	71
III.8	Mesures Diverses	72
III.8.1	Seuil de la broche de reset	72
III.8.2	Courant de consommation	73
III.8.3	Courant de fuite	73
III.9	Synthèse sur les méthodes de mesure	73
Chapitre IV Résultats de caractérisation sous contrainte radiative		75
IV.1	Vue d'ensemble	75
IV.2	Irradiations au ^{60}Co	76
IV.2.1	EEV47-20	76
IV.2.2	KLI10203	77
IV.2.3	ILX551A	84
IV.2.4	Conclusion sur les essais en dose cumulée	89
IV.3	Evolution du courant d'obscurité et de l'énergie d'activation après irradiation aux neutrons et protons	90
IV.3.1	Présentation des contraintes appliquées aux CCD	90
IV.3.2	KLI10203	92
IV.3.3	ILX551A	94
IV.3.4	Conclusion sur l'évolution du courant d'obscurité aux protons et neutrons	97
IV.4	Efficacité de transfert des charges	98
IV.4.1	Application de la mesure de la traînée au CCD Sony	98
IV.4.2	Calcul de l'inefficacité de transfert d'après les traînées de charges	99
IV.4.3	Etude des pièces irradiées aux neutrons	99
IV.4.4	Etude des pièces irradiées aux protons	104
IV.4.5	Résultats des essais en dose	106

IV.4.6	Conclusions sur les mesures d'inefficacité de transfert	106
IV.5	Résultats sur le phénomène de signal aléatoire	107
IV.5.1	Détection du RTS	107
IV.5.2	Caractérisation du RTS	108
IV.5.3	Discussion	109
Chapitre V Simulation du courant de fuite d'un transistor NMOS		111
V.1	Objectif	111
V.2	Conditions de simulation	111
V.2.1	Structure du transistor	111
V.2.2	Modélisation de l'effet de la dose cumulée	112
V.3	Courant de fuite dans le bec d'oiseau	113
Conclusion		117
Bibliographie		121
Annexe A Statistique de Shockley-Read-Hall appliquée aux CCD		127
Annexe B Facteur de conversion		131

Introduction

Les composants optoélectroniques sont couramment utilisés dans des applications spatiales. En particulier, on emploie les senseurs d'images basés sur des dispositifs à transferts de charges (ou CCD en anglais pour « Charge Coupled Devices ») couplés à un système optique pour transformer une information lumineuse en signal électrique. Les principales applications concernent l'observation terrestre ou stellaire, avec des besoins différents en terme de résolution et de dynamique, ce qui impose souvent le choix de la disposition du capteur (en matrice ou en barrette).

L'environnement spatial dans lequel évoluent les satellites est riche en particules énergétiques qui interagissent avec la matière. L'électronique embarquée peut être très sensible à cet environnement. Ainsi, en fonction du type de rayonnement incident, il apparaît des erreurs transitoires ou des dérives permanentes des paramètres électriques qui se traduisent par une perte des performances globales de la fonction. Pour ces raisons, on fait appel à l'expérimentation au sol afin de reproduire la contrainte spatiale sur les composants embarqués et vérifier que les dérives sont acceptables pour la mission.

Les CCD étant souvent un élément clé du système, on fait appel à une sélection sévère, utilisant parfois des technologies durcies aux radiations. Si elles offrent un meilleur comportement aux radiations que les technologies standards, leur développement a un coût important. Cette politique onéreuse est en opposition avec la politique de baisse des coûts des satellites, qui passe par l'utilisation de composants commerciaux (COTS en anglais pour « Components Off The Shelf »). Les CCD commerciaux peuvent donc apporter des avantages en terme de choix, disponibilité, coût et performances optiques que les CCD durcis n'offrent pas forcément avec la même réactivité. Ces atouts ne sont pas utilisés dans les projets spatiaux en partie parce que les données manquent pour établir leur tenue sous contrainte radiative.

Dans ce contexte, les travaux présentés ici ont trois objectifs.

Tout d'abord, il s'agit d'étudier des CCD commerciaux à usage courant et d'observer leur comportement sous contrainte radiative. Cela suppose le développement d'un système de caractérisation à partir d'un testeur de composants électroniques industriel et l'étude sous plusieurs types de rayonnements. Ceux-ci entraînent une charge piégée dans les oxydes et une augmentation de la densité des états d'interface (en dose cumulée) ou l'apparition de défauts cristallins dans le volume du semiconducteur.

Ensuite, et en conséquence des caractérisations, il est nécessaire d'expliquer les résultats obtenus, en particulier lorsqu'ils s'éloignent des connaissances acquises par la communauté scientifique de par le caractère particulier des composants commerciaux.

Enfin, dans l'hypothèse d'une utilisation spatiale, il est important de proposer des méthodes d'évaluation qui assurent une bonne estimation de la dégradation.

Une première partie du document est relative à la présentation des CCD et de leur comportement connu aux radiations. Nous ne traiterons ici que les effets permanents, en nous contentant de présenter succinctement les conséquences des événements transitoires. Par la suite, par une approche expérimentale basée sur l'analyse du comportement de deux types de CCD commerciaux, nous proposons de relier les résultats aux données bibliographiques. Il s'agit de comparer l'évolution de la densité de courant d'obscurité dans les pixels, l'inefficacité de transfert et le signal du télégraphiste.

Nous proposons une explication de l'augmentation de la densité de courant d'obscurité observée sur les deux types de CCD, en nous appuyant à la fois sur les données expérimentales et sur des résultats de simulation numérique physique.

Chapitre I Les CCD capteurs d'images

Ce chapitre a deux objectifs principaux :

- présenter les différents étages qui constituent les capteurs d'images utilisant des dispositifs à transfert de charge,
- énoncer les principes qui régissent leur fonctionnement.

I.1 Description générale

Les CCD capteurs d'images sont constitués de trois parties distinctes :

- des pixels photosensibles, dans lesquels une partie de la lumière est convertie en charges électriques,
- un ou plusieurs dispositifs à transfert des charges contenues dans les pixels actifs,
- un ou plusieurs circuits de lecture, où les charges électriques sont converties en signal tension.

L'utilisation est décomposée en deux temps : d'une part l'acquisition d'une image par stockage de charges dans les pixels, d'autre part la lecture de ces charges, proportionnelles à l'intensité lumineuse reçue et au temps d'exposition des pixels, appelé temps d'intégration.

I.2 Les pixels

Ils constituent la partie photosensible du capteur. Dans une zone du semiconducteur maintenue en déplétion, une partie des photons incidents génère des paires électron-trou. Alors que les porteurs majoritaires rejoignent le substrat, les porteurs minoritaires (souvent des électrons) sont stockés et transférés vers la sortie.

La création d'une paire n'est possible que si l'énergie du photon est supérieure à la largeur de la bande interdite E_g du semiconducteur. Dans le cas du silicium, soit 1,12 eV à température ambiante, la longueur d'onde maximale est de 1,1 μm (proche infrarouge). Le spectre du flux lumineux à détecter conditionne le matériau à utiliser, sachant qu'il convient également de prendre en compte la profondeur de pénétration à la longueur d'onde considérée. Cela conditionne la technologie à employer (nature et épaisseur des couches superficielles, dimensions de la zone effective de collection de charges). La Figure I.1 permet de comparer, pour quelques semiconducteurs IV, III-V et II-VI, la longueur d'onde de coupure et E_g en fonction de la dimension du réseau [Sze81].

La zone de collection est obtenue soit par une structure MOS, soit par une jonction PN. Des électrons créés à proximité de la zone de charge d'espace peuvent diffuser jusqu'à celle-ci pour participer à la charge utile.

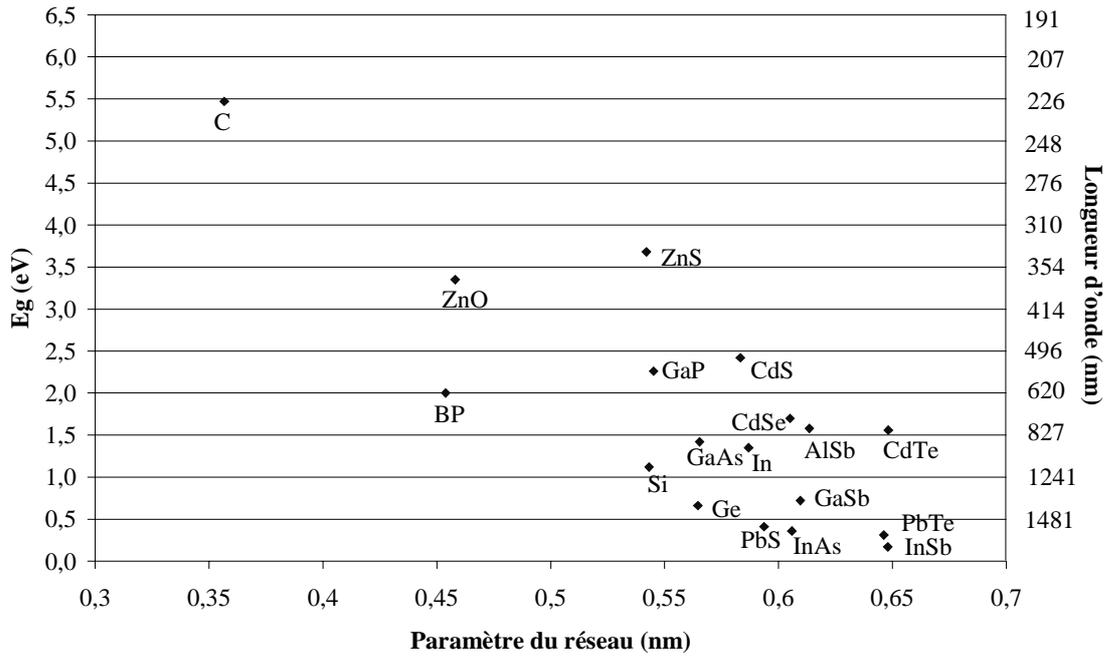


Figure I.1 : Largeur de bande interdite à 300 K et longueur d'onde correspondante en fonction du paramètre du réseau cristallin pour différents semiconducteurs.

I.2.1 Photodiode

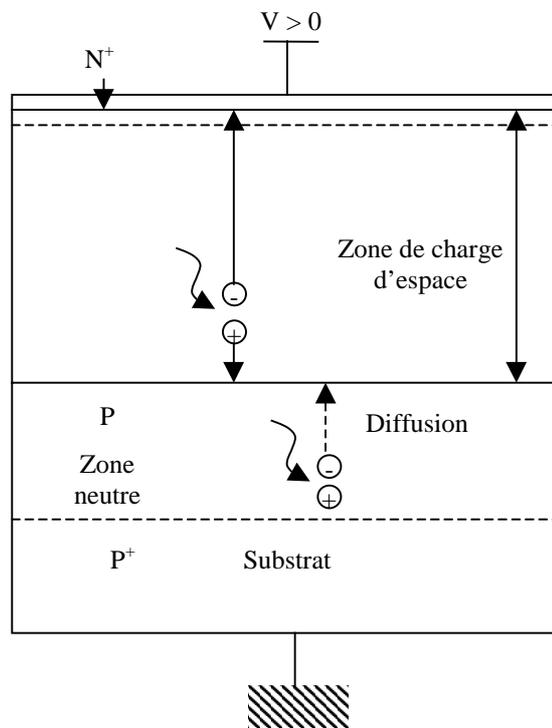


Figure I.2 : Génération de porteurs dans un pixel à photodiode.

Une photodiode est généralement une jonction PN polarisée en inverse (Figure I.2). La zone frontale par où pénètre la lumière est de faible épaisseur et fortement dopée

(zone N^+). La zone active de type P présente un dopage plus faible. La zone de charge d'espace de la jonction polarisée en inverse s'étend donc principalement dans la zone P. Chaque photon absorbé dans cette zone de charge d'espace génère une paire électron-trou qui est séparée par le champ électrique. Aux grandes longueurs d'onde proches de celle de coupure du semiconducteur, les photons pénètrent profondément dans le semiconducteur et des paires électron-trou sont créées dans la zone neutre. Les porteurs minoritaires diffusent avant d'être collectés par la zone de charge d'espace.

Pour conserver les charges photogénérées, la diode doit être flottante pendant la phase d'intégration.

I.2.2 PhotoMOS

La zone de charge d'espace est obtenue par la mise en déplétion d'une structure Métal Oxyde Semiconducteur (Figure I.3).

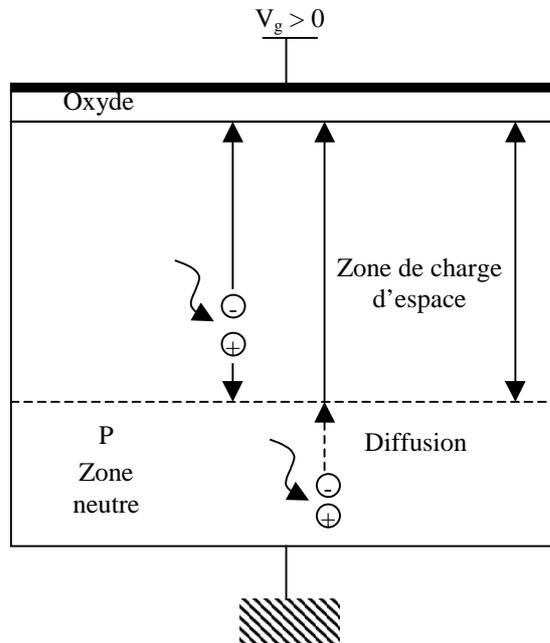


Figure I.3 : Génération de porteurs dans un pixel à photoMOS.

L'apport de charges utiles revient à placer la structure en régime d'inversion. Dans cet exemple, il n'est pas pris en compte la possibilité d'enterrer la zone de stockage des charges utiles comme il sera discuté plus loin au I.3.2.2.

I.2.3 Rendement quantique

Il représente le rendement de la conversion de la lumière en charge électrique [Bur87]. Un rendement quantique interne de 100% implique qu'une paire électron-trou est générée dans la zone de collection par photon incident. Rappelons que des paires créées en profondeur dans le semiconducteur peuvent diffuser vers la zone de collection et participer également à la charge utile.

Principalement trois paramètres participent à la caractérisation du rendement quantique η :

- la longueur d'onde λ pour laquelle correspond pour un semiconducteur donné un coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$,

- les couches d'interface du pixel, dans lesquelles une part des photons incidents est réfléchi d'un facteur $1-T_\lambda$.
- la fraction des photons absorbée dans le semiconducteur à proximité de la surface crée des porteurs qui ne sont pas collectés.

Il est difficile de trouver une valeur analytique de T_λ à cause de la complexité des couches superficielles. Ce paramètre est fortement dépendant de la technologie du capteur. Cependant, on sait que le passage de la lumière d'un milieu d'indice de réfraction $n_1 = 1$ (air) à un milieu d'indice n donne un coefficient de transmission tel que :

$$(I.1) T_\lambda = \frac{4n_1}{(n+1)^2}$$

En admettant que le semiconducteur présente un indice de réfraction voisin de 3,5, on en déduit $T_\lambda = 0,69$. Pour augmenter T_λ , on dépose des couches transparentes à l'interface air-semiconducteur d'indice de réfraction intermédiaire entre celui de l'air et du semiconducteur.

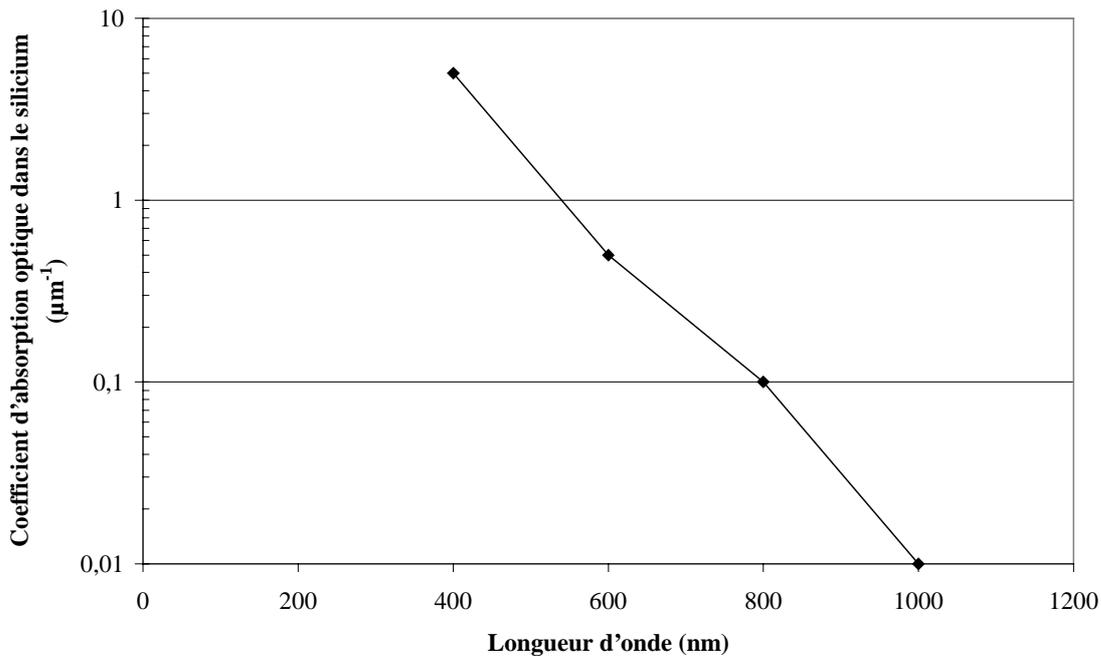


Figure I.4 : Coefficient d'absorption α dans le silicium en fonction de la longueur d'onde λ .

Dans le semiconducteur, les électrons photogénérés subissent des déplacements dus au puits de potentiel des pixels (conduction) et aux différences de concentration des électrons (diffusion). On relie finalement le rendement quantique à l'expression [Bur87] :

$$(I.2) \eta_\lambda = T_\lambda \left[1 - \frac{1}{1 + \alpha L_0} e^{-\alpha L_D} \right]$$

dans laquelle :

- L_D est la profondeur de la zone déplétée,
- L_0 est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires (électrons).

Dans cette relation, on a fait l'hypothèse que la zone arrière de type P présente une épaisseur W_B grande devant la longueur de diffusion des porteurs minoritaires (base large). Cette condition est vérifiée si $W_B > 3L_0$.

Ainsi, η_λ est atténué aux faibles longueurs d'onde (c'est à dire vers le bleu) à cause de la forte absorption dans les couches superficielles. La Figure I.4 représente les variations de $\alpha(\lambda)$ du silicium [Bur87].

I.2.4 Sensibilité

La sensibilité ou réponse spectrale est une alternative à la mesure du rendement quantique, puisqu'il est souvent difficile en pratique de mesurer la lumière à l'entrée du capteur en terme de nombre de photons et le nombre d'électrons photo générés et disponibles en sortie.

Pour une lumière monochromatique, la sensibilité spectrale d'un détecteur, S_λ , pour une longueur d'onde donnée λ , traduit le rapport de transformation du flux lumineux Φ_t (en Watt ou en Lumen) en un courant photoélectrique moyen I [Wen] :

$$(I.3) S_\lambda = \frac{I}{\Phi_t}$$

La réponse est linéaire lorsque l'on a : $I = S_\lambda \Phi_{t\lambda} + I_0$ où I_0 est un niveau constant délivré par le détecteur placé dans l'obscurité (courant d'obscurité, voir Chapitre IV).

Pour un rayonnement ayant une énergie donnée, la sensibilité $S(\lambda)$ d'un détecteur varie avec la longueur d'onde λ . La réponse du détecteur dépend donc de la composition spectrale du rayonnement incident $\Phi_t(\lambda)$. Le signal I délivré par le détecteur est alors :

$$(I.4) I = \int_0^{+\infty} S(\lambda)\Phi(\lambda)d\lambda.$$

Le courant maximal sera atteint à la saturation des pixels.

I.3 Le registre de transfert

I.3.1 Principe général - dispositif de base

Un dispositif à transfert de charge peut être décrit comme une rangée de puits de potentiel au fond desquels des porteurs de charge peuvent être injectés et stockés. Si on fait varier l'énergie potentielle en tout point du dispositif, on peut réaliser un transfert de paquets de charge.

Les premiers CCD ont été imaginés en 1970 par Boyle et Smith [Def79] et consistent en un ensemble de capacités MOS dont les grilles sont très voisines les unes des autres (la distance interélectrodes doit être inférieure à $3 \mu\text{m}$ pour que le transfert entre deux électrodes soit correct, c'est à dire que la barrière de potentiel soit supprimée). La structure de base est identique à celle d'un pixel photoMOS, à

la différence fondamentale que les registres de transferts sont aveugles. Par polarisation convenable de la grille voisine, on transfère le paquet de charge sous celle-ci.

Le dispositif le plus simple, et le premier à avoir été réalisé sur ce principe, est un registre à décalage représenté sur la Figure I.5 :

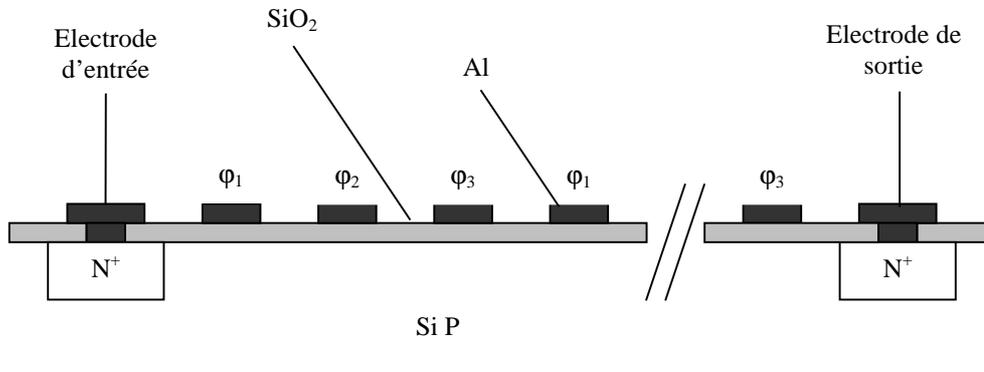


Figure I.5 : dispositif de transfert de charge de base à trois phases.

Ce dispositif comprend un circuit d'entrée constitué d'un caisson N^+ diffusé qui va fournir les électrons minoritaires, une section de transfert qui consiste en un alignement de capacités MOS, et un circuit de sortie constitué également d'un caisson N^+ et qui collecte les charges transférées.

Les charges sont stockées dans les capacités MOS maintenues en régime d'inversion, à l'interface semiconducteur-isolant. Les électrodes sont reliées de trois en trois aux mêmes potentiels ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ_3 , chacun constituant une phase. Trois capacités successives constituent une cellule de base. Depuis 1970 de nombreux perfectionnements ont été apportés à la structure de base, mais le principe est resté le même (voir paragraphe I.3.2).

I.3.2 Canal de surface, canal enterré

I.3.2.1 Canal de surface

Dans le dispositif décrit précédemment, le stockage et le transfert des charges ont lieu le long de l'interface semiconducteur-isolant : ce dispositif est appelé dispositif à canal de surface.

Dans une approximation unidirectionnelle, on peut déduire l'équation qui relie la quantité de charge N_{sig} stockée (par unité de surface) à l'interface d'une électrode au potentiel ψ_s de l'interface, qui représente la profondeur du puits de potentiel, pour une tension d'électrode V_G donnée. Il faut pour cela considérer un mode de fonctionnement identique à une structure MIS (métal isolant semiconducteur) en déséquilibre comme présenté en Figure I.6 [Def79] [Sze81].

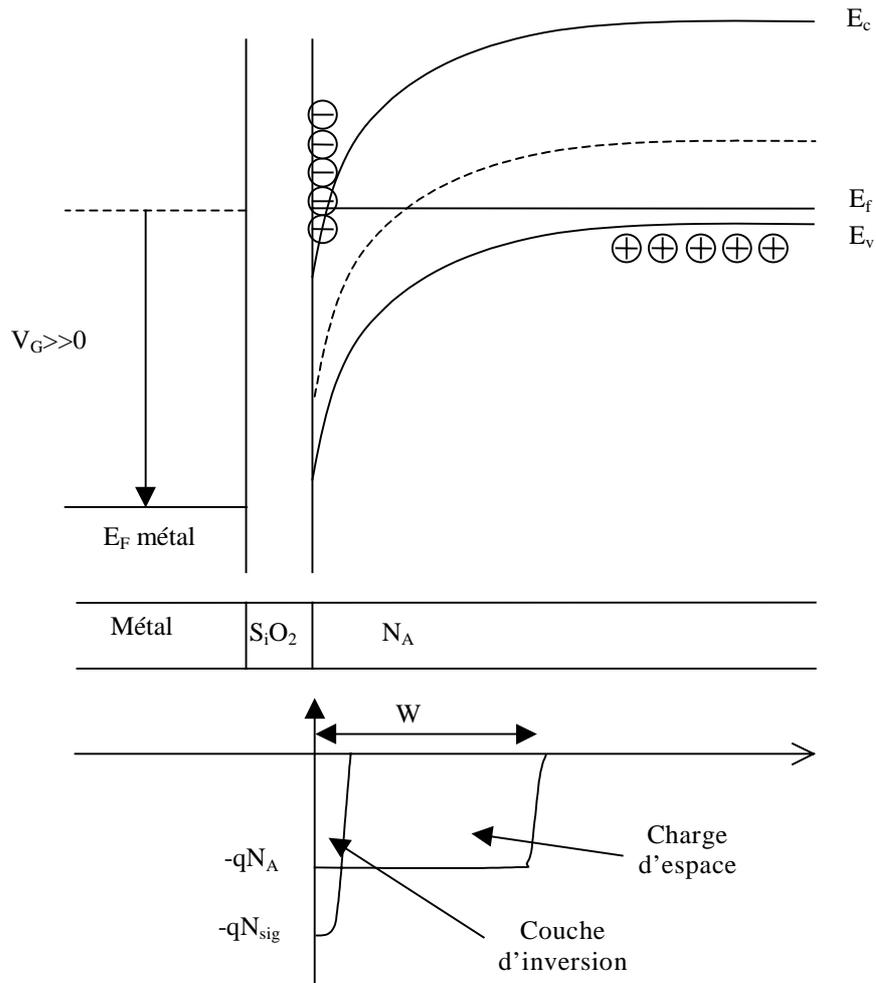


Figure I.6 : Régime d'inversion d'une structure MIS type P.

$$(I.5) \quad V_G - V_{bp} = \psi_s + \frac{qN_A W}{C_{ox}} + \frac{qN_{sig}}{C_{ox}}$$

Dans l'équation (I.5), V_{bp} est la tension de bandes plates, due à la barrière de potentiel métal-semiconducteur et à la densité de charge dans l'isolant (charges fixes, états d'interface et charges mobiles), q est la charge de l'électron, N_A la densité de dopant accepteur. C_{ox} est la capacité de l'isolant par unité de surface, définie par :

$$(I.6) \quad C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d}$$

W est la largeur de la déplétion et ψ_s le potentiel de surface :

$$(I.7) \quad \psi_s = \frac{qN_A W^2}{2\epsilon_s}$$

ϵ_s la constante diélectrique du semiconducteur. Donc,

$$(I.8) \quad V_G - V_{bp} = \psi_S + \frac{1}{C_{ox}} \left[\underbrace{\sqrt{2qN_A \epsilon_s \psi_S}}_{\substack{\text{densité} \\ \text{charges} \\ \text{fixes}}} + \underbrace{qN_{sig}}_{\substack{\text{densité} \\ \text{charges} \\ \text{signal}}} \right]$$

Avec ϵ_{ox} la constante diélectrique de l'oxyde et d son épaisseur.

La résolution de l'équation (I.8) donne :

$$(I.9) \quad \psi_S = V_G - V_{bp} - \frac{qN_{sig}}{C_{ox}} + \frac{qN_A \epsilon_s}{C_{ox}^2} - \frac{1}{C_{ox}} \left[2qN_A \epsilon_s \left(V_G - V_{bp} - \frac{qN_{sig}}{C_{ox}} \right) + \left(\frac{qN_A \epsilon_s}{C_{ox}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

L'équation (I.9) montre comment on peut contrôler les barrières de potentiel à partir d'un choix approprié du potentiel de l'électrode, la densité de dopant ou l'épaisseur d'oxyde. Par exemple, on montre que ψ_s diminue lorsque N_A augmente, ou quand C_{ox} diminue, donc que l'épaisseur d'oxyde augmente. L'ajustement de ces deux derniers paramètres est couramment employé pour confiner les charges sous l'électrode. Dans les systèmes à deux phases, ces deux méthodes permettent d'orienter l'écoulement des charges lors du transfert d'une électrode à l'autre pour privilégier une direction [Bar75].

Le dispositif à canal de surface possède deux inconvénients majeurs :

- La mobilité en surface des porteurs d'un semiconducteur est notablement inférieure à la mobilité en volume dans le substrat (≈ 2 fois moindre). Un transfert en volume serait donc plus rapide.
- L'efficacité du transfert (voir I.3) est limitée par le piégeage des charges au niveau des états d'interface. La densité des défauts dans le volume du semiconducteur est plus faible.

I.3.2.2 Canal enterré

Pour remédier à ces deux inconvénients, il a été imaginé d'écarter les paquets de charges du plan de l'interface en construisant le dispositif de telle façon que le puits de potentiel ait son minimum à l'intérieur du semiconducteur. Le canal est alors « enterré », et donne son nom au dispositif : le dispositif à canal enterré a été conçu en 1972 par Walden et Esser.

La structure de base est décrite à la Figure I.7.

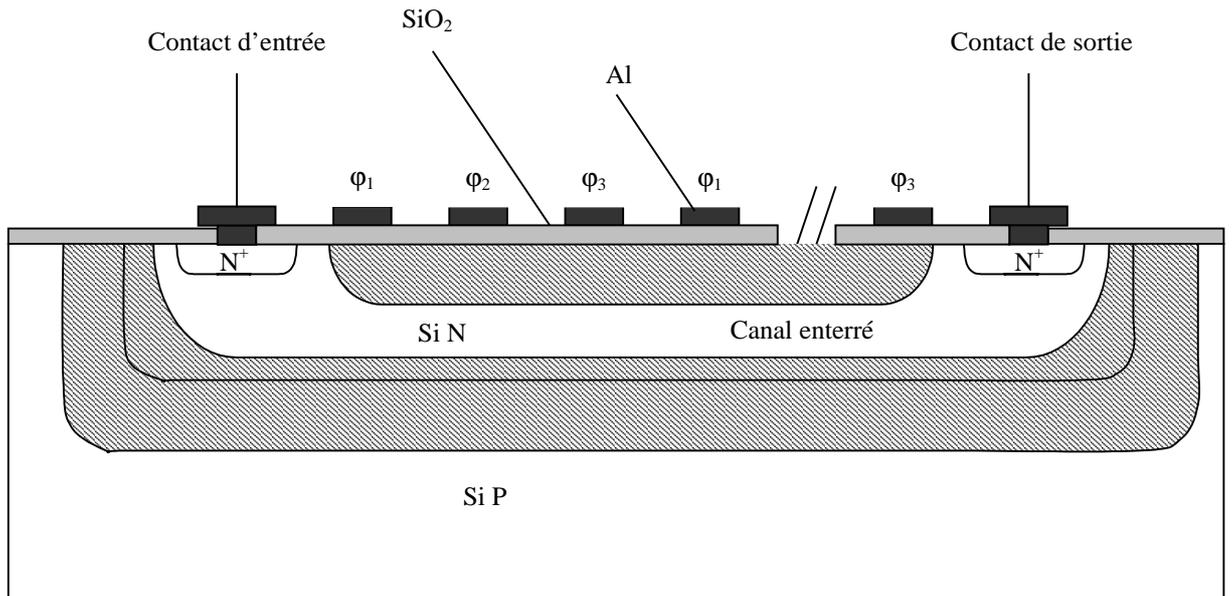


Figure I.7 : dispositif à transfert de charge à canal enterré.

Le stockage et le transfert des paquets de charges sont repoussés de l'interface semiconducteur-isolant et ont lieu au sein de la couche implantée ou épitaxiée. Cette couche, appelée canal, est dopée avec un type opposé à celui du substrat. Son épaisseur est de l'ordre du micron.

On place en complète déplétion la couche N en lui appliquant une tension positive par rapport au substrat P. Une polarisation également positive ($V_G - V_{bp}$) sur une des phases, mais plus faible que sur la couche N permet de repousser les charges de l'interface.

Le profil de potentiel dans le canal enterré est donné en Figure I.8.

Compte tenu de la structure de la cellule de stockage, le calcul rigoureux du potentiel doit être fait avec un modèle à deux dimensions, et n'est pas faisable analytiquement. Dans le cas d'une approximation à une dimension, on peut supposer que les jonctions sont abruptes et que la concentration d'impuretés est uniforme dans les zones N et P, respectivement de dopages N_D et N_A . En l'absence de photo charge dans le canal, les équations de Poisson du potentiel sont données par [Sze81] :

$$(I.10) \quad \frac{d^2\psi}{dx^2} = 0 \quad \text{pour } -d < x < 0$$

$$(I.11) \quad \frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} \quad \text{pour } 0 < x < x_n$$

$$(I.12) \quad \frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{qN_A}{\epsilon_s} \quad \text{pour } x_n < x < x_n + x_p$$

Les conditions aux limites sont :

- $\psi = (V_G - V_{bp})$ à $x = -d$,

- $\psi = 0$ à $x = x_n + x_p$,
- continuité de potentiel à $x = 0$ et $x = x_n$.

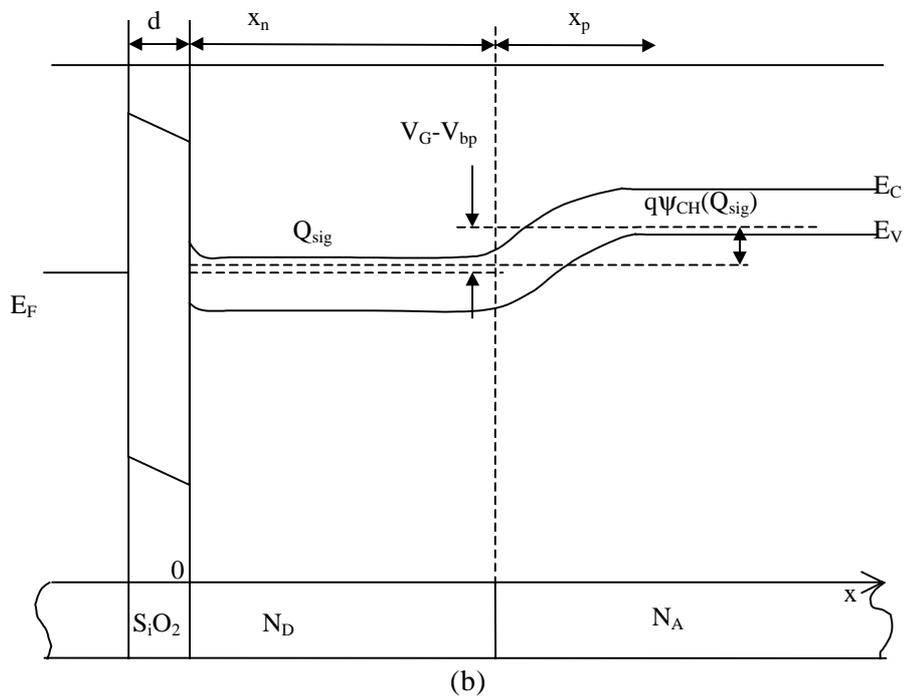
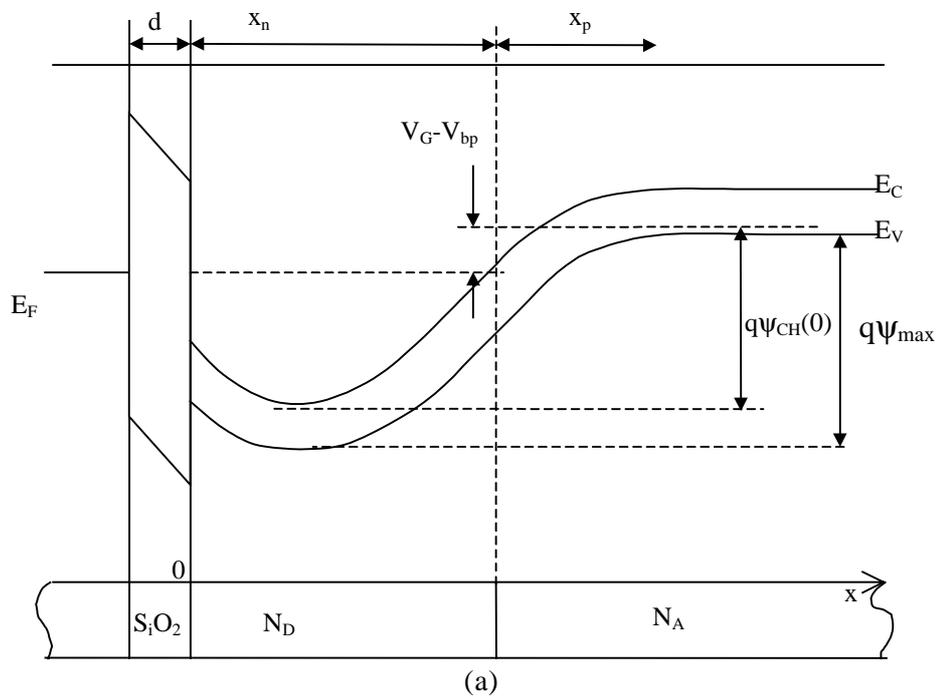


Figure I.8 : Structure de bandes dans un canal enterré (a) sans charges (b) avec charge [Sze81].

La résolution permet de calculer la profondeur maximum du potentiel ψ_{\max} :

$$(I.13) \psi_{\max} = \psi_J \left(1 + \frac{N_A}{N_D} \right)$$

$$(I.14) V_G - V_{bp} + V_1 = \psi_J + \sqrt{V_{ox} \psi_J}$$

où :

$$(I.15) \psi_J = \frac{qN_A x_p^2}{2\epsilon_s}$$

$$(I.16) V_{ox} = \frac{2qN_A x_p^2}{\epsilon_s} \left(1 + \frac{\epsilon_s d}{\epsilon_{ox} x_n} \right)^2,$$

$$(I.17) V_1 = \frac{qN_D x_n^2}{2\epsilon_s} \left(1 + \frac{2\epsilon_s d}{\epsilon_{ox} x_n} \right).$$

I.3.3 Transfert de charges

I.3.3.1 Principe du transfert

C'est le mode de transfert des charges qui caractérise les composants CCD. La partie active du dispositif, le canal, au sein duquel se déroule le transfert, est délimitée par des régions inactives électriquement qu'on appelle les colonnes d'isolation ou "channel-stops" (Figure I.9).

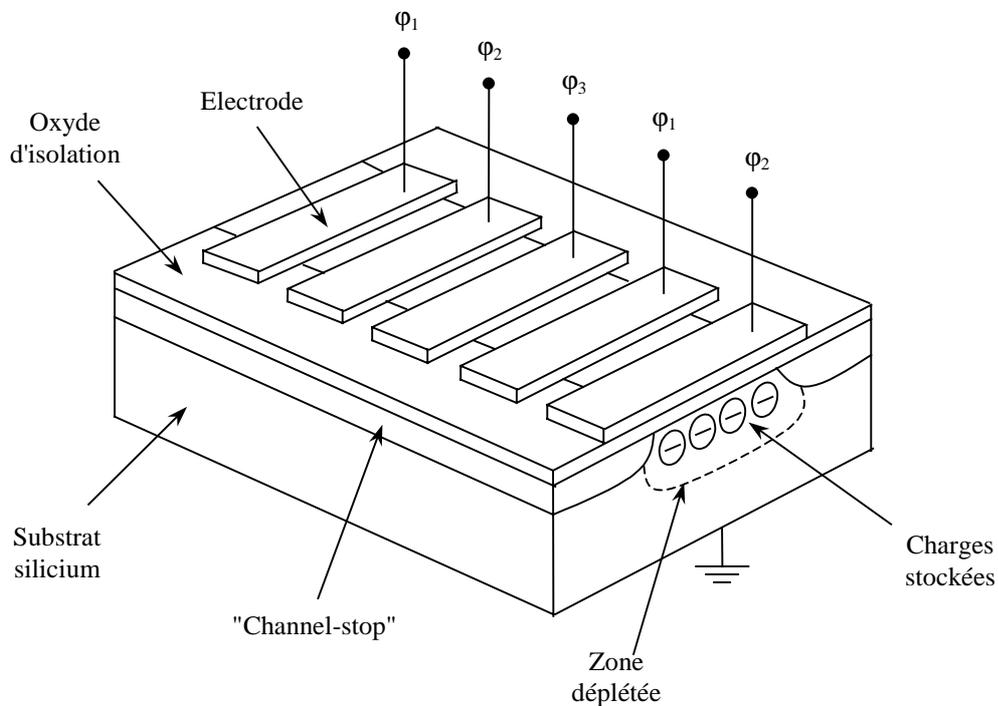


Figure I.9 : structure de la section de transfert d'un CCD à trois phases (d'après [Bur87]).

Le couplage de charges est la technique grâce à laquelle les charges constituant le signal sont transférées d'une électrode à la suivante, par le biais d'une séquence de

polarisations convenables sur l'alignement d'électrodes . Dans le cas d'un dispositif à trois phases, le transfert d'une électrode à la suivante est accompli en trois étapes (Figure I.10) :

Figure I.10-a : on applique sur la première électrode une impulsion de tension positive (valeur typique : une dizaine de volts) l'amenant dans le régime de forte inversion.

La couche d'inversion n'ayant pas le temps de se former par génération thermique, une large zone déserte s'établit sous l'électrode qui vient d'être polarisée. Il se crée localement un puits de potentiel important, dans lequel des porteurs minoritaires peuvent être injectés électriquement ou de façon optique (CCD capteurs d'images). Il résulte de cette injection une diminution de la profondeur du puits.

Figure I.10-b : avant la fin de l'impulsion positive sur la première électrode on applique une impulsion de même amplitude sur la seconde électrode. Le puits de potentiel y est plus profond puisque vide de charges, et les électrons vont pouvoir se transférer sous la seconde électrode.

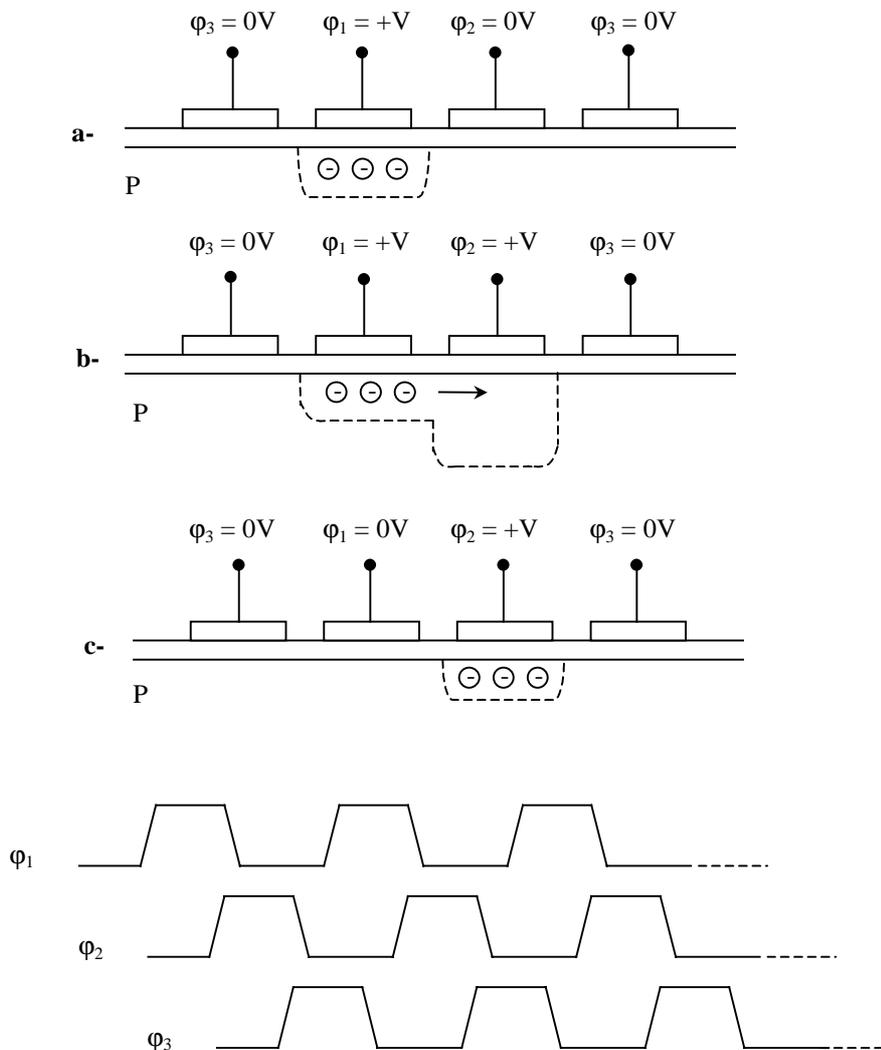


Figure I.10 : transfert de charges, déroulement et chronogramme de base (d'après [Bur87]).

Figure I.10-c : à la fin de l'impulsion sur la première électrode le transfert est effectué et les charges se retrouvent stockées sous la seconde électrode.

On réitère ce même enchaînement pour le transfert suivant.

I.3.3.2 Nombre de phases

Le transfert décrit au paragraphe I.3.3.1 peut être généralisé à un nombre de phases supérieur ou égal à deux (couramment entre deux et quatre). Dans le cas particulier des CCD à deux phases, le sens du transfert est contrôlé par modulation du dopage ou de l'épaisseur d'oxyde sur la largeur de l'électrode [Bar75] (voir I.3.2.1).

I.3.3.3 Calcul du taux de transfert des charges

Le transfert des charges est commandé par deux phénomènes [Def79] [Bar75] [Sze81] : la diffusion et le courant d'entraînement. Le processus d'entraînement est issu à la fois du champ auto-induit (dû à la non-uniformité de concentration de porteurs sous deux électrodes de potentiel identique) et du champ inter-électrodes (qui résulte de la différence de potentiel entre les électrodes). Dans la plupart des dispositifs, les courants d'entraînement sont prépondérants.

Plusieurs auteurs ont proposé des solutions analytiques au calcul du transfert des charges moyennant des approximations [Lee72] [Seq75]. Ce calcul est rendu difficile par le fait qu'il doit prendre en compte deux dimensions. Il apparaît que le champ auto-induit domine au début du transfert, et le champ inter-électrodes à la fin de celui-ci. On néglige pour l'instant les phénomènes de piégeage de charges.

En apportant des approximations, en particulier sur le profil de la quantité de charge stockée par unité de surface d'électrode, Lee et Heller [Lee72] démontrent que :

$$(I.18) \quad \frac{Q(t)}{Q(0)} = \frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}{1 + K \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right]}$$

$Q(t)$ est la charge totale par unité de surface sous l'électrode initiale à l'instant t après le début du transfert et $Q(0)$ la charge initiale. Dans cette expression,

$$(I.19) \quad K = \frac{Q(0)q}{2C_{ox}kTB}$$

$$(I.20) \quad \tau = \frac{4L^2}{\pi^2 D_n B}$$

$$(I.21) \quad B = 1 - \frac{2qLE_f}{\pi kt}$$

L est la distance entre deux points milieux d'électrodes consécutives, D_n la constante de diffusion des porteurs, E_f est le champ électrique inter-électrodes (« fringing field » en anglais).

Pour $t \ll \tau$, on peut retrouver des expressions plus classiques avec des hypothèses plus restrictives :

$$(I.22) \frac{Q(t)}{Q(0)} \approx \frac{t_0}{t + t_0}$$

avec :

$$(I.23) t_0 = \frac{\tau}{K} = \frac{8L^2 C_{ox}}{\pi^2 \mu_n Q(0)}$$

Le champ inter-électrodes n'intervient pas.

Lorsque t est suffisamment grand :

$$(I.24) \frac{Q(t)}{Q(0)} = \frac{1}{1 + K} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

et le champ inter-électrodes est prédominant.

I.3.4 Notion d'inefficacité de transfert

Cette notion permet de quantifier la capacité du CCD à transférer correctement un paquet de charges depuis le point de génération jusqu'au circuit de sortie. La grandeur "inefficacité de transfert" ou CTI (Charge Transfert Inefficiency) est définie comme le rapport de la quantité de charges encore sous l'électrode à la fin du cycle de transfert sur la quantité de charges initiale, et doit donc être la plus faible possible. On parle aussi d'efficacité de transfert (CTE) définie ainsi : $CTE = 1 - CTI$.

Des résultats de calculs présentés en I.3.3.3, on déduit que la fréquence de transfert et les paramètres technologiques auront une grande importance sur le CTE. Si dans la nanoseconde qui suit le début du transfert plus de 99 % des charges sont passées d'une électrode à l'autre, le champ interélectrodes, donc les potentiels appliqués et leur dimension auront de l'importance sur le déplacement des derniers électrons. Une solution pour augmenter ce champ consista à réduire les dimensions des électrodes.

Même si, en pratique, on apporte un soin particulier aux formes d'onde des phases pour opérer un transfert optimal, les dispositifs actuels ont des fréquences maximales de l'ordre de quelques dizaines de MHz.

Un autre mécanisme qui limite l'efficacité de transfert est l'ensemble des phénomènes de piégeage [Def79] [Bar75], à l'interface Si-SiO₂ principalement, mais aussi dans le volume du semiconducteur. Les pièges dont le niveau énergétique est profond et dont la constante de temps d'émission est supérieure à la période d'horloge $1/f_c$ sont susceptibles de capturer des charges et de les libérer trop tard pour qu'elles puissent réintégrer le paquet de charges dont elles sont issues. Elles sont donc perdues par ce paquet de charges, ce qui contribue à limiter l'efficacité de transfert. Un palliatif consiste à remplir en permanence les zones de stockage avec une charge minimale (typiquement de l'ordre de 10% la charge utile maximum) qui maintient les pièges saturés. Ceci sera au détriment de la dynamique du capteur d'image. Nous reviendrons en II.4.7 sur les types de défauts susceptibles de dégrader le CTE.

I.4 Le circuit de lecture

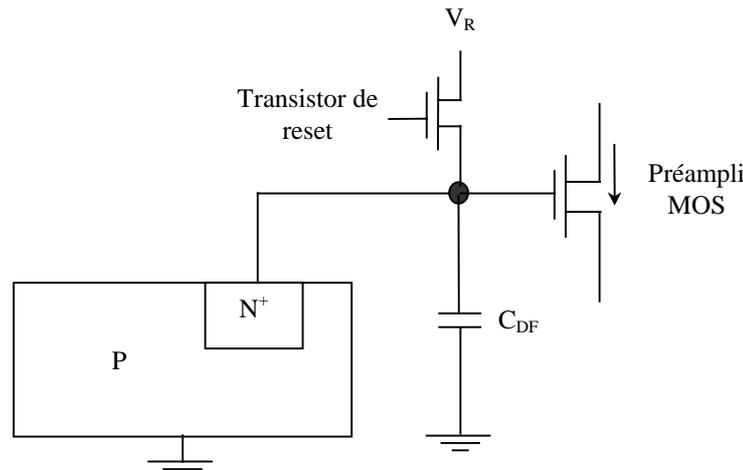


Figure I.11 : Circuit de sortie d'un CCD.

Il se compose généralement d'une diffusion flottante qui sert de capacité de sortie. La charge apportée par le registre de transfert est convertie en signal tension et pré-amplifiée par un transistor MOS (Figure I.11). Le rapport charge-tension est appelé facteur de conversion α , exprimé en $\mu\text{V}/e^-$. L'évacuation du paquet de charge est assurée par un transistor de reset.

Par la suite, le terme de CCD sera généralisé à l'ensemble des pixels, du ou des CCD et du ou des systèmes de lecture.

I.5 Les CCD capteurs d'images

I.5.1 Différents types de composants CCD

A partir du dispositif de base décrit plus haut ont été développés de nombreux types de composants qui se distinguent par leurs applications, leur organisation ou encore leur technologie.

Nombre de phases : après avoir écrit qu'il variait usuellement de deux à quatre, nous approfondiront par la suite le cas des CCD à trois phases.

Technologie des électrodes : le dispositif de Boyle et Smith comportait trois phases et un seul niveau d'électrodes. Depuis, afin de résoudre les problèmes liés à l'espacement interélectrodes (taille de la cellule, court-circuit, contrôle du potentiel...), l'évolution technologique a abouti à la mise au point de dispositifs à plusieurs niveaux d'électrodes [Col73] [Ber74] [Moh76], un ou plusieurs niveaux recouvrant partiellement les niveaux inférieurs et la séparation étant souvent obtenue par l'utilisation d'oxydes épais.

Organisation du dispositif [Def79] : le CCD peut se présenter sous la forme d'une barrette photosensible, on parle également de CCD linéaire, séparée physiquement du dispositif de transfert constitué d'un ou plusieurs registres de transfert (Figure I.1). Les CCD en matrices, à transfert de trame ou interligne, se caractérisent par une surface

photosensible. Ils sont présentés en détail dans les paragraphes suivants.

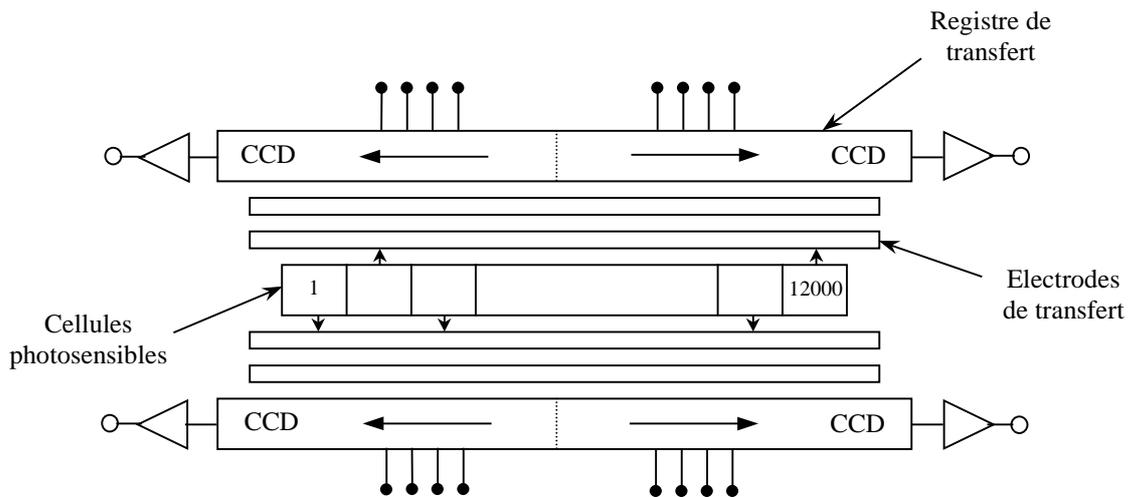


Figure I.12 : Organisation du CCD linéaire TH7834C Thomson.

Dans les systèmes capteurs d'images, les structures MOS possèdent des grilles semi-transparentes (en polysilicium) et permettent à la lumière de venir créer des paires électron-trou dans le semiconducteur.

I.5.2 Les matrices CCD

Il existe deux types d'organisations de matrices les plus courantes, les matrices à transfert interligne et les matrices à transfert de trame (Figure I.13).

Le principe d'un dispositif à transfert interligne est de transférer les charges photo générées au niveau des barrettes photosensibles dans des colonnes opaques qui sont des registres à décalage débitant dans un registre de transfert de sortie.

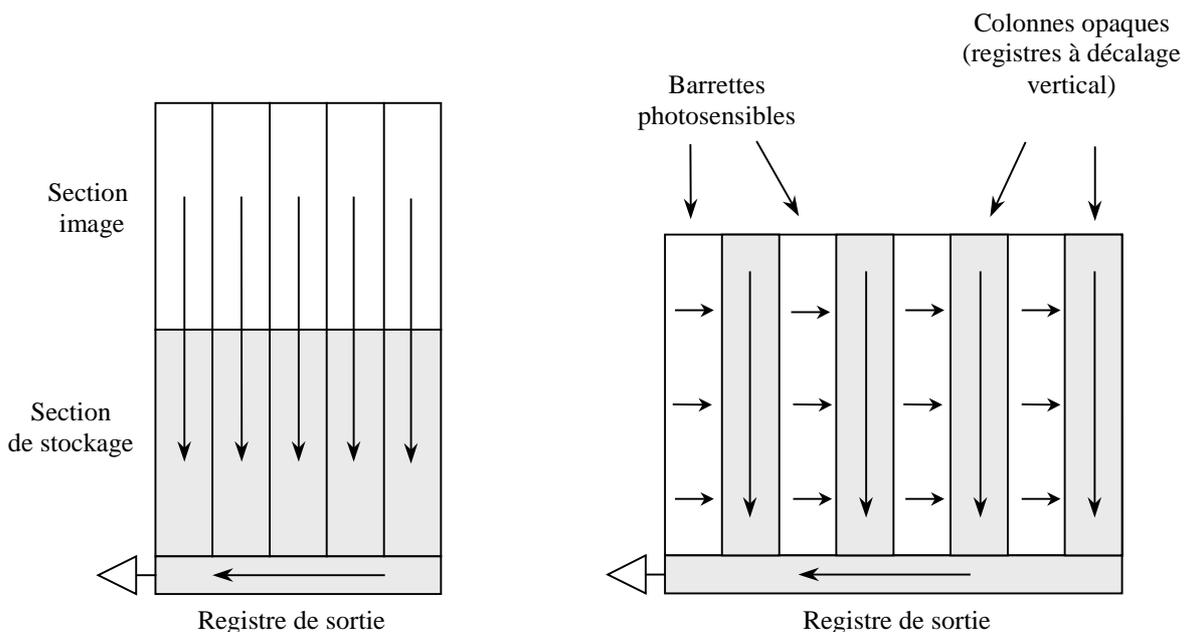


Figure I.13 : Matrices à transfert de trame et à transfert interligne.

Dans un dispositif à transfert de trame, les charges générées sont transférées très rapidement depuis une zone image vers une zone de stockage de même taille située sur la même puce. La lecture se fait ligne par ligne dans un registre de sortie, pendant que l'image suivante est intégrée. Nous avons effectué des expérimentations sur un composant EEV47-20 de chez EEV qui appartient à cette catégorie, c'est pourquoi nous allons à présent nous y intéresser plus en détail.

I.5.3 Les matrices à transfert de trame

L'organisation d'une matrice à transfert de trame est détaillée sur la Figure I.14 [Bur87].

Le dispositif est constitué d'un certain nombre de colonnes de transfert de charges formées d'une succession verticale d'électrodes et délimitées par des colonnes d'isolation. Un élément photosensible est donc constitué de trois électrodes polarisées φ_1 , φ_2 et φ_3 , bordées par des "channel-stop".

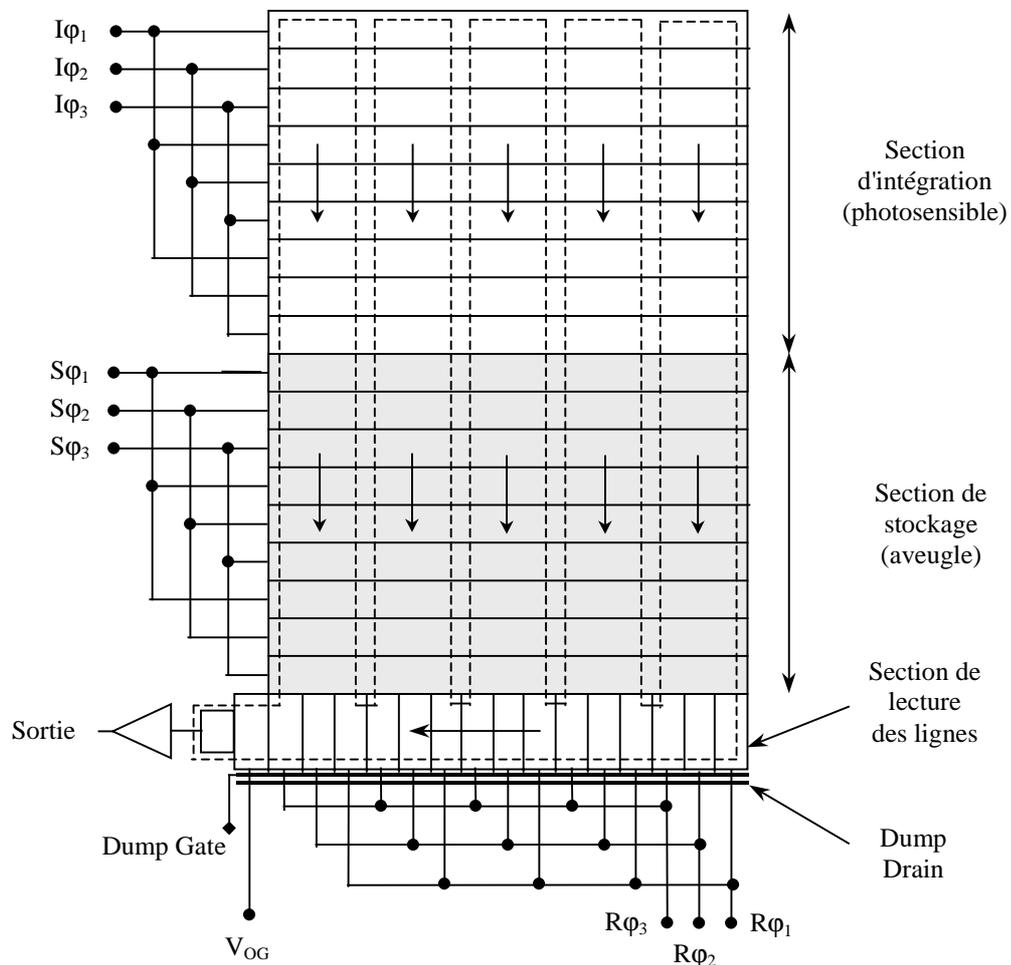


Figure I.14 : Organisation d'un CCD en matrice à transfert de trame à trois phases et une sortie (d'après [Bur87]).

Les électrodes sont divisées en deux sections : la section d'intégration (zone image) et la section de stockage. La section de lecture est constituée d'un registre à décalage qui débite dans un circuit amplificateur de sortie. Ce circuit est isolé de la section de

lecture par l'intermédiaire d'une grille de sortie (Output Gate) polarisée à la valeur constante V_{OG} . Les sections de stockage et de lecture sont rendues aveugles par un masquage opaque. Pendant l'intégration on polarise les électrodes (une ou deux électrodes parmi les trois, voir plus loin à propos de l'entrelacement de 2) afin de collecter les charges photogénérées.

Une fois le temps d'intégration écoulé, les charges collectées sont transférées dans la zone de stockage par l'intermédiaire des phases $I\phi$ et $S\phi$ (voir I.3.3 pour le détail du mécanisme de transfert). Bien sûr la zone photosensible est toujours exposée pendant le transfert, et le temps de transfert doit être assez court pour minimiser l'influence de cette exposition.

Les charges photogénérées sont donc déplacées en bloc jusque dans la section de stockage, après quoi l'intégration de la trame suivante peut commencer.

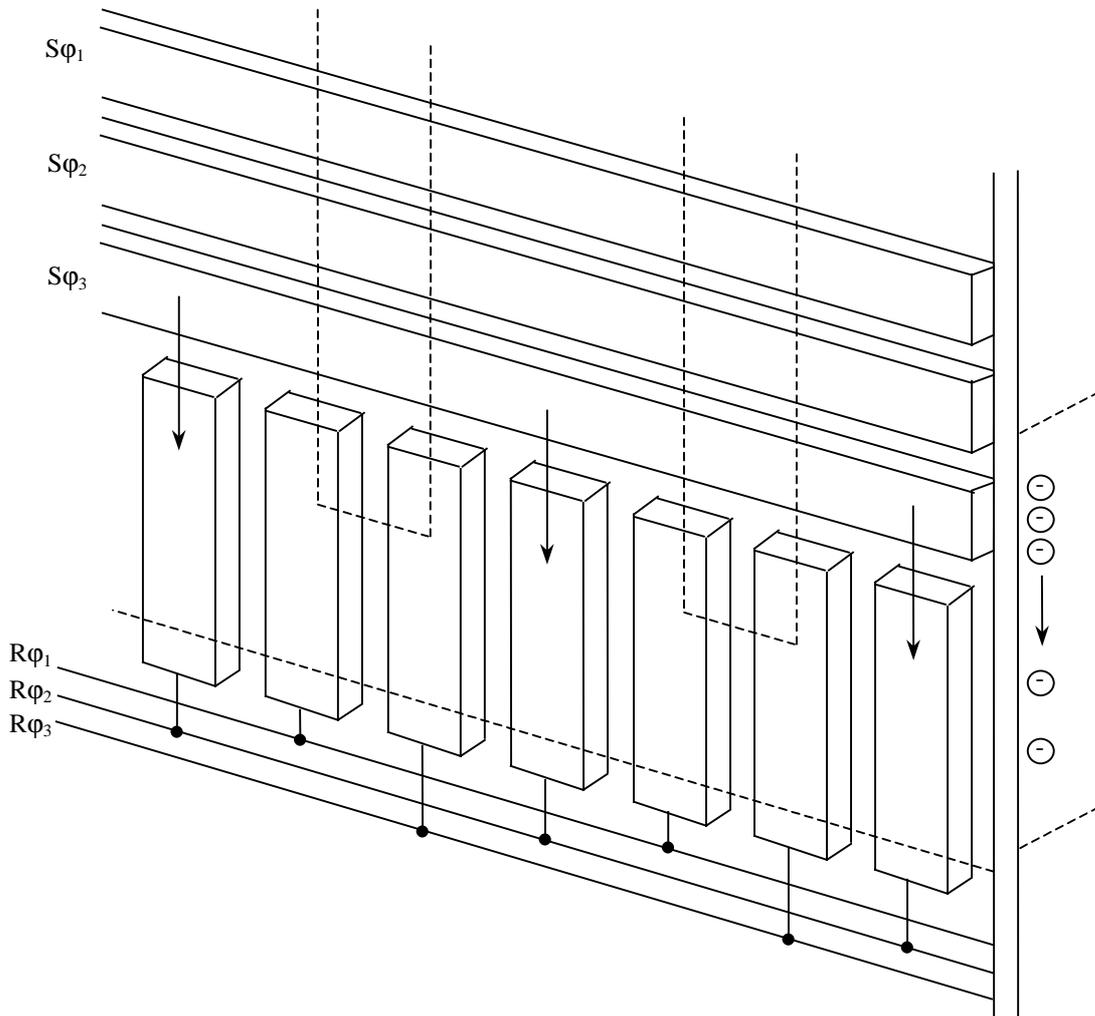


Figure I.15 : transfert des charges de la section de stockage dans le registre de sortie (d'après [Bur87]).

Il s'agit à présent d'introduire ligne par ligne les charges dans le registre de sortie et de procéder à la lecture (Figure I.15). La séquence de lecture d'une ligne consiste, à la fin du dernier cycle d'impulsions $S\phi$, à polariser une des phases $R\phi$ ($R\phi_2$ sur la Figure I.15) afin que les charges effectuent de façon parallèle le transfert $S\phi_3 \Rightarrow R\phi_2$. A ce niveau l'application sur une grille située le long du registre (dump gate) d'un potentiel adéquat permet le transfert rapide des charges vers un drain (dump drain) et

donc l'élimination éventuelle de charges parasites ou qu'on ne désire pas lire : c'est le "dump". Le transfert en série des charges vers le circuit de sortie a ensuite lieu par applications successives de cycles de lecture $R\phi$. Ce processus est ainsi répété pour chaque ligne de la section de stockage.

L'entrelacement de 2 requis pour le fonctionnement vidéo est obtenu grâce au procédé suivant : le principe est de lire alternativement deux champs d'image, le premier champ étant obtenu en collectant les charges situées sous les électrodes d'une phase sur les 3, $I\phi_1$ par exemple, et le second en collectant les charges situées sous $I\phi_2$ et $I\phi_3$. Pendant qu'on intègre les photo-électrons d'un champ dans la zone photosensible, on lit les charges ligne à ligne de la partie mémoire correspondant au champ précédent.

Chaque triplet d'électrodes se comporte donc comme s'il était constitué de deux éléments photosensibles juxtaposés, et le nombre de lignes vidéo pour une image est le double du nombre de lignes stockées dans une trame. Il faut donc lire deux trames pour reconstituer une image, et une fréquence de lecture de 50 trames par secondes donne une image toutes les 40 ms.

I.6 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de rappeler les principales règles de fonctionnement des CCD. Les structures sont variables : l'organisation en barrette ou en matrice est possible ; le pixel est constitué de photodiodes ou de photoMOS et les registres de transfert sont à canal de surface ou enterré, avec un nombre variable de phase. Nous allons par la suite appliquer des contraintes radiatives sur différents types de CCD : des barrettes à photodiode d'une part (Kodak et Sony) et une matrice à transfert de trame d'autre part (EEV). Nous décrirons plus complètement ces composants au paragraphe III.1.

Chapitre II Effet des rayonnements ionisants sur les CCD

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter les différentes sources de particules énergétiques constituant l'environnement spatial. Puis, nous rappelons leur mode d'interaction avec les composants électroniques, avant d'aborder les conséquences sur le fonctionnement des CCD.

II.1 L'environnement radiatif spatial

En environnement spatial, l'électronique embarquée est soumise à différents types de rayonnements dont les caractéristiques (énergie et nature), l'origine et la répartition dans l'espace sont très variables.

Les rayonnements en milieu spatial ont deux origines principales :

- **Le rayonnement cosmique** : il est constitué d'ions totalement ionisés d'énergie inférieure à 10^6 MeV. Les protons et l'hélium représentent la grande majorité de ce type de rayonnement même si pratiquement tous les autres éléments de la table périodique y sont représentés. Il n'existe pas de moyen efficace pour écranter des rayonnements d'une telle énergie mais leur flux est suffisamment faible pour ne pas entrer dans les calculs de dose.
- **Les particules solaires** : elles peuvent être des protons, des électrons ou des ions lourds. Les particules interagissent avec le champ magnétique terrestre qui les accélère jusqu'à des énergies de 10 MeV pour les électrons et quelques 100 MeV pour les protons. Il se forme ainsi des **ceintures de radiation** qui ont un rôle majeur dans la dégradation en orbite des composants électroniques. Les particules solaires ont plusieurs origines :
 - **Le vent solaire** : constitué pour l'essentiel d'électrons, de protons et d'ions d'hélium d'énergie inférieure à 100 keV. De par leur faible énergie, ces particules sont très rapidement arrêtées et n'arrivent pas au contact des composants.
 - **Les éruptions solaires** : elles peuvent être de deux types. Les éruptions riches en protons qui ont un spectre d'énergie pouvant aller jusqu'à une centaine de MeV, et les éruptions à ions lourds qui ont un spectre allant de quelques dizaines à quelques centaines de MeV. Si le spectre est moins dur que pour le rayonnement cosmique, le flux peut être en revanche 100 à 1000 fois plus important pour une mission donnée.

On distingue finalement trois types de radiations (Figure II.1) :

- Les particules à fort flux mais de faible énergie et donc faciles à arrêter.
- Les particules qui ont un flux et une énergie intermédiaire.
- Les particules de très forte énergie mais dont le flux très faible implique une interaction peu probable.

Les particules de la catégorie intermédiaire, nombreuses et difficiles à arrêter, sont bien entendu les plus contraignantes pour l'électronique embarquée.

Ces particules primaires interagissent avec la matière en créant divers types de rayonnements secondaires dont les plus importants compte tenu de leurs effets sur les composants sont :

- **Les gamma de freinage** (Bremsstrahlung) induits par le ralentissement des électrons dans la matière.
- **Les noyaux de recul** produits par réaction nucléaire et responsables pour partie des effets singuliers.

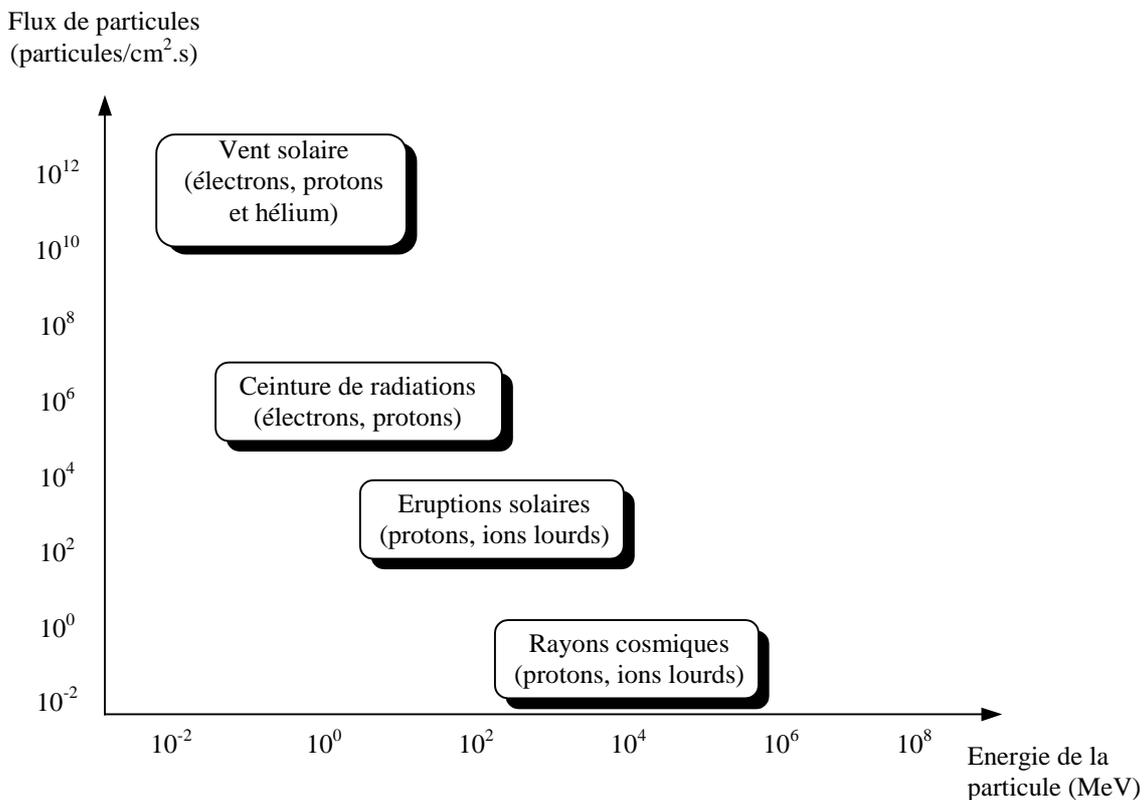


Figure II.1 : Description des différentes composantes de l'environnement radiatif spatial.
Variation des flux de particules en fonction de leur énergie.

II.2 L'interaction rayonnement-semiconducteur

L'interaction entre les particules énergétiques et les semiconducteurs consiste en un transfert d'énergie de l'un vers l'autre. Elle se traduit par l'ionisation du matériau cible ou le déplacement voire l'éclatement des noyaux qui le constituent.

II.2.1 Ionisation

Principalement deux processus physiques sont possibles suivant le rayonnement incident :

- Les protons et les électrons fortement énergétiques éjectent des électrons secondaires (rayonnement δ) dans une direction orthogonale à la trace. Ce rayonnement δ est ralenti à son tour et crée des paires électron-trou. Le processus est analogue pour les ions lourds. Il s'ensuit une trace ionisée le long du parcours de la particule dans le matériau. La densité des charges et le diamètre d'ionisation dépend de l'énergie et de la nature de la particule.
- Les photons γ issus du rayonnement de freinage perdent leur énergie par effet Compton, qui produit un électron ayant une certaine énergie et un photon ayant l'énergie complémentaire. En fin de parcours, le photon est absorbé par effet photoélectrique. L'exposition à ces rayonnements est à l'origine d'un dépôt de dose dans le semiconducteur.

II.2.1.1 Traces ionisées

La densité de charge créée et le diamètre d'ionisation dépendent de l'énergie et de la nature de la particule, ainsi que de la quantité d'énergie ionisante qu'elle dépose par unité de longueur dans le matériau, appelé pouvoir d'arrêt et caractérisée par la grandeur L.E.T (Linear Energy Transfer). Si ρ est la masse volumique du matériau et E l'énergie de la particule incidente se déplaçant sur un axe x , alors :

$$(II.1) \text{ LET} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \text{ en MeV.cm}^2/\text{mg}$$

II.2.1.2 Dépôt de dose

Le transfert d'énergie ionisante du rayonnement incident vers le matériau est appelé dépôt de dose. La dose absorbée D dépend fondamentalement du milieu considéré. Elle n'a de sens que dans un matériau défini. On parle alors de dose (Si), dose (air) ou dose (eau). Pour les équipements embarqués, l'ordre de grandeur typique de débit de dose est de 10^{-3} à 10^{-5} Gy(Si)/h. La production d'électrons secondaires étant sensiblement équivalente dans les deux matériaux, la dose silice ou silicium est utilisée indifféremment sous le terme de dose (Si).

Le nombre de paires électron-trou généré par irradiation par unité de volume, N_p , est directement proportionnel à la dose :

$$(II.2) N_p = g_0 D$$

g_0 est appelé taux de génération (Tableau II.1). Il dépend de la masse volumique ρ du matériau cible et de l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou E_{e-t} :

$$(II.3) g_0 = 6,25 \cdot 10^{15} \frac{\rho}{E_{e-t}}$$

Une loi expérimentale [Rot73] a été vérifiée pour déterminer E_{e-t} en fonction de la largeur de la bande interdite E_g du matériau :

$$(II.4) E_{e-t} = 2,67 E_g + 0,87$$

Matériau	E_{e-t} (eV)	g_0 (cm ⁻³ Gy ⁻¹)
Silicium	3,6	4,0 10 ¹⁵
SiO ₂	18	8,2 10 ¹⁴
Arséniure de gallium	4,8	7,0 10 ¹⁵
Germanium	2,8	1,2 10 ¹⁶

Tableau II.1 : Energie d'ionisation et taux de génération de paires électron-trou pour différents matériaux à bande interdite.

II.2.2 Interaction proton-noyau

En milieu spatial, ce sont principalement les protons qui sont susceptibles de donner naissance à des déplacements en nombre conséquent. La contribution des électrons selon les mêmes principes intervient dans une moindre mesure. Pour cette raison, l'accent est mis sur l'étude des irradiations aux protons et de leurs conséquences. Ce phénomène a été synthétisé par Summers [Sum92].

La majeure partie de l'énergie cédée au silicium par les protons est ionisante et provoque un effet de dose (voir II.5). Cependant, environ un millième de cette énergie concerne des événements non ionisants, principalement issus d'une interaction proton-noyau de silicium.

II.2.2.1 Interactions élastiques

Deux composantes sont regroupées sous cette dénomination : l'**interaction coulombienne** ou de Rutherford est causée par la répulsion électrique de charges de même signe (proton et noyau). L'énergie typiquement transférée au silicium est relativement faible par rapport à l'**interaction élastique nucléaire**, plus apparentée à un choc noyau-silicium.

II.2.2.2 Interaction inélastique nucléaire

Elle est possible dès lors que le proton incident à une énergie suffisante, de l'ordre de 10 MeV. Elle s'opère en deux étapes :

- La phase de collision intranucléaire, pendant laquelle le projectile cède son énergie par chocs avec les protons et neutrons du noyau,
- La phase d'évaporation, pendant laquelle le noyau se déséxite en émettant une ou plusieurs particules légères, qui peuvent être des protons, des neutrons, des particules α ou des sous-structures comme les deutons ou les tritons.

L'énergie cinétique n'est pas conservée. Elle représente la contribution majoritaire de la section efficace des interactions nucléaires.

II.2.2.3 Section efficace d'interaction

Elle correspond à la probabilité d'apparition de l'interaction et a la dimension d'une surface (rapport du nombre d'interactions par la fluence en particules incidentes par unité de surface). On peut distinguer la section efficace d'interaction élastique σ_{el} , inélastique σ_{inel} ou globale σ . Le nombre moyen N d'interactions dans un volume V après dépôt d'une fluence Φ (particules/cm²) est donnée par [Dal93] :

$$(II.5) N = \Phi \sigma V \rho \frac{N_0}{A}$$

où ρ la densité du silicium, N_0 le nombre d'Avogadro et A la masse atomique du silicium.

II.2.2.4 Conséquence des interactions proton-noyau

Si l'énergie transmise est supérieure à 21 eV, l'atome peut être déplacé de sa position au sein du réseau cristallin. La place laissée vacante est appelée lacune, tandis que l'atome déplacé se retrouve en position interstitielle. La paire constituée par la lacune et l'atome déplacé est appelée paire de Frenkel [Sum92].

Si l'énergie cédée est grande, l'atome qui a interagi avec le proton (couramment appelé PKA : Primary Knock-on Atom) est ralenti en cédant une partie de son énergie par ionisation. Il peut à son tour déplacer d'autres atomes de silicium (par répulsion coulombienne).

Il se forme ainsi une cascade d'événements et la création de grappes de déplacements. Le volume de ces grappes et la densité des défauts dépend de l'énergie du PKA et du type d'interaction. On distingue les défauts ponctuels, les amas et les gros défauts dilués suivant la dimension de la zone perturbée et la densité d'atomes déplacés dans cette zone (Tableau II.2).

Toutefois, il apparaît des guérisons rapides qui peuvent intervenir à l'issue de la création d'un certain nombre de défauts. Environ 90% des paires de Frenkel se recombinent dans la minute, de par leur mobilité. Les défauts permanents sont plus généralement des doubles lacunes ou divers arrangements de lacunes et d'impuretés. Ils vont donner naissance à des états d'énergie dans la bande interdite du semiconducteur.

A chaque type d'interaction (élastique ou inélastique) pour une énergie de proton incident donnée, correspond un spectre de section efficace en fonction de l'énergie de noyau de recul.

Energie cinétique initiale de l'atome primaire T_r (keV)	Dimension de la zone perturbée R (10^{-10} m)	Densité d'atomes déplacés dans la zone perturbée η_d (cm^{-3})	Classification de la zone perturbée
$T_r < 1$	$R < 30$	$\eta_d > 10^{22}$	Défaut ponctuel
$1 < T_r < 50$	$30 < R < 1,2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{17} < \eta_d < 10^{22}$	Amas
$T_r > 50$	$R > 1,2 \cdot 10^3$	$\eta_d < 5 \cdot 10^{17}$	Gros défaut dilué

Tableau II.2 : Classification du défaut créé par un atome primaire (PKA) d'énergie cinétique initiale T_r dans un cristal de silicium [Ger69].

II.2.2.5 Notion de NIEL

La part de l'énergie de la particule incidente perdue par création de déplacements est appelée NIEL (Non Ionizing Energy Loss). Elle dépend directement de la section efficace et de l'énergie moyenne de recul des interaction élastique et inélastique du PKA.

En première approximation, on l'estime par [Sum92] :

$$(II.6) \text{ NIEL} = \frac{N}{A} (\sigma_e T_e + \sigma_i T_i)$$

- N : nombre d'Avogadro,
- A : masse atomique,
- σ : section efficace élastique (e) ou inélastique (i),
- T : énergie moyenne de recul du PKA.

Des calculs plus précis tiennent compte de l'angle de la collision mais leur étude sort du cadre de ce document.

Le NIEL s'exprime dans une unité identique au LET. Le résultat des calculs pour des protons ou des électrons incidents d'énergie comprise entre 1 et 1000 MeV dans le silicium est visible sur la Figure II.2.

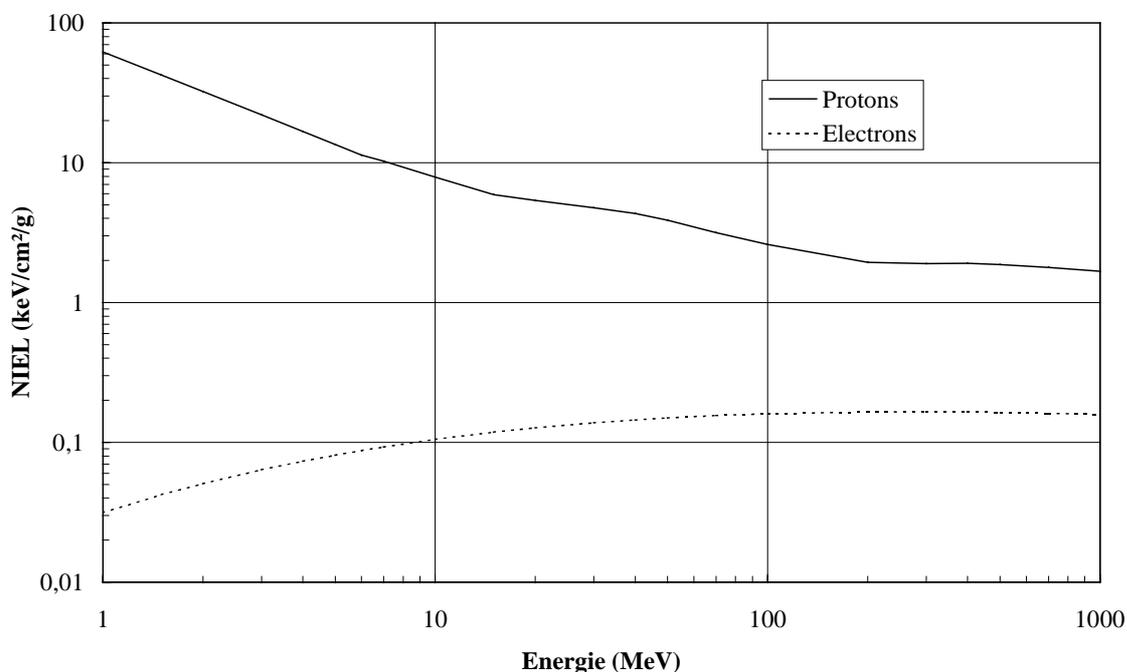


Figure II.2 : Profil du NIEL en fonction de l'énergie du proton ou de l'électron incident [Sum92].

Notons la décroissance du NIEL avec l'énergie du proton même si la section efficace des chocs inélastiques et l'énergie moyenne de recul augmentent.

II.2.3 Synthèse

Les particules à l'origine des interactions décrites ci-dessus sont classifiées dans le Tableau II.3. On peut voir qu'un type de particules engendre plusieurs modes de dépôts d'énergie, avec des proportions variables en fonction notamment de l'énergie du rayonnement.

La grande variété du milieu spatial, tant sur le plan du type de particules que sur leur énergie, a plusieurs effets sur l'électronique. Sur un composant CCD, on distingue habituellement trois catégories : les événements singuliers, les effets de déplacement, et

l'effet de dose. Nous allons par la suite développer les conséquences des interactions rayonnement-matière sur les CCD.

Particules	Effet de dose	Déplacements	Traces ionisées
Protons	Forte contribution	Forte contribution (Flux fort)	LET faible Contribution indirecte par choc avec les atomes du semiconducteur
Électrons	Forte contribution	Faible contribution	Sans effet
Rayonnement cosmique	À l'échelle d'une cellule (micro-dose) Flux faible	En fin de parcours Flux faible	Forte contribution
Rayonnement secondaire (γ , neutrons, noyaux de recul...)	Forte contribution des photons γ	Contribution des neutrons	Contribution des neutrons indirecte par choc avec les atomes du semiconducteur

Tableau II.3 : Rôle des particules dans les effets sur les composants électroniques.

II.3 Les événements singuliers

Dans un CCD, une ionisation intense peut saturer le puits de potentiel d'un pixel, les charges excédentaires s'étalant sur les pixels voisins, ce qui se traduit par une tâche sur l'image : c'est le phénomène de "blooming" (éblouissement). Il advient également lorsque les pixels ont été surexposés à la lumière. Des drains anti-blooming, isolant les colonnes des matrices à transfert de trame, ont été réalisés, mais le phénomène de blooming n'a pas été supprimé complètement.

Contrairement aux composants numériques, comme les mémoires, pour lesquels une quantité de charge minimale est requise pour aboutir au basculement logique, toute charge générée par la particule ionisante dans ou à proximité d'un puits de potentiel d'un CCD peut se transformer en charge utile. Dans ces conditions, le seuil est celui de la résolution de l'étage de sortie, c'est à dire très faible (de l'ordre de quelques $\mu\text{V}/e^-$). On ne parlera pas de LET seuil, en-dessous duquel il n'y a pas d'événements. T. S. Lomheim [Lom90] a plus particulièrement étudié les phénomènes transitoires sur les CCD induits par protons et ions lourds.

II.3.1 Cas des protons

Les protons ont un LET très faible (de l'ordre de $10^{-2} \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$). L'interaction avec le CCD provoque en général l'éclaircissement de quelques pixels et un éblouissement limité. Le nombre précis des pixels concernés dépend de leur capacité, de l'énergie du proton (donc de son LET), du trajet dans le composant et de l'angle d'incidence. En fait, la quantité totale de charges collectée est directement liée au trajet du proton parcouru dans les régions de collection. L'angle d'incidence est un moyen d'augmenter ce parcours. Cette remarque suppose que le LET du proton est constant sur toute cette traversée, ce qui est le cas au vu de leur forte énergie (plusieurs MeV) et de leur faible LET. La majeure partie des charges générées dans les régions de collections semblent être capturées, ce qui suppose une recombinaison en faible proportion.

Un exemple numérique [Lom90] sur des CCD Kodak KAF-1400 (1035 par 1320 pixels de $6,8 \times 6,8 \times 3 \mu\text{m}^3$) irradiés par des protons de 17 MeV avec un angle de 70° par rapport à la normale montre qu'en moyenne 55000 électrons sont collectés sur une dizaine de pixels lorsqu'un proton traverse le composant.

L'interaction directe entre le proton et le silicium n'affecte guère que les composants optiques comme les CCD pour l'apparition d'événements singuliers, à cause de leur faible LET. Cependant, les protons peuvent interagir avec les atomes de Silicium par réaction nucléaire (élastique ou inélastique) ou interaction coulombienne (voir II.2.2) en leur cédant une part de leur énergie. Les atomes déplacés et accélérés sont susceptibles de déposer des charges dans les régions de collection. On peut alors considérer une interaction CCD-ion lourd.

II.3.2 Cas des ions lourds

Le LET des ions lourds est typiquement de l'ordre de 1 à 100 MeV cm^2/mg , soit plusieurs ordres de grandeur au-dessus du LET des protons. L'ionisation beaucoup plus intense qui en découle provoque un large éblouissement. Les électrons créés dans les zones de collection vont s'étaler sur les pixels voisins. Dans le cas de CCD à transfert de trame, la direction privilégiée pour cet éparpillement est celle de l'écoulement des charges vers le registre de sortie, soit sur les colonnes [Lom90]. Deux raisons sont invoquées. D'une part le déplacement des charges dans cette direction favorise une traînée, par le biais de l'inefficacité de transfert et du piégeage des charges par les défauts du semiconducteur. D'autre part, même si leur efficacité n'est pas totale, les « channel stop » forment une barrière à un écoulement horizontal.

Pour un angle d'incidence différent de la normale, la tache des pixels éblouis s'agrandit puisque, comme pour les irradiations aux protons, le parcours des ions dans les zones de collection est augmenté. Dans ce cas, le parcours moyen de l'ion qui, de par son LET fort, est plus faible n'est pas forcément constant sur la zone sensible.

Comme pour les protons, l'interaction rayonnement-matière peut avoir lieu dans le pixel ou dans le registre de sortie. Sur une matrice CCD, la différence est difficilement observable. La distinction est très nette sur un CCD linéaire pour lequel, par exemple, les pixels pairs et impairs ne sont pas dirigés vers la même sortie (voir I.5.1). Si on reconstitue « l'image » linéaire :

- L'événement dans un pixel a la même allure que dans un CCD en matrice c'est à dire qu'il affecte des cellules contiguës.
- L'événement dans le registre à décalage affectera en sortie un pixel sur deux.

II.3.3 Synthèse sur les événements singuliers

Les protons et les ions lourds sont les sources majeures de génération de charges parasites dans les pixels des CCD. A cause de la différence de LET, les protons engendrent l'apparition de points blancs sur une image, alors que les ions lourds peuvent provoquer la saturation de plusieurs pixels. Dans les deux cas, les charges sont éliminées après une ou quelques lectures du CCD et n'ont que peu d'effet permanent. Leur apparition est cependant perturbante à cause de la diminution de la qualité de l'image qu'elle engendre. En particulier, la fréquence d'occurrence est un paramètre

important Dans le cas d'applications de senseurs stellaires, un grand nombre de points blancs parasites peut perturber les logiciels de reconnaissance. Cette condition peut être obtenue lors de la traversée de l'anomalie de l'Atlantique Sud en orbite basse (LEO pour « Low Earth Orbit » en anglais), la traversée des ceintures de Van Hallen en orbite de transfert (GTO pour « Geostationary Transfer Orbit » en anglais) et plus généralement lors d'éruptions solaires (augmentation significative des protons de forte énergie).

II.4 Les effets de défauts

Les conséquences des déplacements sur les caractéristiques des CCD ont donné lieu à de nombreux travaux [Sro86] [Hop89] [Hop92] [Dal93] [Hop94] [Hop96].

II.4.1 Mécanismes de base

La création de défauts dans le semiconducteur a pour principale conséquence la création d'états d'énergie dans la bande interdite du silicium. Cinq mécanismes de base dont la prépondérance dépend du niveau d'énergie des défauts découlent de cette création [Sze81] [Vap90].

La *génération thermique* de paires électrons-trous est l'excitation d'un électron de la bande de valence sur le niveau de défaut, suivie immédiatement par l'excitation de cet électron sur la bande de conduction. C'est le mécanisme qui apparaît pour des niveaux proches du milieu de la bande interdite. Il domine lorsque la concentration des porteurs libres est inférieure au niveau d'équilibre, donc dans les volumes en déplétion des pixels.

La *recombinaison* de paires électrons-trous est la capture d'un électron ou d'un trou sur le piège, suivi de la capture de la charge de signe opposé avant libération de la première charge, ce qui engendre leur annulation. La durée de vie des porteurs minoritaires τ dépend du taux de recombinaison. C'est le paramètre physique le plus sensible.

Le *piégeage des porteurs* est la capture temporaire des porteurs sur le niveau de défaut avant leur libération sur la bande d'origine. Ce mécanisme provoque la réduction de la conductivité. Il concerne les niveaux d'énergie suffisamment proches des bandes pour que les porteurs puissent être captés ou libérés par activation thermique. Nous verrons en II.4.7 l'inefficacité de transfert est particulièrement sensible à la présence des pièges.

La *compensation* introduit des porteurs piégés de signe opposé aux majoritaires. Il s'ensuit une diminution de leur concentration et l'altération de la résistivité.

L'*effet tunnel* est courant dans les zones à forte courbure de bande ou de faible gap. Il est augmenté par la présence des défauts.

Dans les CCD, les phénomènes prépondérants sont la génération-recombinaison, le piégeage des porteurs et l'effet tunnel. Ils engendrent l'accroissement du courant d'obscurité, la dégradation de l'efficacité de transfert et de la durée de vie des porteurs minoritaires.

Schockley, Read et Hall ont développé une théorie statistique permettant d'exprimer l'évolution des paramètres électriques d'un semiconducteur en fonction des vitesses de génération ou de capture de porteurs par les pièges. L'application de cette

statistique aux CCD est proposée en annexe A.

II.4.2 Evolution de la dégradation du courant d'obscurité des CCD

A l'échelle d'un pixel, la génération thermique correspond à un courant sur l'ensemble de la surface photosensible. Ce courant est ramené à l'unité de surface en divisant sa valeur par la surface du pixel. Le courant d'obscurité est donc en fait une densité de courant généralement exprimée en nA/cm². Cette partie examine particulièrement l'évolution du courant d'obscurité dans les CCD sous l'effet d'une irradiation

II.4.2.1 Rôle de la fluence

Srouf [Sro79] a proposé le premier un modèle permettant d'estimer la dégradation de deux paramètres sensibles aux irradiations neutron : s la vitesse de génération en surface et τ la durée de vie des porteurs. Pour une irradiation monoénergétique, la loi d'évolution s'écrit comme suit :

$$(II.7) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{\Phi}{K_g}$$

$$(II.8) \quad s(\text{post}) = s(\text{pre}) + \frac{\Phi}{K_s}$$

Dans ces expressions, Φ est la fluence, τ_0 et τ sont la durée de vie avant et après irradiation respectivement, s est la vitesse de génération en surface avant (pre) et après (post) irradiation, K_g et K_s les facteurs de dégradation.

De (II.7) et (II.8) on déduit l'évolution du courant de génération thermique J_g par les expressions :

$$(II.9) \quad J_g = \int_0^{x_d} q|G|dx \approx q|G|x_d$$

$$(II.10) \quad G = -\frac{n_i}{2\tau_g} \text{ en volume}$$

$$(II.11) \quad G = -\frac{n_i s}{2} \text{ en surface}$$

soit finalement :

$$(II.12) \quad J_g = J_0 + \frac{qn_i\Phi}{2} \left[\frac{x_d}{K_g} + \frac{1}{K_s} \right] = J_0 + \frac{\Phi}{K_j}$$

La variation du courant d'obscurité est donc directement proportionnelle à la fluence pour une énergie donnée. Des études expérimentales ont confirmé cette loi théorique aux neutrons [Sro79]. Bien que les interactions soient différentes (interaction coulombienne, charge électrique...), cette loi est également vérifiée et usitée lors des irradiations aux protons [Sro86] [Dal89].

Il est important de préciser que les valeurs de coefficient de dégradation calculées

dans les références sont la moyenne des valeurs sur tous les pixels. Cette remarque sera développée en II.4.3. De plus, le changement d'énergie des protons incidents entraîne un changement de coefficient (le NIEL change).

II.4.2.2 Rôle du NIEL

Des études menées sur des transistors 2N2222A [Sum87] ont porté sur l'évaluation du coefficient de dégradation pour différentes énergies de protons incidents. Pour ces transistors bipolaires, où l'on surveille le gain en courant, ce coefficient K est défini par :

$$(II.13) \frac{1}{h_{fe}(0)} = \frac{1}{h_{fe0}(\Phi)} + K\Phi$$

$h_{fe}(0)$ et $h_{fe}(\Phi)$ sont les gains à fluence nulle ou Φ respectivement.

Il ressort que la variation de K est linéaire avec le NIEL. En conséquence, comme le NIEL est proportionnel au nombre de défauts créés, il s'ensuit que le coefficient de dégradation est directement proportionnel à ce nombre de défauts. Leur répartition dans le volume sensible (défauts dilués, isolés ou amas) est sans conséquences sur les dégradations des paramètres électriques.

On peut toutefois s'attendre à des dérives par rapport à ce comportement linéaire lorsque le NIEL est très faible, c'est à dire proche du seuil de déplacement ou au contraire lorsque l'énergie du PKA est très forte et que la densité de défauts est grande.

II.4.2.3 Conséquences sur la prédiction

La proportionnalité entre le coefficient de dégradation, le NIEL et la fluence est importante lorsqu'il s'agit d'estimer la réponse d'un CCD soumis à un spectre de protons. Si le comportement à une énergie donnée (par exemple 10 MeV) et le spectre sont connus, alors la réponse du CCD au spectre est l'intégrale du spectre pondéré par le NIEL. Ceci est d'un grand intérêt pour l'étude des CCD en ambiance spatiale.

II.4.3 Effet statistique sur la valeur du coefficient de dégradation des CCD

Comme nous l'avons évoqué en II.4.2, le courant d'obscurité dans les régions déplétées des CCD (typiquement les pixels) est le paramètre le plus sensible aux irradiations proton. Si les résultats des études présentés jusqu'ici ont supposé que le facteur de dégradation a une valeur unique, il existe une dispersion à prendre en compte entre les pixels [Dal89]. Cette non uniformité de la dégradation peut être un problème lors des prédictions des dommages subits par un CCD embarqué.

Plusieurs phénomènes physiques sont à l'origine de cette dispersion.

- L'interaction proton-silicium, tout d'abord, puis l'énergie transmise au PKA et le nombre de déplacements qui en découlent sont des phénomènes aléatoires. C'est une première source de variation liée au processus de dépôt d'énergie non ionisante, donc au nombre de défauts initialement produits.
- Par la suite, un nombre variable de paires de Frenkel vont survivre à la recombinaison et migrer vers des défauts stables.
- La géométrie du composant irradié et son mode de fonctionnement sont également des sources d'augmentation de la variance. Nous verrons en II.4.4

comment la distribution du champ électrique a un rôle sur ce point.

- Enfin, un défaut stable peut émettre des paires électron-trou à un taux plus ou moins élevé, mais ce paramètre est généralement négligeable au vu des dimensions du volume sensible et du nombre de défauts dans ce volume.

II.4.3.1 Variance relative en fonction de la fluence

Dale et Marshall [Dal89] [Mar89] [Dal90] [Mar90] ont quantifié la variance du courant d'obscurité sur des composants à injection de charge (CID Charge Injection Devices) en utilisant la théorie de la microdosimétrie développée pour étudier les événements singuliers [Kel85].

On définit la quantité sans dimension V_T qui est une mesure de la fluctuation statistique du nombre de défauts stables et donc du courant d'obscurité mesuré pour un pixel donné :

$$(II.14) \quad V_T = \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^2$$

σ est l'écart type et μ la moyenne du courant d'obscurité sur les pixels d'un composant. V_T est appelée variance relative. Elle se calcule à partir de la variance d'un événement simple V_1 [Kel85] par la relation :

$$(II.15) \quad V_T = \frac{(V_1 + 1)}{N}$$

V_1 est la somme des variances relatives de tous les phénomènes qui contribuent à la dispersion du courant d'obscurité :

$$(II.16) \quad V_1 = V_R + V_C + V_E \dots$$

V_R , V_C et V_E sont les variances relatives dues au spectre de recul, à la cascade et à la distribution du champ électrique, qui sont les sources importantes de dispersion. N représente le nombre total d'interactions, tous types confondus, par pixel. Il dépend de la section efficace totale d'interaction, de la fluence et du volume de collection du pixel et suit une loi de Poisson.

Dale et Marshall [Dal89] ont comparé V_T mesuré suite à des irradiations aux protons de 12, 22 et 63 MeV et calculé en considérant que V_1 ne dépend que de V_R . La loi en $\frac{1}{\sqrt{N}}$ est clairement vérifiée sur la courbe $\frac{\sigma}{\mu} = f(\Phi)$ (voir Figure II.3) d'un point de vue qualitatif.

Quantitativement, l'extraction de V_T à partir des données expérimentales offre des résultats concordants avec les calculs aux protons de 12 et 22 MeV (10% d'erreur), ce qui montre que la contribution des autres paramètres, comme le champ électrique, est faible. On note une divergence des résultats pour les protons de 63 MeV (40% d'erreur) et les neutrons. L'explication possible de ces écarts pourrait être dans l'estimation de la part des réactions nucléaires inélastiques dans le calcul de V_R , lorsqu'on sait que leur contribution augmente avec l'énergie du proton et qu'elle est prépondérante lors des irradiations aux neutrons. En particulier, les modèles de calcul supposent que toute l'énergie du PKA est déposée dans le volume sensible, ce qui devient contestable pour les fortes énergies de PKA qui peuvent être issues de ce type d'interactions et

pour les volumes petits tels que ceux proposés dans les technologies récentes.

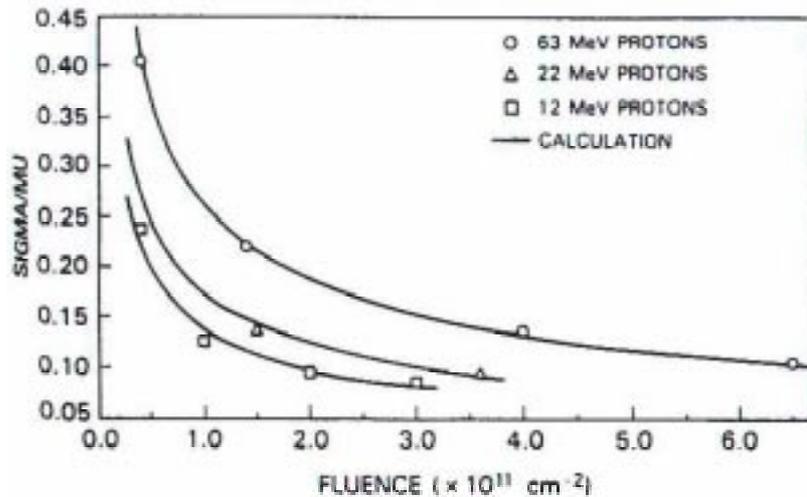


Figure II.3 : Variance relative V_T fonction de la fluence pour 12, 22 et 63 MeV [Dal89].

II.4.3.2 Répartition du courant d'obscurité à une fluence donnée

Même si les chocs inélastiques ont une section efficace de plusieurs décades inférieure à celle des chocs élastiques, l'énergie transmise est d'autant plus grande. D'un point de vue statistique, la répartition des courants d'obscurité sur l'ensemble d'un composant pour une fluence et une énergie de particule données est la conséquence de ces écarts. Elle n'est pas exactement une gaussienne, même si l'allure s'en rapproche [Mar90].

Aux fluences considérées (10^{10} à 10^{11} protons/cm²), les chocs élastiques sont à l'origine de plusieurs centaines à quelques milliers d'interactions par pixel (variable suivant leur dimension). Par exemple, il y a en moyenne 4000 interactions dans un volume de silicium de $1300 \mu\text{m}^3$ irradié aux protons de 12 MeV à la fluence de $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. La fonction de distribution est gaussienne [Mar90].

Pour l'exemple ci-dessus, en moyenne 1,8 chocs inélastiques au total sont attendus. La répartition du nombre de telles interactions sur l'ensemble de la matrice suit une loi de Poisson discrète. [Mar90] suppose que la fonction de distribution des chocs inélastiques suit une loi Gamma à deux dimensions.

En ajoutant à la fonction de distribution des chocs élastiques la contribution de 1 à 10 chocs inélastiques (par convolution des fonctions de distribution), puis en pondérant par la probabilité de Poisson associée, on obtient la fonction de distribution totale par la somme de toutes ces fonctions de répartition (voir Figure II.4). Cette méthode est inutile lorsque le nombre de chocs inélastiques est supérieur à 10 ; dans ce cas, l'approximation à une gaussienne est suffisante.

Les résultats de ces calculs sont satisfaisants pour des protons de 12 MeV. Le modèle d'interaction inélastique restant inchangé, des dérives sont également constatées pour les protons de 63 MeV. La méthode est cependant intéressante car elle explique bien l'importance de la contribution inélastique dans l'augmentation du courant d'obscurité des matrices photosensibles. En particulier, il apparaît un nombre faible de pixels fortement dégradés qui peuvent définir la limite haute de la fluence acceptable pour une mission. Cette limite serait alors un nombre maximum de pixels dégradés à plus d'un certain niveau.

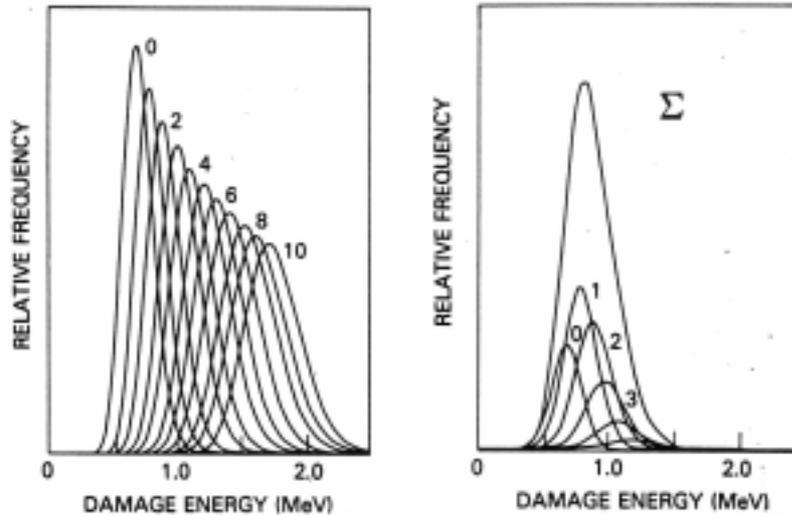


Figure II.4 : Répartition de l'énergie de défaut créée par les chocs élastiques et de 0 à 10 chocs inélastiques (à gauche) ; pondération avec la probabilité de Poisson associée au nombre de ces chocs inélastiques (à droite) [Mar90].

Pour palier le problème de l'estimation de l'augmentation du courant d'obscurité due à des chocs inélastiques dans des microvolumes dont les dimensions sont comparables à celles de la zone perturbée, des calculs effectués par un code de Monte Carlo [Dale94] ont permis de ne prendre en compte que la fraction des défauts créés dans ce volume. Les résultats sont en bon accord avec les valeurs expérimentales.

Ces résultats supposent que le champ électrique dans le volume sensible a une influence négligeable.

II.4.4 Cas des zones à fort champ électrique

La diminution de la taille des pixels entraîne l'augmentation du champ électrique dans les zones actives du composant. Cela favorise deux mécanismes prompts à accroître le taux d'émission de paires électron-trou, l'effet Poole-Frenkel et l'effet tunnel assisté par phonon [Vin79] et [Mar81].

Dans une zone où l'effet du champ électrique est faible (inférieur à 10^4 V/m), le taux d'émission e_n est donné par :

$$(II.17) \quad e_n = e_n^\infty \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)$$

E_i est l'énergie d'ionisation, k la constante de Boltzmann et T la température en Kelvin.

Le champ électrique peut diminuer la barrière de potentiel dans la direction du champ, ce qui favorise l'émission de porteurs, exponentiellement dépendante de la hauteur de cette barrière. C'est l'effet Poole-Frenkel (Figure II.5). Une expression du taux d'émission e_n pour un puits coulombien dans un modèle unidirectionnel est donnée par :

$$(II.18) \quad e_n' = e_n^\infty \exp\left(-\frac{E_i - \Delta E_i}{kT}\right) = e_n \exp(\alpha \sqrt{E})$$

avec :

$$(II.19) \quad \alpha = \frac{\left(\frac{q^3}{\pi\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}}}{kT}$$

$$(II.20) \quad \Delta E_i = \sqrt{\frac{qE}{\pi\epsilon}}$$

E est le champ électrique, q la charge d'un électron et ϵ la constante diélectrique du silicium. A température ambiante, $\alpha = 0,0085 \text{ cm/V}^{1/2}$. Des calculs plus détaillés sont proposés par Dale et Banghart ([Dal90] et [Ban91]).

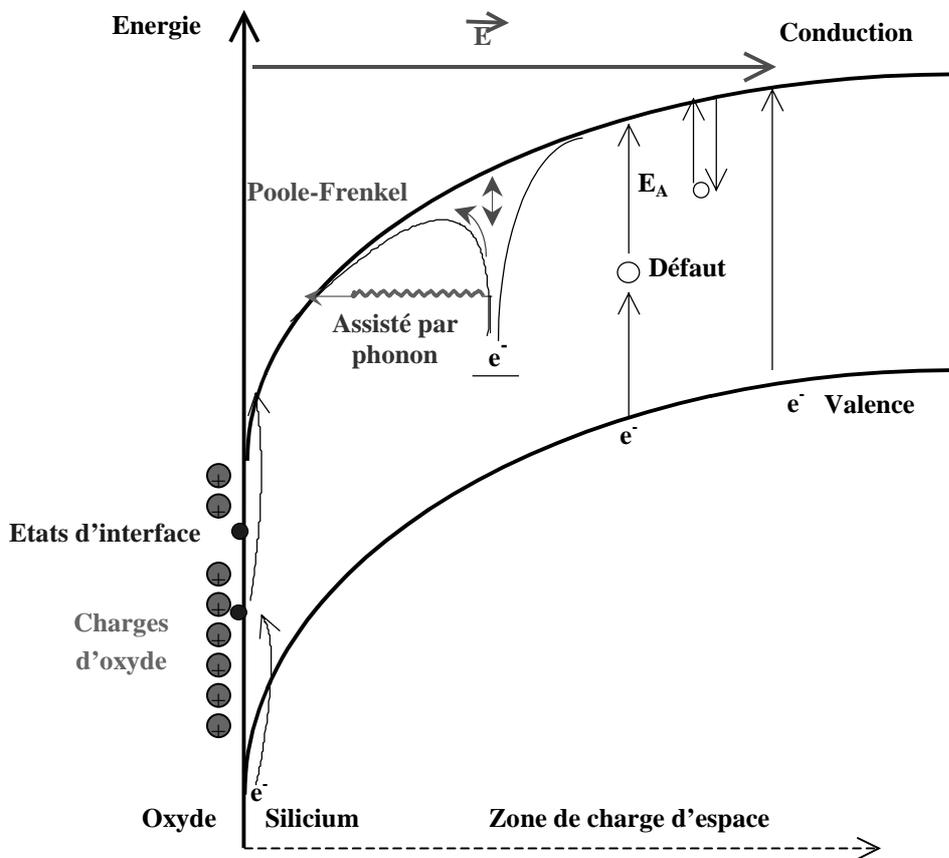


Figure II.5 : Illustration de l'effet Poole-Frenkel et de l'effet tunnel assisté par phonon.

L'effet tunnel dépend de la largeur de la barrière de potentiel, donc du champ électrique. Il n'apparaît qu'à des valeurs de champ électrique de l'ordre de quelques 10^7 V/m . Aux valeurs de champ plus faibles, il est favorisé par l'absorption d'énergie thermique du réseau par les porteurs de charge, d'où le nom d'effet tunnel assisté par phonon. Pour un puits coulombien, l'expression du taux d'émission e_n' en prenant en compte l'effet tunnel assisté par phonon est :

$$(II.21) \quad e_n'' = e_n \int_{\Delta E_i/kT}^{E_i/kT} \exp \left\{ z - z^{3/2} \left[\frac{4 (2m^*)^{1/2} kT^{3/2}}{3 q\hbar E} \right] \left[1 - \left(\frac{\Delta E_i}{z kT} \right)^{5/3} \right] \right\} dz$$

m^* est la masse effective de porteurs et $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

L'expression du taux d'émission en prenant en compte les deux effets s'écrit donc :

$$(II.22) \quad e_n''' = e_n \left\{ \exp \left(\frac{\Delta E_i}{kT} \right) + \int_{\Delta E_i/kT}^{E_i/kT} \exp \left\{ z - z^{3/2} \left[\frac{4 (2m^*)^{1/2} kT^{3/2}}{3 q\hbar E} \right] \left[1 - \left(\frac{\Delta E_i}{z kT} \right)^{5/3} \right] \right\} dz \right\}$$

Ces deux phénomènes sont fortement dépendants de la température. Des calculs ont estimé une augmentation du taux d'émission dans un rapport 100 entre 10^6 et 10^7 V/m. Elle est négligeable en-dessous de 10^4 V/m.

II.4.5 Influence de la température sur le courant d'obscurité

La dépendance en température du courant d'obscurité s'exprime par le fait que ce dernier est proportionnel à $T^\alpha \exp(-E_g/2kT)$ où E_g est la valeur du gap et dépend elle-même légèrement de la température, et α est un exposant (2 pour la génération en volume et 3 pour la génération en surface, voir annexe A). Une bonne approximation est de considérer la loi exponentielle suivante [Mar89] :

$$(II.23) \quad J_{\text{obsc}} = K \exp \left(-\frac{E_{\text{act}}}{kT} \right)$$

où K est une constante, et E_{act} une énergie d'activation que l'on peut généralement estimer aux alentours de 0,65 eV [Hop94]. Hopkinson [Hop89] a étudié le comportement en température des défauts créés par irradiation protons. A fluence donnée, le courant d'obscurité moyen évolue selon la loi décrite en (II.23). Par contre, la variance diminue dans une moindre mesure avec la température. Une explication avancée fait intervenir l'effet Poole-Frenkel (voir II.4.4) sur des sites pièges localisés dans des zones à fort champ électrique. Dans ce cas, il faut considérer l'évolution du taux d'émission donné par l'équation (II.18) avec la température. Cela revient à considérer une énergie d'activation plus faible.

Autour de la température ambiante, le courant d'obscurité varie d'un facteur 2 tous les 8°C [Hop89].

Pour ces raisons, le facteur de dégradation du courant d'obscurité est dépendant de la température.

II.4.6 Phénomène de signal aléatoire

Plusieurs auteurs ([Hop92], [Hpk93], [Hop94], [Mil94] et [Hop96]) ont observé le caractère fluctuant du courant d'obscurité au cours du temps sur des CCD Thomson, EEV et Kodak.. Ces "oscillations" entre états stables se font avec une amplitude et une constante de temps qui varie bien évidemment avec les composants et les conditions

expérimentales. Sur des périodes de la milliseconde à plusieurs minutes, le courant varie jusqu'à quelques nA/cm² à température ambiante par sauts entre plusieurs états stables (2 à 4 suivant les observations) sur un même pixel. Des travaux précédents [Hpk93] [Hpk99], il ressort que :

- Les niveaux de fluctuations à 20°C sont de l'ordre de 0,1 nA/cm².
- Ce comportement est observé lors d'irradiations aux protons (de 1,5 à 100 MeV). La probabilité d'apparition dans un pixel est proportionnelle à la fluence pour une énergie de protons donnée. Pour comparer des résultats à différentes énergies de protons, la probabilité est proportionnelle au NIEL des chocs élastiques.
- Aucun défaut de ce type n'a été généré lors d'irradiations en dose cumulée au ⁶⁰Co, ni détecté sur des composants non irradiés.
- C'est un phénomène dépendant de la température. L'amplitude des oscillations et la constante de temps τ de passage d'un état à un autre peut se modéliser par une loi de type :

$$(II.24) \quad \frac{1}{\tau} = R \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$$

ΔE , l'énergie d'activation, est mesurée de l'ordre de 0,9 eV τ et de l'ordre de 0,57 eV pour l'amplitude.

- Il existe une corrélation forte entre l'occurrence des fluctuations et les forts niveaux de courant d'obscurité. Il semble donc que ce phénomène prenne place préférentiellement dans les zones à fort champ électrique.
- Ces fluctuations disparaissent à environ 100°C. Le temps passé à l'état haut (le plus fort courant d'obscurité) est proportionnellement de plus en plus grand jusqu'à ce que cet état reste l'état stable.

L'explication de ce phénomène, baptisé signal télégraphique aléatoire (RTS Random Telegraphic Signal), est encore mal comprise. Une explication [Hop94] fait intervenir la notion de défauts bistables ayant des taux d'émission différents.

II.4.7 Comportement de l'efficacité de transfert aux protons

L'augmentation du nombre de défauts dans les régions déplétées est à l'origine de l'accroissement du nombre de pièges, donc à la dégradation de l'efficacité de transfert (voir I.3). Robbins et al. [Rob92] ainsi que Hopkinson (notamment [Hop92] [Hop96] [Hop99] [Hop01]) ont effectué des mesures du CTE. Pour diminuer l'importance du courant d'obscurité sur les mesures, la température a été réduite à 15°C et le composant de test, CCD à transfert de trame EEV, fonctionne en inversion [Hop92], ce qui diminue le courant de surface. Après 3,58 10⁹ protons/cm², le CTE passe de 0,999995 à 0,99988. Pour réaliser ces mesures, les pixels sont éclairés par une source de ¹⁰⁹Cd émettant des photons X de 22 keV. L'examen du pic d'éclairement en sortie en fonction de la position du pixel traduit directement l'influence du nombre de transferts effectués avant la lecture sur la mesure. Le CTE est directement la pente de la droite Figure II.6.

Les pièges ayant une constante de temps d'émission de porteurs, le CTE est dépendant de la fréquence des phases, donc de la cadence de lecture. Les temps de capture τ_c et de réémission τ_e des charges par les pièges sont donnés analytiquement par [Dal93] et [Hop96]. Nous les reprendrons dans le Chapitre IV. Comme τ_e dépend de

la température, il apparaît une énergie d'activation mesurée de l'ordre de 0,44 eV [Rob92] [Hop01] pour les mesures à température proche de l'ambiante. Cela correspond à une profondeur moyenne des pièges dans la bande interdite par rapport à la bande de conduction. La profondeur des pièges dépend du type de défaut créé, donc des dopants utilisés [Hop99]. Pour une énergie de 0,44 eV, le type de défaut identifié est un complexe lacune phosphore (centre Si-E). D'autres types de défauts sont possible, comme un complexe lacune oxygène (centre Si-A) ou les doubles lacunes. Ce dernier type de défaut crée deux pièges : l'un à un niveau proche des centres Si-E, l'autre à environ 0,21 eV.

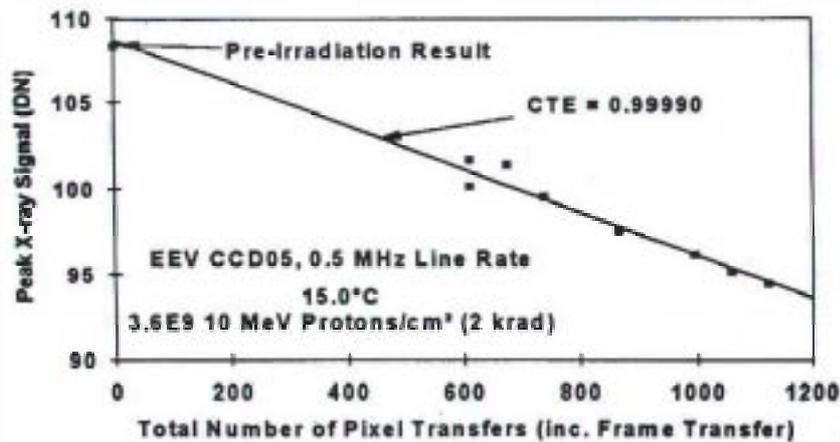


Figure II.6 : Pic de signal en fonction de la position dans le composant ; déduction du CTE [Hop92].

A plus basse température (-100°C [Hop01]), les centres Si-E sont maintenus pleins en permanence (augmentation de la constante de temps d'émission), et le CTE est limité par des pièges plus "rapides" situés à des niveaux d'énergie plus faibles par rapport à la bande de conduction.

Pour les CCD en barette, l'inefficacité de transfert entre les pixels et le registre à décalage se traduit par la présence d'un signal résiduel sur la ligne suivante. On parle alors de rémanence.

Des travaux de mesure de CTE ont également été proposés par Dutton [Dut98] sur des CCD Kodak en utilisant également une source radioactive (^{55}Fe) pour générer des charges dans les registres à décalage.

II.4.8 Cas des irradiations aux neutrons

L'absence de charge électrique des neutrons change la nature des interactions avec le silicium, puisque les interactions coulombiennes sont inexistantes. Seules les interactions nucléaires peuvent donner lieu à des déplacements d'atomes.

Les conséquences dues aux effets de déplacement issues d'une irradiation aux protons sont susceptibles d'intervenir lors des irradiations aux neutrons.

Pour le courant d'obscurité, les raisonnements sur le NIEL et la fluence restent valables, mais la répartition sera bien évidemment différente. En particulier, à des fluences de l'ordre de 10^{10} n/cm², on n'aura pas une distribution gaussienne, puisqu'elle est essentiellement due aux chocs élastiques.

On observera également l'apparition du RTS et la dégradation du CTE.

II.4.9 Synthèse sur les effets de déplacement

Les déplacements d'atomes entraînent l'apparition de défauts stables dans le semiconducteur à l'origine de la dégradation de plusieurs paramètres importants pour la bonne fonctionnalité des CCD. Ce mode de défaillance est propre aux composants optoélectroniques, dans la mesure où les défauts cristallins n'ont généralement pas de conséquences notables sur la plupart des autres familles de composants électroniques. Nous avons vu en particulier que le courant d'obscurité et le CTI augmentent avec la fluence de particules déposant de l'énergie non ionisante, principalement les protons et les neutrons.

L'interaction rayonnement-matière est gouvernée par un comportement probabiliste. Il s'ensuit une dispersion de l'énergie transmise telle que la répartition du courant d'obscurité sur l'ensemble des pixels n'est pas homogène aux fluences considérées pour la majorité des missions spatiales. Cette dispersion est accentuée par le rôle du champ électrique au niveau du défaut, qui peut provoquer une accélération de la génération de porteurs. Les courants d'obscurité peuvent être caractérisés par leur réponse en fonction de la température, à travers le paramètre appelé l'énergie d'activation.

Enfin, certains défauts présentent une génération instable dans le temps, avec plusieurs niveaux discrets. Ce comportement, appelé RTS, est particulièrement gênant car il empêche une prise en compte fiable de la réponse des pixels dégradés.

II.5 L'effet de dose

C'est le mode de transfert d'énergie prépondérant dans les interactions entre les particules du milieu spatial et les semiconducteurs.

II.5.1 Processus de dégradation

Les mécanismes de dégradation sont l'œuvre de deux composantes :

- la création et le piégeage de charges positives dans l'oxyde.
- l'augmentation du nombre d'états d'interface à la jonction SiO₂-Si.

II.5.1.1 Recombinaison des paires électron-trou

Dans l'oxyde, immédiatement après l'étape de génération, les charges vont subir une phase de recombinaison initiale très rapide (de l'ordre de la picoseconde) [Doz87], puis commencer à migrer sous l'influence du champ électrique. Ceci implique qu'une fraction seulement des paires photogénérées donnera en final une paire électron-trou dans la silice. La recombinaison dépend de plusieurs paramètres, comme le champ électrique, qui agit sur la séparation des paires, la température (action sur l'agitation thermique) et de la densité initiale du plasma d'électrons et de trous [Her93]. Ce dernier point dépend de la nature du rayonnement ionisant. On distingue trois processus de recombinaison :

- La recombinaison colonnaire est prépondérante lorsque les paires électron-trou sont générées sur des colonnes denses. La densité est telle que la distance entre les paires est inférieure à la distance de thermalisation. Il s'ensuit une recombinaison importante. C'est le cas des interactions entre les

semiconducteurs et les ions lourds de forte énergie.

- La recombinaison géminante intervient lorsque la densité des paires est faible. Elle est décrite par le modèle d'Onsager [Doz87]. Le rayonnement des sources ^{60}Co donne lieu à ce type de comportement.
- La recombinaison intermédiaire fait intervenir les deux types de processus précédents. C'est le processus intervenant lors des irradiations aux protons de quelques dizaines de MeV et les photons X de 10 keV.

On utilise la fonction $Y(E)$ (pour Yield en anglais) pour décrire la fraction des charges non recombinées sur le nombre de charges générées en fonction du champ électrique E . On voit sur la Figure II.7 que les rayonnements ionisants n'ont pas tous le même effet dans la silice. Notons qu'il existe une différence importante entre le rayonnement γ du ^{60}Co et le rayonnement des protons de quelques 10 MeV. Cette remarque est importante pour l'interprétation de résultats d'équivalence entre ces deux types de contrainte. On peut étendre ce comportement à l'effet du débit de dose, qui agit sur la densité des porteurs donc sur $Y(E)$.

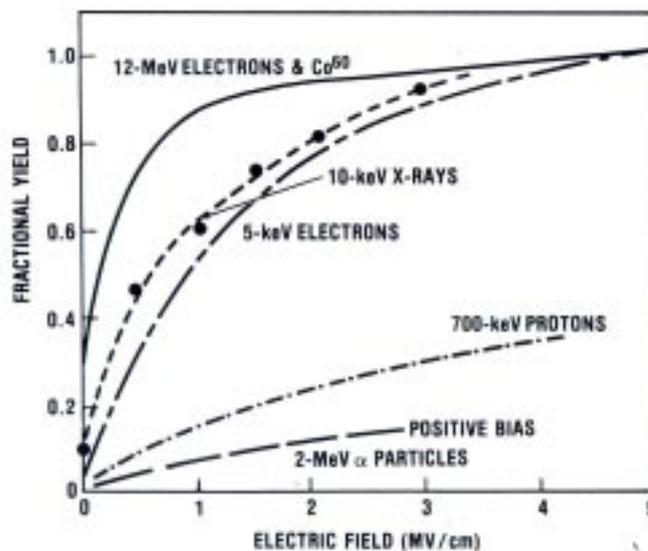


Figure II.7 : Fonction de non recombinaison dans la silice en fonction du champ électrique pour différents types de rayonnement [Dre89].

Une expression simplifiée de $Y(E)$ est proposée par Dozier [Doz87] pour une irradiation au ^{60}Co :

$$(II.25) \quad Y(E) = \left(\frac{0,55}{E} + 1 \right)^{-0,7}$$

II.5.1.2 Transport dans la silice

Dans les zones conductrices, les paires électron-trou sont rapidement recombinées. La dose est ainsi sans effet à terme. Dans les parties isolantes comme la silice, la mobilité des porteurs est très différente suivant qu'il s'agit de trous ou d'électrons (10^{-4} et $20 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ respectivement). Cette mobilité dépend du type d'oxyde. En

conséquence, les électrons, s'ils sont soumis à un champ électrique, seront évacués de l'oxyde en quelques picosecondes (cas de l'oxyde thermique). A cette échelle de temps, les trous sont immobiles et l'irradiation laisse une charge positive dans l'oxyde. Dans certains types d'oxydes cependant, le transport des électrons peut se faire par piégeage puis dépiégeage thermique. Les constantes de temps restent inférieures à la seconde.

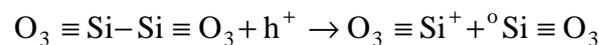
Il existe plusieurs modèles permettant d'expliquer le déplacement des charges positives dans l'oxyde :

- Succession de piégeage/dépiégeage dans des pièges peu profonds. La mobilité dépend donc fortement de la température et du champ électrique (distance moyenne de parcours avant piégeage),
- Transport par saut par effet tunnel entre pièges localisés dans la bande interdite de la silice.

Le temps nécessaire au déplacement des charges positives jusqu'à l'interface semiconducteur/isolant est de l'ordre de la seconde.

II.5.1.3 Piégeage des charges dans l'oxyde

Une fraction notée f_t des charges positives est piégée à des niveaux plus profonds dans l'isolant, formant la charge piégée permanente [Boe85], ou Q_{ot} pour "Oxide-Trapped Charge". Cette charge est souvent associée à la création de défauts tels que la structure atomique a globalement une charge positive. Citons la création d'un centre E' (ou E_1 ou encore E'_γ), qui correspond à une lacune d'oxygène dans le réseau de la silice suite à l'interaction avec un trou h^+ [Her93] :



D'autres modes possibles de création de défaut font intervenir l'interaction d'atomes d'hydrogène, de groupes hydroxyl ou de molécules d'oxygène. Des travaux restent à accomplir pour bien comprendre les mécanismes associés à ces défauts.

Finalement, en reprenant l'équation (II.2), la charge piégée positive est donnée par :

$$(II.26) \quad Q_{ox} = qg_0 e_{ox} Y(E) f_t D$$

f_t est appelé facteur de durcissement et e_{ox} est l'épaisseur d'oxyde. Plus il sera faible, moins l'irradiation aura d'effet sur l'oxyde (0,01 correspondant à un bon facteur de durcissement).

II.5.1.4 Création d'états d'interface

L'autre effet de la radiation ionisante est de produire des états d'interface supplémentaires à l'interface SiO_2 -Si.

Les études menées sur les mécanismes physiques de création des états d'interface sous irradiation ont donné lieu à l'élaboration de nombreux modèles. La nature physicochimique de ces états reste cependant mal connue. Une hypothèse fait apparaître la création d'ions H^+ lors de l'irradiation. La présence d'hydrogène dans la silice est due au procédé de fabrication (atmosphère contrôlée). Le champ électrique entraîne ces ions vers l'interface où, de par leur forte réactivité et la présence de nombreux défauts de structure, vont créer des états d'interface.

Ces états possèdent des niveaux d'énergie dans le gap du silicium et sont dits amphotères, c'est à dire que ce sont des pièges accepteurs (chargés négativement) dans la moitié supérieure du gap et des pièges donneurs (chargés positivement) dans la moitié inférieure du gap. Leur charge dépend donc des charges qui sont à proximité.

II.5.1.5 Phénomène de guérison

La charge positive dans l'oxyde peut disparaître par activation thermique. Comme ce comportement s'apparente à un retour vers l'état non-irradié du composant, il est appelé phénomène de guérison. Il consiste en un dépiégeage des charges accumulées dans l'oxyde, par recombinaison avec des charges issues du silicium. Deux types de guérisons sont connus.

II.5.1.5.1 Effet tunnel d'électrons

Ces électrons provenant du silicium viennent neutraliser un trou piégé dans la silice [McL76]. Cela implique que cet effet se produit à proximité de l'interface. Un modèle assez simple de "guérison tunnel" suppose que celle-ci se comporte comme un front d'émission tunnel avançant dans la silice à partir de l'interface, noté $X_m(t)$. Tous les pièges situés entre l'interface et $X_m(t)$ à l'instant t sont supposés neutralisés. Le front d'émission tunnel suit une loi en $\log(t)$:

$$(II.27) \quad X_m(t) = \frac{\ln(s_t t)}{2\beta}$$

Dans cette expression, s_t désigne la fréquence d'émission tunnel et β permet de prendre en compte l'effet du champ électrique et de la température lors de la guérison.

La guérison par effet tunnel augmente avec la température (l'énergie thermique des électrons augmente), et elle est assistée par le champ électrique (effet Poole-Frenkel, voir paragraphe II.4.4). Elle est plus efficace dans les dispositifs NMOS, compte tenu de la présence d'électrons dans le canal de conduction et au niveau du drain et de la source. Dans un PMOS les charges du canal sont de même nature positive que les charges piégées, ce qui limite la guérison.

Quoiqu'il en soit, l'effet tunnel d'électrons est limité à quelques nanomètres dans l'oxyde.

II.5.1.5.2 Emission thermique de trous

Ce processus s'interprète par l'émission des trous piégés dans la bande interdite de la silice vers la bande de valence par effet thermique. Ces trous sont alors transportés vers le silicium sous l'effet du champ électrique. Si l'on suppose une distribution énergétique des trous dans la bande de valence, la probabilité d'émission dépend de la profondeur du piège. On introduit ainsi la notion de front thermique d'émission, $\Phi_m(t)$ tel qu'à l'instant t , tous les pièges situés entre la bande de valence et $\Phi_m(t)$ sont vides alors que ceux situés entre $\Phi_m(t)$ et la bande de conduction ne sont pas encore libérés [Sim72]. La vitesse de guérison dépend de la température T :

$$(II.28) \quad \Phi_m(t) = \frac{kT}{q} \ln(AT^2 t)$$

Le terme A dépend de la section efficace de capture des trous et de leur masse

effective dans la silice.

Même si le terme de guérison désigne l'atténuation avec le temps des dommages créés par l'irradiation (on parle alors d'effet de guérison), on l'applique par extension au procédé consistant à étudier l'évolution au cours du temps de paramètres liés à l'irradiation, souvent en imposant une température de l'ordre de 100°C afin d'accélérer le processus, sans présager de l'issue finale de cette évolution (on parle alors plutôt de mesure de guérison).

II.5.1.6 Importance de l'oxyde

Des paragraphes précédents, il ressort que l'oxyde est l'élément déterminant du comportement d'un composant électronique soumis à la dose. Le processus de fabrication va influencer sur la densité d'états d'interface et sur la quantité de charge piégée, via le facteur de durcissement f_t . On parle donc de composants durcis lorsque la technologie permet de réduire l'effet de dose sur le composant.

II.5.2 Effet sur les structures MOS et CCD

L'apparition des états d'interface et des charges d'oxydes entraîne des modifications sur le fonctionnement des dispositifs semiconducteurs. Nous proposons dans ce paragraphe de présenter les conséquences sur les structures utilisées dans les CCD.

On retiendra trois effets de dose sur l'électronique :

- La dérive de la tension de bandes plates V_{fb} , que nous développerons en II.5.2.1,
- La modification la mobilité des porteurs dans le canal de conduction des MOS, (présence des états d'interface). Ce point n'est pas important dans les zones photosensibles des CCD, car il n'existe pas de canal de conduction. Nous verrons cependant que la charge d'oxyde peut être à l'origine de l'apparition de courants de surface parfois très pénalisants (II.5.2.2),
- L'augmentation de la génération thermique de surface, responsable de l'accroissement du courant d'obscurité (II.5.2.3).

Ces effets peuvent intervenir dans les zones actives ou à proximité, comme nous le verrons. Il faut noter que la plupart des études menées sur les CCD s'appliquent à des composants durcis ou ne présentant que peu d'oxydes épais. Peu de données concernent les composants commerciaux tels que ceux utilisés dans nos travaux.

II.5.2.1 Tension de bandes plates

II.5.2.1.1 Généralités

La tension de bandes plates initiale V_{fb0} est issue de l'effet de quatre sources principalement :

- Les états d'interface,
- Les charges fixes d'oxyde, localisées à proximité de l'interface, immobiles sous l'action d'un champ électrique,
- Les charges d'oxyde mobiles, comme celles générées après irradiation,

- Les charge ioniques, comme les ions sodium, mobiles sous contrainte thermique et champ électrique.

Les charges d'oxyde ont toujours un effet de dérive négative de V_{bp} . Si on note $\rho(x)$ la densité de charge d'oxyde en fonction de la distance x par rapport à la grille, on peut définir une densité de charge équivalente d'oxyde à l'interface, Q_{ot} , définie par :

$$(II.29) \quad Q_{ot} = \frac{1}{e_{ox}} \int_0^{e_{ox}} x \rho(x) dx$$

e_{ox} étant l'épaisseur de l'isolant.

Pour des NMOS sous tension positive les états d'interface se chargent négativement au contact des électrons du canal de conduction, compensant ainsi la charge d'oxyde positive, et contribuant à une dérive de la tension de seuil V_{fb} positive. Pour les PMOS, polarisés sous tension négative, les pièges se chargent positivement au contact des trous du canal et contribuent à la dérive négative de V_{bp} .

Les effets conjugués de la charge d'oxyde et de la charge due aux états d'interface Q_{it} sur la dérive de la tension de bandes plates sont exprimés par :

$$(II.30) \quad V_{bp} = V_{bp0} - \frac{Q_{ot}}{C_{ox}} - \frac{Q_{it}}{C_{ox}}$$

où V_{bp0} désigne la tension de bandes plates initiale et C_{ox} la capacité surfacique de l'oxyde. Q_{it} peut être positive ou négative.

II.5.2.1.2 Conséquences sur les CCD

La dérive de la tension de bandes plates à pour conséquence directe la dérive de la tension de seuil V_t des transistors MOS. Elle se traduit à l'échelle du CCD par un décalage des "fenêtres" de polarisation assurant un fonctionnement optimisé du composant [Hop92] [Hop94].

L'effet s'en fait principalement sentir au niveau du circuit de sortie : le transistor de reset assurant la précharge de la capacité C_{DF} et l'amplificateur de sortie (voir Figure I.11) voient leur point de fonctionnement modifié.

Pour des transistors NMOS la dérive négative initiale de V_t causée par les charges positives piégées est, on l'a vu, compensée par les effets conjugués de la création d'états d'interface et la neutralisation de ces trous piégés par effet tunnel ou émission thermique. Cette neutralisation peut notamment révéler des états d'interface supplémentaires susceptibles d'augmenter la dérive positive de V_t . Et à long terme on peut aboutir à une surcompensation de V_t : celle-ci va remonter à une valeur supérieure à celle d'avant irradiation : c'est le phénomène de rebond [Sch84].

Des études sur la dérive avec la dose de la tension de bande plate de l'amplificateur de sortie de CCD Kodak KAF-0400 (matrice à transfert interligne de 768 x 512 pixels de 9 x 9 μm^2) ont été menées par T.L Miller [Mil94]. Des dérives substantielles ont été notées après le dépôt d'une dose de 10 kGy(Si). Le maintien pendant 3 semaines à température ambiante se traduit dans ce cas par une guérison inverse typique des structures NMOS.

G.R Hopkinson a mis en évidence l'apparition sous irradiation d'une tension d'offset

entre le niveau de référence et le palier vidéo en absence de charges lues (CCD EEV à transfert de trame de 780 x 1152 pixels de 22,5 x 22,5 μm^2 ou 385 x 576 pixels de 22 x 22 μm^2) : cette dérive du transistor de reset peut être réduite en ajustant la tension de reset V_{DR} [Hop92] (voir Figure I.11). Il rapporte également que des mesures de guérison n'ont pas montré d'évolution significative de cette dérive.

La variation de capacité de stockage des puits de potentiel n'a pas été clairement mise en évidence, du fait de la difficulté à mesurer précisément cette valeur. Elle est néanmoins liée à la tension de bande plate par la profondeur du puits.

II.5.2.2 Fuite dans les composants NMOS

Plusieurs mécanismes sont à l'origine de l'apparition de courants de fuite dans les transistors MOS (voir Figure II.8).

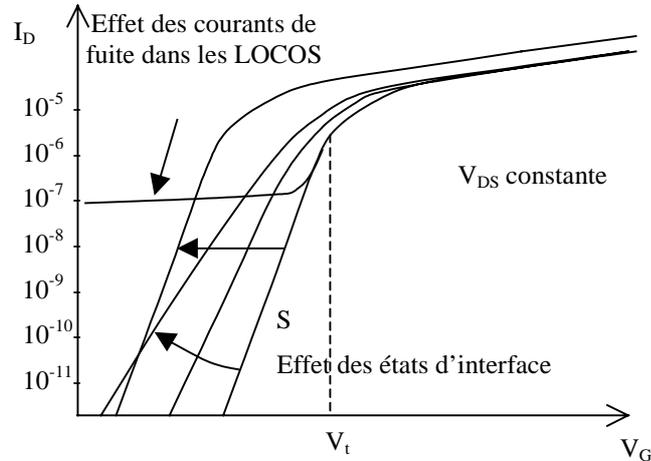


Figure II.8 : Effet des états d'interface et des LOCOS dans un transistor NMOS.

II.5.2.2.1 Fuite dans le canal

Dans la caractéristique $I_D(V_{GS})$ d'un transistor, il existe un courant de drain résiduel, sous le seuil. Sa valeur dépend de la densité d'états d'interface D_{it} et de la tension de grille. L'apparition de nouveaux états d'interfaces au cours de l'irradiation tend à augmenter ce courant sous le seuil.

En l'absence d'états d'interface, I_D est donné par [Sze81] :

$$(II.31) \quad I_D = \mu_n \left(\frac{Z}{L} \right) \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \frac{a C_{ox}}{2} \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 \left(1 - e^{-\frac{qV_D}{kT}} \right) e^{\frac{q\psi_s}{kT}} \sqrt{\frac{kT}{q\psi_s}}$$

avec :

$$(II.32) \quad a = \sqrt{2} \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ox}} \frac{d}{L_D}$$

$$(II.33) \quad L_D = \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{q^2 p_{p0}}}$$

$$(II.34) \quad \psi_s = \mu_n (V_G - V_{BP}) - \left(\frac{kT}{q} \right) \frac{a^2}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4}{a^2} \left(\frac{qV_G}{kT} - \frac{qV_{BP}}{kT} - 1 \right)} - 1 \right]$$

L et Z représentent la largeur et la longueur du canal.

On définit S comme étant la pente de $V_G(\ln I_D)$ sous le seuil [Dre89] :

$$(II.35) \quad S = \ln 10 \left[\frac{dV_G}{d(\ln I_D)} \right]$$

Pour un transistor NMOS, on démontre ([Sze81]) que :

$$(II.36) \quad S = \frac{kT}{q} \ln 10 \left\{ 1 + \frac{C_{sc}(\psi_s)}{C_{ox}} \right\} \left[1 - \left(\frac{2}{a^2} \right) \left[\frac{C_{sc}(\psi_s)}{C_{ox}} \right]^2 \right]$$

C_{ox} et $C_{sc}(\psi_s)$ sont respectivement les capacités de l'oxyde et de la charge d'espace du semiconducteur par unité de surface et ψ_s est le potentiel de surface.

Dans cette expression, p_{p0} est la densité de trous à l'équilibre dans le volume du semiconducteur.

Dans le cas où a est très grand devant $\frac{C_{sc}(\psi_s)}{C_{ox}}$, l'équation (II.36) se réduit à :

$$(II.37) \quad S = \frac{kT}{q} \ln 10 \left[1 + \frac{C_{sc}(\psi_s)}{C_{ox}} \right]$$

Prendre en compte les états d'interface revient à introduire une capacité surfacique $C_{it}(\psi_s) = qD_{it}(\psi_s)$ associée aux états d'interface en parallèle avec $C_{sc}(\psi_s)$. D_{it} est la densité énergétique surfacique d'états d'interface.

On modifie la pente sous le seuil :

$$(II.38) \quad S_{it} = S_0 \left[1 + \frac{C_{it}(\psi_s)}{C_{ox} + C_{sc}(\psi_s)} \right]$$

Dans cette expression, S_{it} et S_0 les pentes avec et sans états d'interface.

II.5.2.2.2 Fuite sous les LOCOS

Dans certaines technologies MOS, la zone utile est entourée d'oxydes épais ou LOCOS ("LOCalized Oxidation of Silicon" ou oxydation locale du silicium) de quelques centaines de nm, par opposition aux oxydes de grille, beaucoup plus fins (voir Figure II.9). Ils produisent sous irradiation une densité surfacique de charge piégée et d'états d'interface d'autant plus grande qu'ils sont épais. Les champs électriques dans ces oxydes sont néanmoins souvent beaucoup plus faibles que dans les oxydes de grille.

La présence d'une charge positive modifie la tension de bandes plates et induit la création d'un canal d'électrons en surface du silicium qui agit comme un transistor parasite. Les phénomènes de transport, de création d'états d'interface et de guérison sont toujours les mêmes.

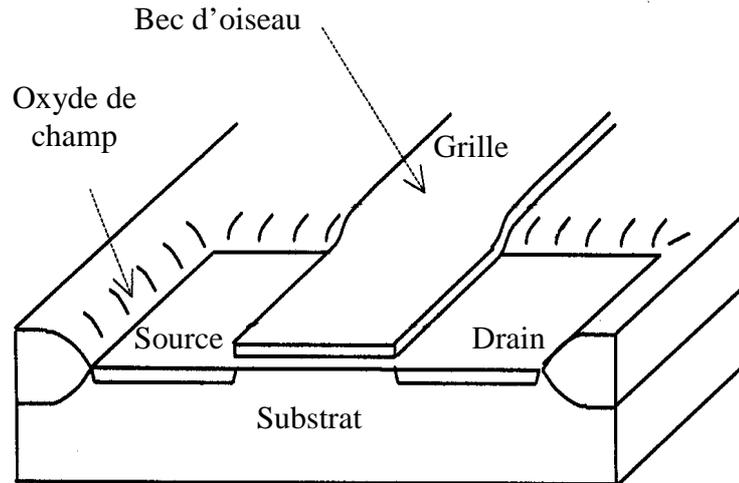


Figure II.9 : Rôle des LOCOS dans l'apparition des courants de fuite.

Nous verrons dans le Chapitre V comment ces courants peuvent agir sur la performance des CCD.

II.5.2.3 Courant d'obscurité

L'autre effet majeur, souvent imputé à la création d'états supplémentaires à l'interface Si-SiO₂, est l'augmentation de la génération de courant d'obscurité [Hop94] [Hop92].

Celle-ci intervient surtout dans les dispositifs à transfert de surface, mais on l'observe également dans le cas de dispositif à canal enterré. En particulier, sur des CCD à transfert de trame (comme les matrices Marconi), il est possible de modifier la tension du substrat pour amener l'interface semiconducteur/isolant et les colonnes d'isolation (ou "channel stop") en inversion. On note alors une forte dépendance du courant d'obscurité avec cette polarisation, sachant que plus l'interface sera en inversion, moins le courant d'obscurité sera grand. La dérive de la tension de bandes plates peut entraîner la mise en déplétion de l'interface et accroître par là-même la génération thermique à l'interface isolant-semiconducteur. Les valeurs typiques d'augmentation de ce courant sont de l'ordre de 1 à 10 nA/cm²/krad [Hop96].

II.5.3 Synthèse sur les effets de dose cumulée

La création d'une charge positive dans les oxydes ainsi que la création d'états d'interface sont les deux conséquences de la dose cumulée sur l'électronique. D'un point de vue électrique, les charges d'oxyde entraînent sur les CCD une dérive de la tension de bandes plates, ce qui tend à diminuer la capacité de stockage des pixels à photoMOS et à modifier les niveaux de polarisation optimale des étages de sortie et de reset. L'élimination de ces charges est possible, par guérison thermique notamment. Les états d'interface sont quant à eux le siège de génération thermique de porteurs en surface, ce qui se traduit par une augmentation substantielle du courant d'obscurité. Les CCD durcis ne présentent que peu de sensibilité à la dose cumulée, surtout lorsque l'interface n'est pas en déplétion. Nous verrons par la suite au Chapitre V que les composants commerciaux sont sensibles à la dose cumulée, au moins en partie à cause de la charge d'oxyde.

Chapitre III Méthodes de mesure et présentation des CCD irradiés

Ce chapitre est destiné à préciser les conditions et méthodes de mesures pour justifier le choix et la pertinence des résultats du Chapitre IV. On y développe principalement les mesures des trois paramètres importants, à savoir le courant d'obscurité, l'inefficacité de transfert et le facteur de conversion.

Nous commençons par présenter les trois types de CCD qui ont été irradiés. Les deux premiers sont des composants linéaires à photodiodes. Comme ce sont des COTS, Ils ne sont pas conçus pour un usage spatial. Le troisième est une matrice à transfert de trame à hautes performances optiques pour laquelle des études de tenue aux radiations ont déjà été menées, en particulier par Hopkinson et Robbins.

III.1 Présentation des CCD irradiés

III.1.1 Kodak KLI 10203

Les méthodes de mesures ont été validées sur un CCD linéaire Kodak KLI 10203 dont le schéma de principe est représenté en Figure III.1. Ce CCD se compose de trois rangées de 10200 pixels utiles de $7 \times 7 (\mu\text{m})^2$. Les trois rangées ne sont différentes que par le filtre coloré bleu, rouge ou vert qui recouvre les pixels. Les capteurs sont des photodiodes. La période d'intégration est contrôlée par le signal LOG, indépendant pour chaque rangée. Le signal TG contrôle le transfert des charges photogénérées des pixels vers les registres à décalage (deux par rangée), l'un pour les pixels pairs, l'autre pour les pixels impairs. Le déplacement des charges se fait sur deux phases.

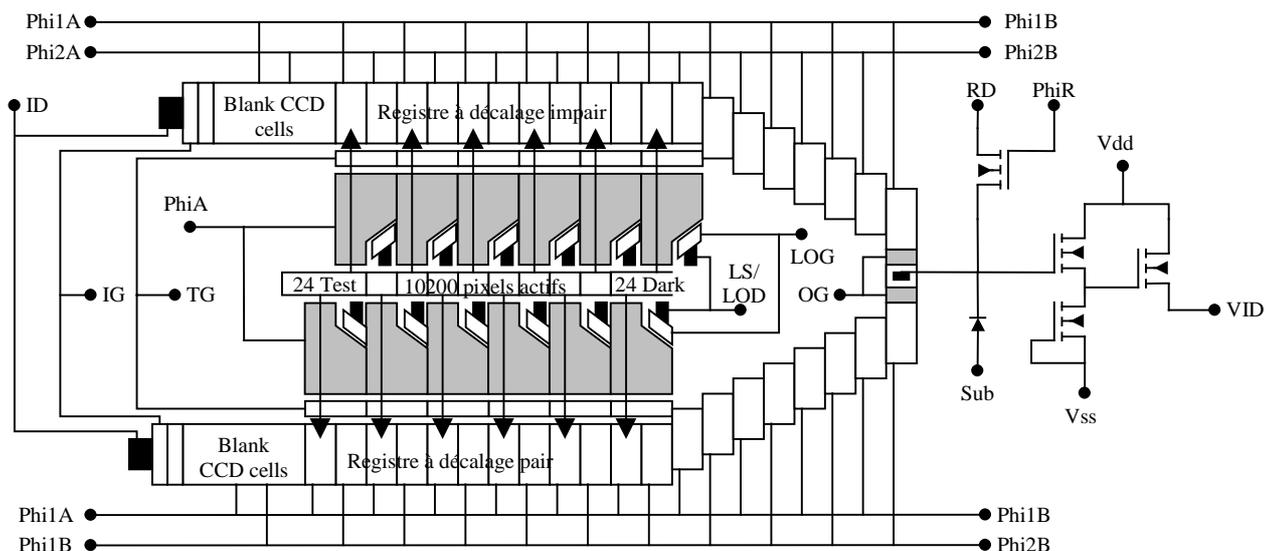


Figure III.1 : Schéma d'un canal du CCD KLI 10203.

Un système d'anti-éblouissement est incorporé, ce qui permet de supporter des surexpositions jusqu'à six fois la capacité de saturation des pixels (nominalement 224000 électrons).

En sortie des registres à décalage, les charges issues des pixels pairs et impairs sont à nouveau entrelacées, de telle sorte que les informations sont disponibles dans l'ordre réel des pixels. Les charges sont converties en tension grâce à une capacité flottante. L'étage de sortie amplifie ce signal.

Chaque sortie doit être chargée par une résistance extérieure de l'ordre de 1200 Ω nominalement (soit environ 4 mA).

24 pixels aveugles en début de chaîne et 24 pixels de test en fin de chaîne sont également disponibles.

III.1.2 Sony ILX551A

Le deuxième type de CCD, Sony ILX551A, est également un capteur linéaire à photodiodes de 2048 pixels utiles de $14\mu\text{m} \times 14\mu\text{m}$. Il est beaucoup plus simple d'utilisation, puisqu'il dispose de logique interne qui permet la mise en forme des phases. Le registre à décalage à deux phases est piloté par une horloge unique (niveaux 0-5 V). La commande d'évacuation des charges en sortie est également interne. Quatre signaux utiles composent l'interface du circuit :

- L'horloge (ΦCLK),
- La commande d'évacuation des charges des pixels vers le registre à décalage (ΦROG),
- Le sélecteur de mode, SHSW, qui permet de choisir l'option échantillonneur-bloqueur,
- La sortie analogique V_{out} , chargée par une résistance de 3 k Ω .

Son utilisation est réservée aux applications grand public (scanner, faximile).

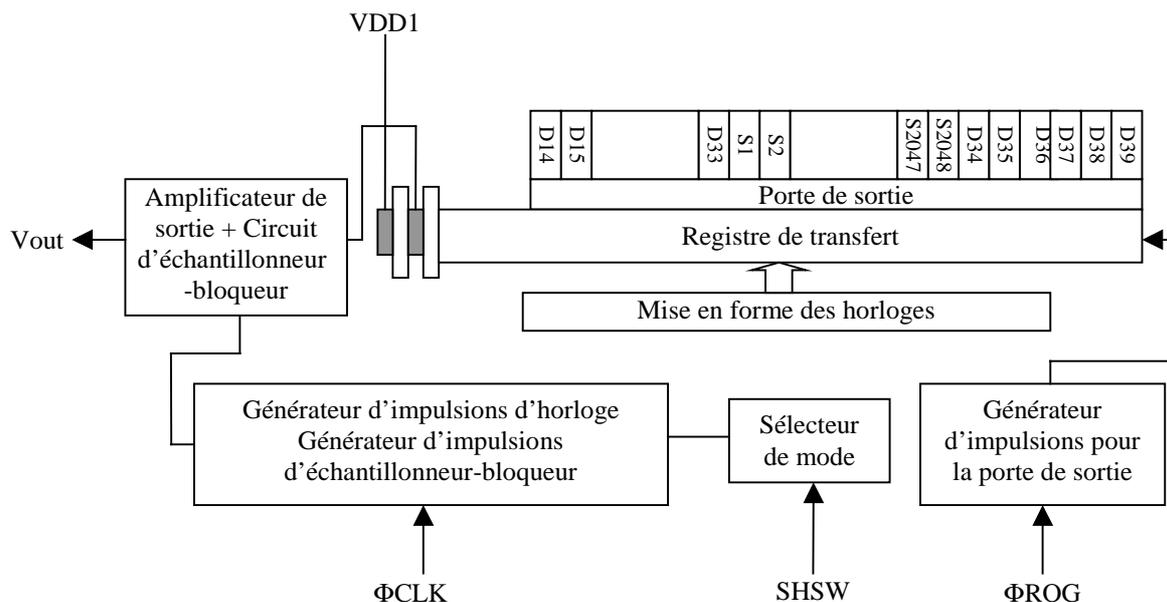


Figure III.2 : Schéma de principe du CCD ILX551A.

III.1.3 EEV 47-20

Nous avons présenté le principe de fonctionnement du CCD EEV 47-20 dans le paragraphe I.5.3 pour introduire les matrices à transfert de trame, ainsi que dans les Figure I.14 et Figure I.15.

Ce CCD se compose de 1024 x 1024 pixels utiles de 13 μ m x 13 μ m. La lecture s'opère par un registre à décalage, divisé en deux moitiés. Chacune est pilotée par trois phases indépendantes, ce qui permet de diriger les charges utiles vers l'un des deux amplificateurs de sortie placés de part et d'autre de ce registre.

Comme nous l'avons noté en II.5.2.3, il est possible d'ajuster la tension du substrat pour placer l'interface en inversion. C'est le cas de figure retenu pour les mesures effectuées dans le cadre de cette étude.

III.2 Banc de mesure

III.2.1 Présentation générale

Le banc de mesure est présenté en Figure III.3.

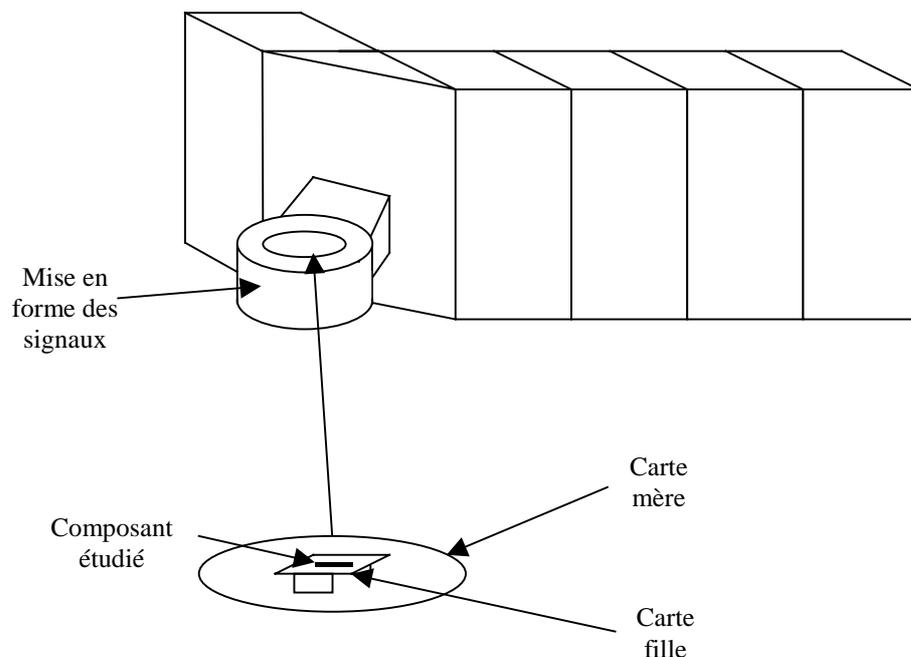


Figure III.3 : Banc de mesure : testeur ITS9000MX Schlumberger.

Nous utilisons un testeur ITS9000MX Schlumberger. Son fonctionnement est basé sur la génération de motifs de test décomposés en cycles dans lesquels une tension est forcée ou comparée sur les broches du composant sous test (ou DUT pour Device Under Test). La fréquence maximale des cycles est de 40 MHz sans multiplexage ou 159 MHz en multiplexant les broches du testeur. Les ressources disponibles d'interface avec le DUT sont :

- 160 broches numériques forçage/mesure de -2 à +7 V,
- 4 alimentations -2 à +30 V,
- 4 broches dites "haute tension" forçage/mesure de -2 à +15 V,

- une broche analogique dite haute fréquence (HF) forçage/mesure, mesure sur 12 bits à 10 Méc./s,
- une broche analogique dite haute résolution (HA) forçage/mesure, mesure sur 16 bits à 500 kéch./s,
- une PMU (Precision Measurement Unit) pour forcer et mesurer des tensions et courants pour des tests statiques sur les broches,
- une TMU (Time Measurement Unit) pour les mesures de temps.

Les mesures sont disponibles sous la forme de fichiers informatiques.

III.2.2 Avantages et inconvénients

III.2.2.1 Fonctionnalité

Ce moyen est un outil puissant de test paramétrique et fonctionnel. Il est très adapté aux composants électroniques numériques ou mixtes (convertisseurs analogique-numérique ou numérique-analogique). Pour le test de composants à forte charge capacitive d'entrée comme les CCDs (plusieurs nF pour les broches des phases), les pentes des fronts de tension sont limités par la sortance des broches. Pour les fréquences de test usuelles de ces composants, il est nécessaire d'utiliser des circuits d'interface pour piloter certaines broches du CCD. L'inconvénient d'ajouter une couche analogique entre le testeur et le DUT est l'impossibilité de contrôler finement les niveaux imposés ou de mesurer des courants d'entrée.

Ce système de test est fixe. Le test aux protons nécessite le déplacement sur des accélérateurs de particules. Ainsi, on exclut donc avec ce moyen le test en temps réel, qui est requis pour observer les effets transitoires. Cependant, les effets de déplacements qui sont les plus intéressants à mesurer dans ce type d'irradiation ayant à la température ambiante une cinétique faible, il est possible d'irradier le composant et de le tester a posteriori.

III.2.2.2 Chronogrammes

Il est facile de régler la position des fronts sur les entrées avec une précision meilleure que la nanoseconde. Par contre, il n'est pas prévu de contrôler les temps de montée ou de descente des signaux. Comme ce contrôle est primordial pour tester des CCD, il convient d'utiliser des circuits RC entre le DUT et la source (broche du testeur ou driver) comme le montre la Figure III.4.

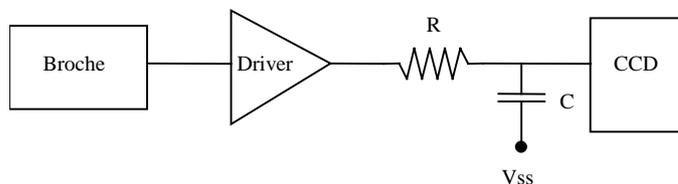


Figure III.4 : Circuit RC en entrée de phase.

III.2.2.3 Mesures analogiques

Dans les gammes usuelles de fréquence de test, la broche analogique HF est requise. Le niveau de sortie des CCDs, variables entre 5 et 25 V environ suivant le composant impose de mesurer à travers une capacité de liaison. De plus, la mémoire de stockage des mesures analogiques est limitée à 64 kmots. Pour des CCDs à transfert de

trame, cette capacité est largement insuffisante. Il convient alors de mesurer le composant par tranches.

III.2.2.4 Alimentation

Les CCDs requièrent parfois plus de 4 alimentations. L'utilisation de drivers entraîne le besoin d'une ou deux sources supplémentaires si le contrôle précis des niveaux bas et haut est nécessaire. Il faut alors installer des alimentations extérieures, non pilotées par le testeur.

III.3 Mesure du signal de sortie

III.3.1 Mesure brute

C'est la base des mesures des charges contenues dans les pixels. La Figure III.5 représente un chronogramme en sortie du CCDs Kodak KLI 10203.

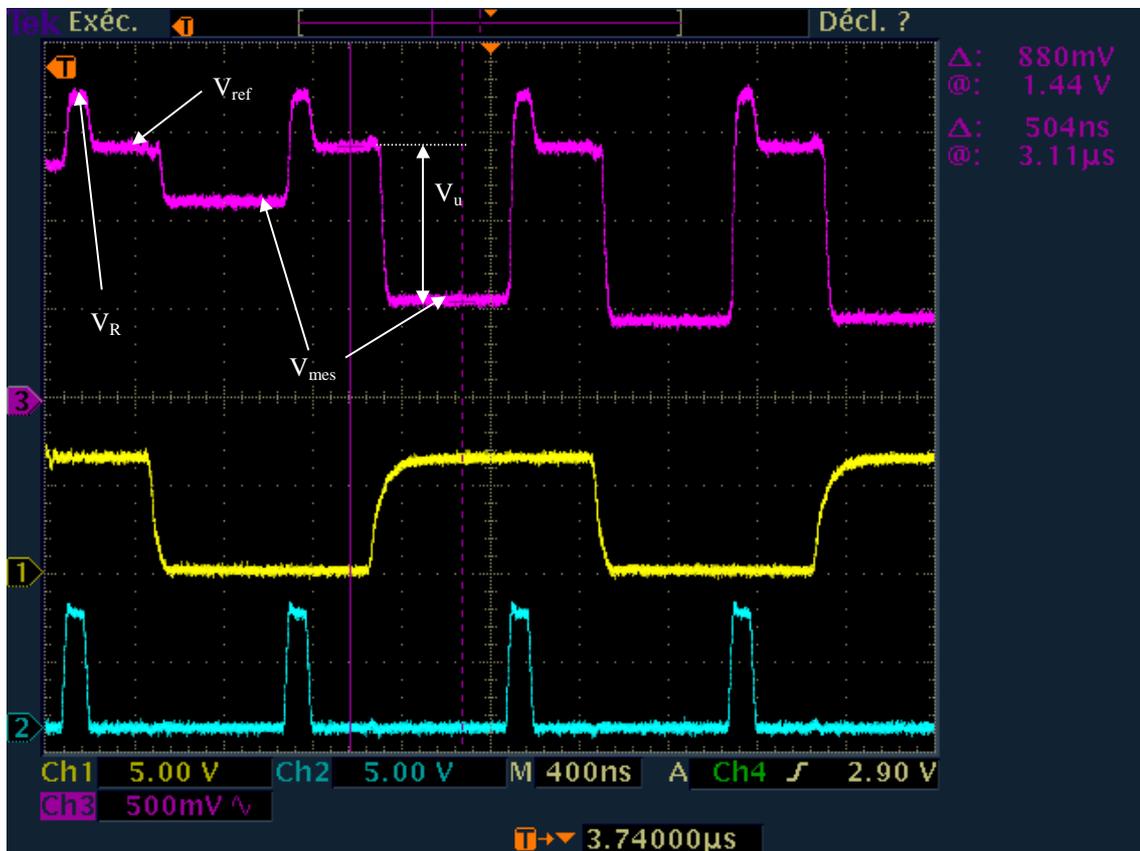


Figure III.5 : Signal de sortie sur le CCD Kodak KLI 10203. Charge de 1700 Ω (voie 3) avec une phase (voie 1) et le signal de reset (voie 2).

Sur cette figure, on peut distinguer trois niveaux :

- Le palier de reset, V_R , correspond à la tension imposée sur la capacité flottante de conversion charge/tension lorsque le transistor de reset est passant (signal de reset à l'état haut). Voir Figure I.11.
- Le palier de référence, V_{ref} , correspond à la tension de la capacité flottante lorsque le transistor de reset est bloqué.
- Le palier de mesure, V_{mes} , correspond à la tension de la capacité flottante

lorsque les charges utiles y sont placées par changement d'état des phases.

La mesure de la charge utile correspond à la différence entre V_{ref} et V_{mes} :

$$(III.1) V_u = V_{ref} - V_{mes}$$

Notons que, lorsque le pixel est non éclairé, il peut y avoir une tension $V_{ref} - V_{mes}$ non nulle. Cette différence est alors notée V_r (Figure III.6). Elle provient à la fois d'un décalage et du courant d'obscurité. La charge photogénérée est donc proportionnelle à $V_u - V_r$.

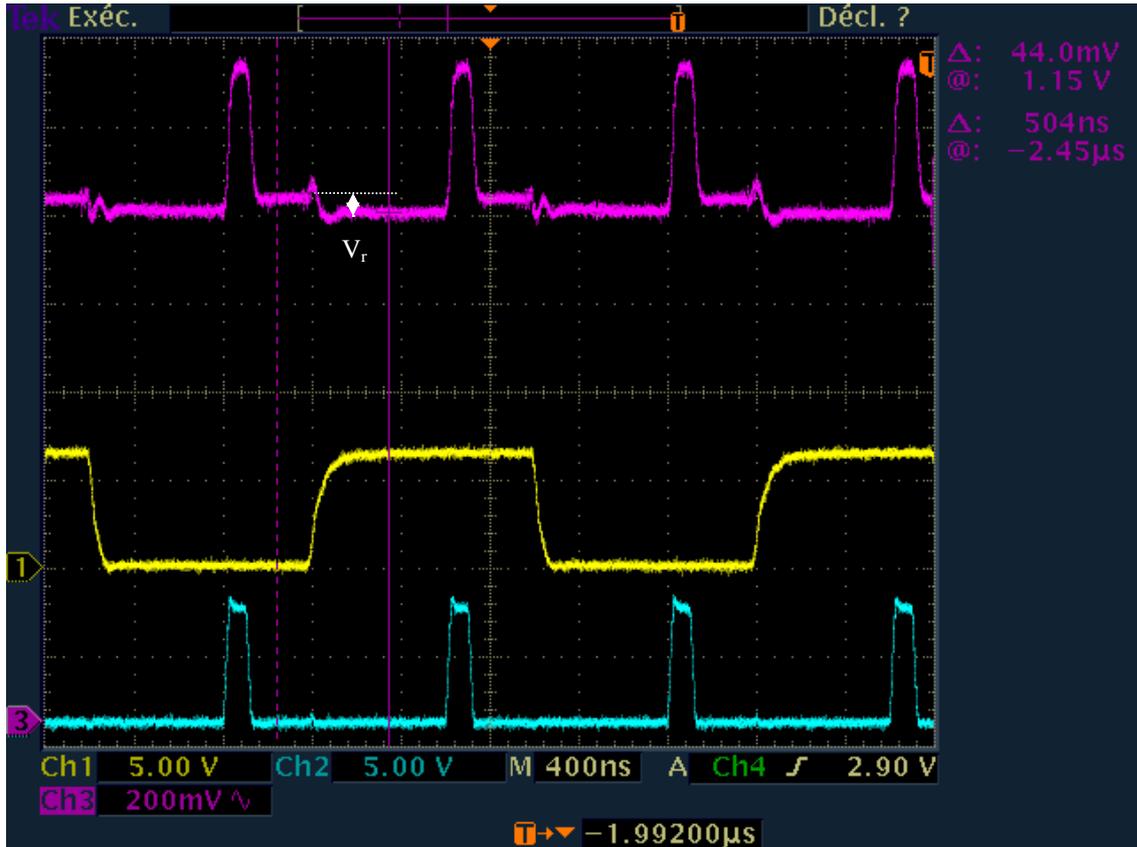


Figure III.6 : Tension résiduelle sur un pixel aveugle(voie 3) avec une phase (voie 1) et le signal de reset (voie 2), KLI10203.

III.3.2 Prise en compte du bruit

Différents bruits viennent perturber l'acquisition du signal de sortie sur un même pixel [Bar75] et [Rol78].

III.3.2.1 Le bruit photonique

L'aspect photonique de la lumière introduit une fluctuation temporelle du nombre d'électrons collectés dans les puits de potentiel dont l'écart type est égal à :

$$(III.2) \Delta N_{phot} = \sqrt{\eta \phi A T_i}$$

- ΔN_{phot} en nombre d'électrons,
- η rendement quantique du photoélément,

- ϕ nombre moyen de photons par unité de surface et de temps,
- A surface d'un photoélément,
- T_i temps d'intégration.

III.3.2.2 Bruit thermique

Si J est la densité de courant d'obscurité créée par la génération de porteurs, alors :

$$(III.3) \Delta N_{\text{obsc}} = \sqrt{\frac{JAT_i}{q}}$$

- ΔN_{obsc} en nombre d'électrons,
- A surface d'un photoélément,
- T_i temps d'intégration dans la cellule photosensible,
- q charge de l'électron.

III.3.2.3 Bruit dû aux pièges en volume

Il est prépondérant dans les dispositifs à transfert de charge en volume. La théorie de ce bruit s'appuie sur le modèle statistique de Shockley-Read-Hall (voir annexe A). Le calcul analytique se fait en connaissant la quantité de charge de chaque paquet. Il est donc difficilement utilisable dans la réalité. Par exemple, pour :

- une suite de paquets identiques de N_E charges par cm^2 d'électrode,
- un niveau de piège offrant N_t places disponibles, de constante de temps d'émission τ_e ,
- un dispositif à 2 phases,
- n transferts à la fréquence f_c ,

on peut écrire :

$$(III.4) \Delta N_E = \sqrt{2nN_t e^{-\frac{1}{2f_c\tau_e}} \left(1 - e^{-\frac{1}{2f_c\tau_e}}\right)}$$

ΔN_E est le nombre d'électrons par unité de volume balayé par un paquet de charges. ΔN_E dépend de N_E et de f_c en absolu.

III.3.2.4 Bruit dû aux états d'interface rapides

Il est prépondérant dans les dispositifs à transfert de charge en surface. La théorie s'appuie sur le modèle statistique de Shockley-Read-Hall (voir annexe A). Dans une expression analytique, le temps de capture est supposé très faible devant la période d'horloge. Dans ce cas, on suppose que les pièges sont tous saturés dès qu'un paquet de charges de taille suffisante arrive sous l'électrode considérée. Par exemple, pour :

- une suite de paquets identiques (charge suffisante pour saturer les pièges)
- n transferts,
- une densité surfacique de pièges N_{it} ,

$$(III.5) \Delta N_S = \sqrt{2nkTN_{it} \ln 2}$$

ΔN_S est le nombre d'électrons par unité de surface d'électrode de transfert.

III.3.2.5 Circuit de précharge

Dans le cas d'un amplificateur à diffusion flottante (voir Figure I.11), la charge de la capacité équivalente C_{DF} introduit un bruit de type Johnson-Nyquist :

$$(III.6) \Delta N_n = \frac{1}{q} \sqrt{kTC_{DF}}$$

- q est la charge d'un électron,
- k constante de Boltzmann,
- T la température en Kelvin,

soit

$$(III.7) \Delta N_n = 400 \sqrt{C_{DF} \text{ (pF)}}$$

à la température ambiante. ΔN_n est en nombre d'électrons.

III.3.2.6 Bruit du préampli MOS (dans le courant de drain)

On distingue principalement deux types de bruit :

III.3.2.6.1.1 Bruit thermique dans le canal du transistor MOS

Il est équivalent au bruit d'une source de tension donnée par une résistance R_n ramenée à l'entrée :

$$(III.8) R_n = \frac{\alpha}{g_m}$$

- α varie de 2/3 à 10 suivant les tensions appliquées,
- g_m est la transconductance du transistor.

$$(III.9) \Delta N_{MOS} = \frac{2C_g}{q} \sqrt{\frac{kT\Delta B\alpha}{g_m}}$$

- ΔB est largeur de bande du signal,
- C_g est la capacité grille-canal du transistor MOS.

Ce bruit peut être éliminé par une mesure en double échantillonnage corrélé.

III.3.2.6.1.2 Bruit de surface en 1/f

Il existe dans tous les composants électroniques actifs. Dans les semi-conducteurs, il est provoqué principalement par les pièges créés par les impuretés et les défauts cristallins dans les zones actives. Ces pièges capturent et libèrent les porteurs de façon aléatoire. Ces processus étant caractérisés par des constantes de temps particulières, ce

phénomène donne naissance à un bruit dont l'énergie est concentrée dans la région des basses fréquences. Il est négligeable dans notre cas.

III.3.2.7 Méthode de prise en compte du bruit

La mesure de sortie subit l'ensemble des bruits décrits précédemment. Il est important de faire plusieurs acquisitions afin d'en extraire une valeur moyenne. Dans les mesures suivantes, sauf indication contraire, les résultats sont issus de la moyenne sur 20 mesures successives prises dans des conditions expérimentales identiques.

III.4 Courant d'obscurité

III.4.1 Méthode de mesure

On peut tracer les variations de la tension de sortie (en Volt) de la réponse d'un pixel dans l'obscurité en fonction du temps d'intégration ($V_u = f(T_i)$), comme le montre la Figure III.7. Tant que le pixel n'est pas saturé, la réponse est affine. Le décalage à l'origine correspond directement à V_r dû à l'étage de lecture. La pente a de la partie linéaire est directement liée au courant d'obscurité par la relation :

$$(III.10) J_{\text{obsc}} = \frac{aq}{\alpha S} \text{ en A/cm}^2.$$

Dans cette expression,

- a est la pente de la partie linéaire de V_u en fonction du temps d'intégration,
- q est la charge d'un électron (C),
- α est le facteur de conversion charge/tension (V/e⁻),
- S est la surface d'un pixel (m²).

La Figure III.7 met en évidence la disparité de comportement des pixels en terme de courant d'obscurité. La tension de saturation n'est elle non plus pas constante, ce qui montre une disparité sur la charge de saturation.

Dans l'hypothèse où le facteur de conversion α est connu, la mesure du courant d'obscurité consiste donc à mesurer la réponse de chaque pixel pour différents temps d'intégration lorsque la matrice est non éclairée, et d'extraire la pente de la partie linéaire de $V_u = f(T_i)$.

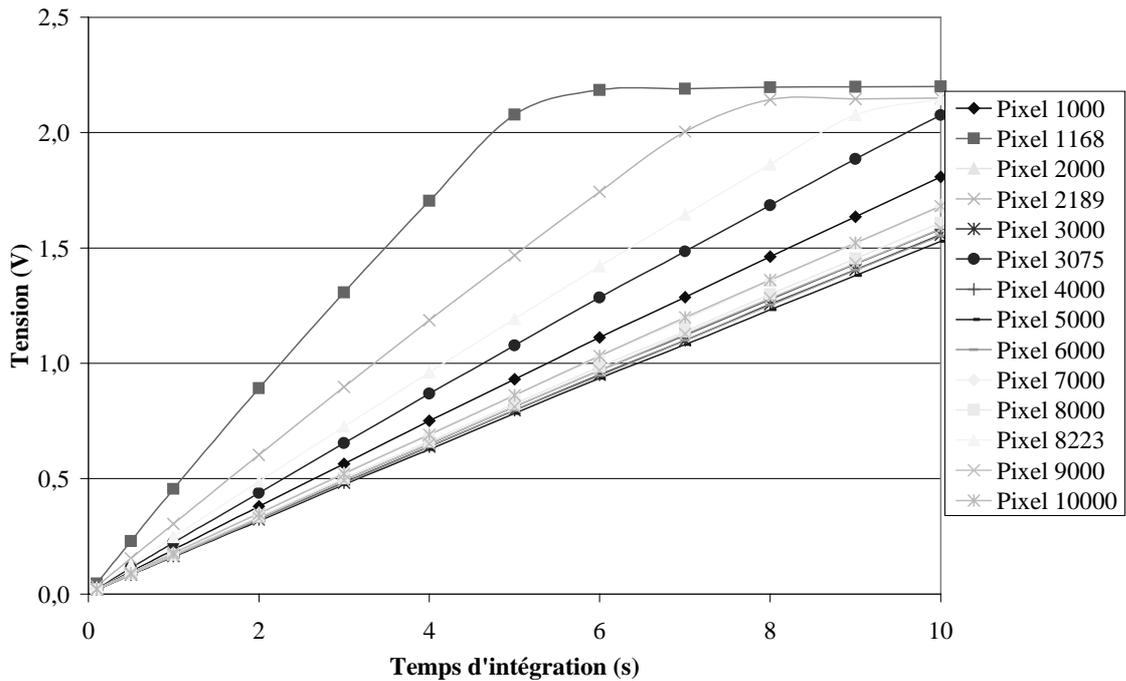


Figure III.7 : Tension de sortie (V_u) en fonction du temps d'intégration en obscurité, Kodak 1 voie bleue.

III.4.2 Importance de la stabilité en température

La forte dépendance du courant d'obscurité avec la température (voir paragraphe II.4.5 et équation (II.23) impose une régulation thermique, soit par un échangeur Peltier, soit par un échangeur à fluide. Nous retenons la deuxième solution (Figure III.8). Le composant est pris en sandwich entre deux échangeurs. L'inertie thermique offerte est plus grande, même si la souplesse de mise en œuvre est moins aisée qu'avec des modules Peltier.

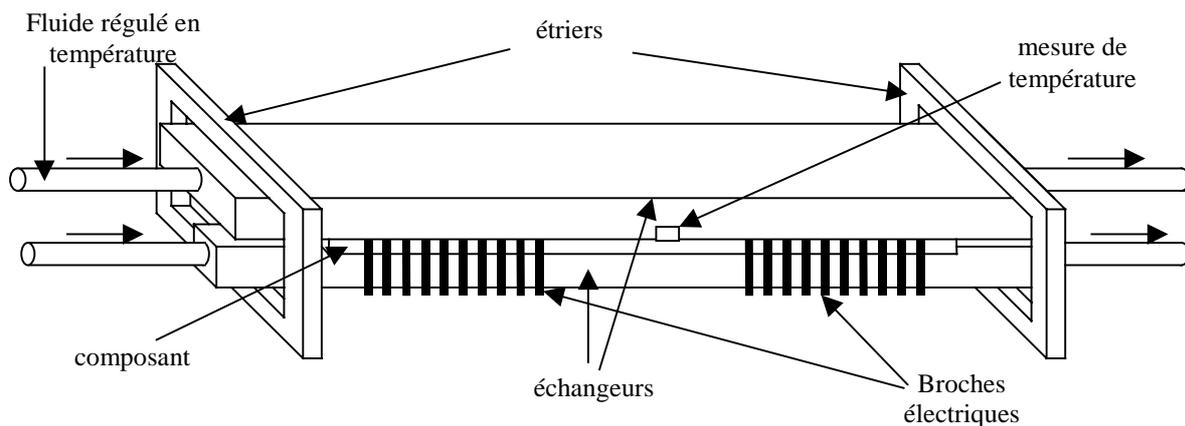


Figure III.8 : Allure de l'ensemble échangeur-composant.

L'ensemble de la platine de mesure est présenté en Figure III.9.

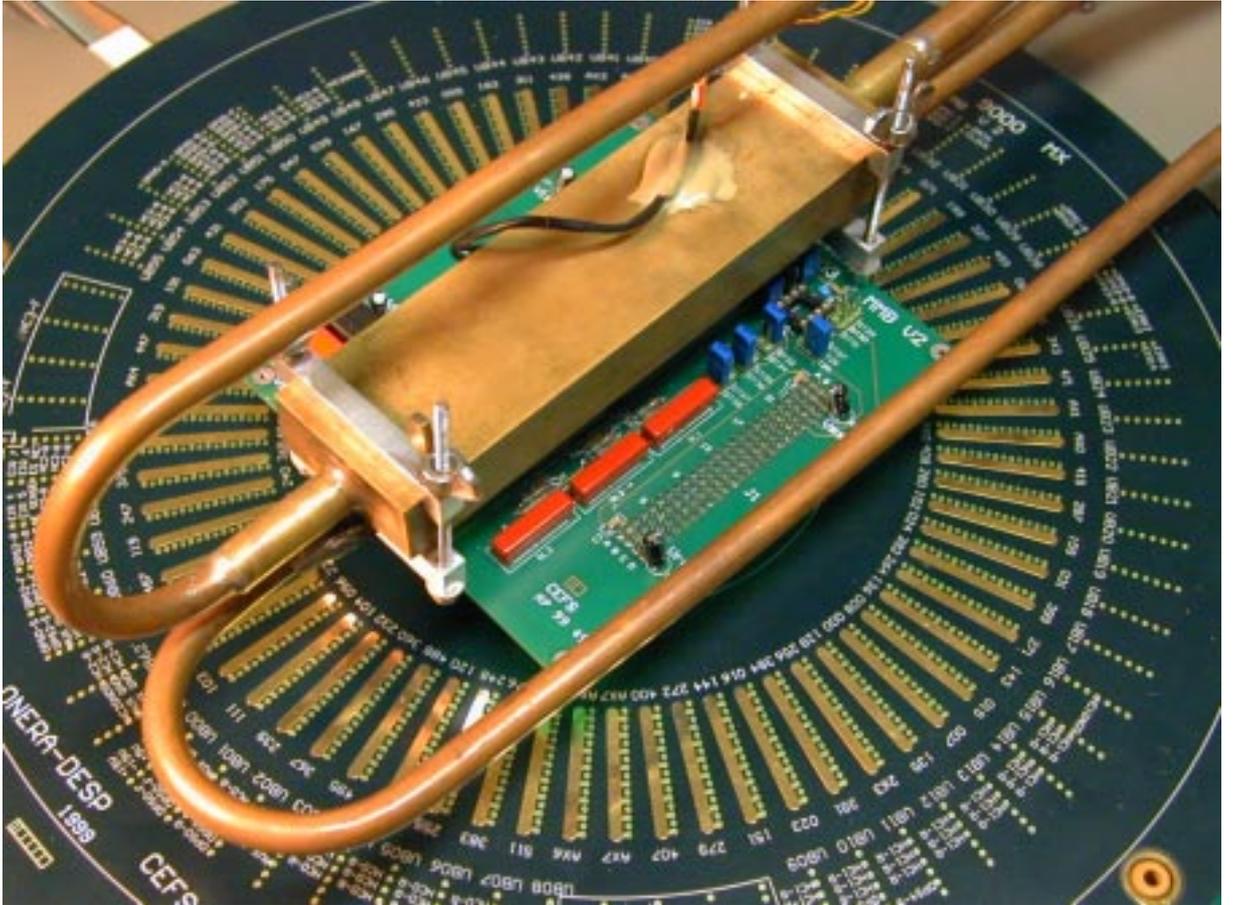


Figure III.9 : Photographie de la platine de mesure avec l'échangeur thermique sur le testeur ITS9000MX.

III.4.3 Mouvement des phases pendant l'intégration

Il est important de distinguer le courant d'obscurité généré dans les pixels de celui issu des registres à décalage. Ainsi, le mouvement des phases pendant l'intégration permet en temps réel d'évacuer les charges générées dans les registres. Dans le cas contraire, la réponse mesurée est la somme des contributions du pixel et de la cellule du registre en regard. Dans la plupart des applications, les phases sont activées pendant l'intégration. Notre intérêt est donc de mesurer dans ces conditions. La suite des résultats présentés revient à ne considérer que le courant d'obscurité des pixels seuls.

III.4.4 Fréquences de mesure utilisées

La fréquence nominale de lecture des pixels pour le CCD Kodak est 1 MHz. Elle correspond à la cadence de lecture de deux pixels (un pair et un impair). Les mesures sont réalisées à 500 kHz. Après vérification à l'oscilloscope, elles correspondent à des niveaux mesurés alors que le signal de sortie est stable.

La fréquence de lecture choisie pour les CCD Sony est 1 MHz (nominal 5 MHz). Elle est de 500 kHz pour le CCD EEV47-20.

III.4.5 Extraction de l'énergie d'activation

La mesure du courant d'obscurité en fonction de la température permet de retrouver

son énergie d'activation. En effet, d'après l'équation (II.23), le logarithme du courant d'obscurité varie de façon linéaire avec l'inverse de la température. La pente de cette droite est liée à $-E_a/k$. Cette loi est vérifiée sur les pixels présentés sur la Figure III.10.

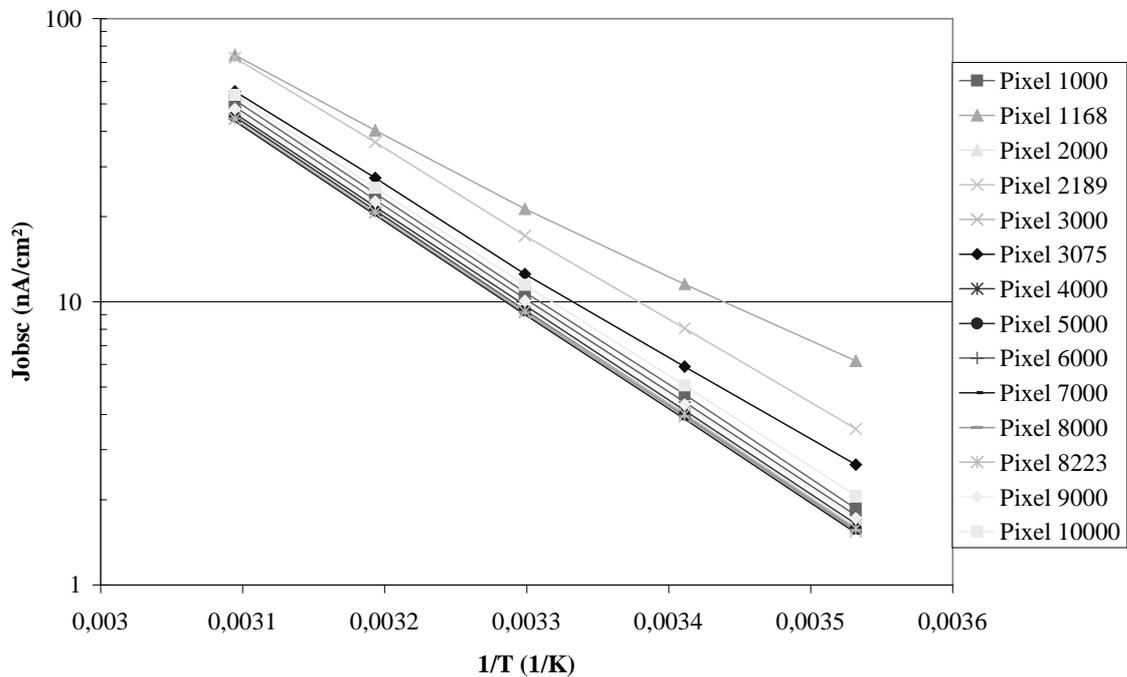


Figure III.10 : Courant d'obscurité en fonction de l'inverse de la température, Kodak 1 voie bleue.

L'énergie d'activation est tracée en fonction du pixel sur la Figure III.11.

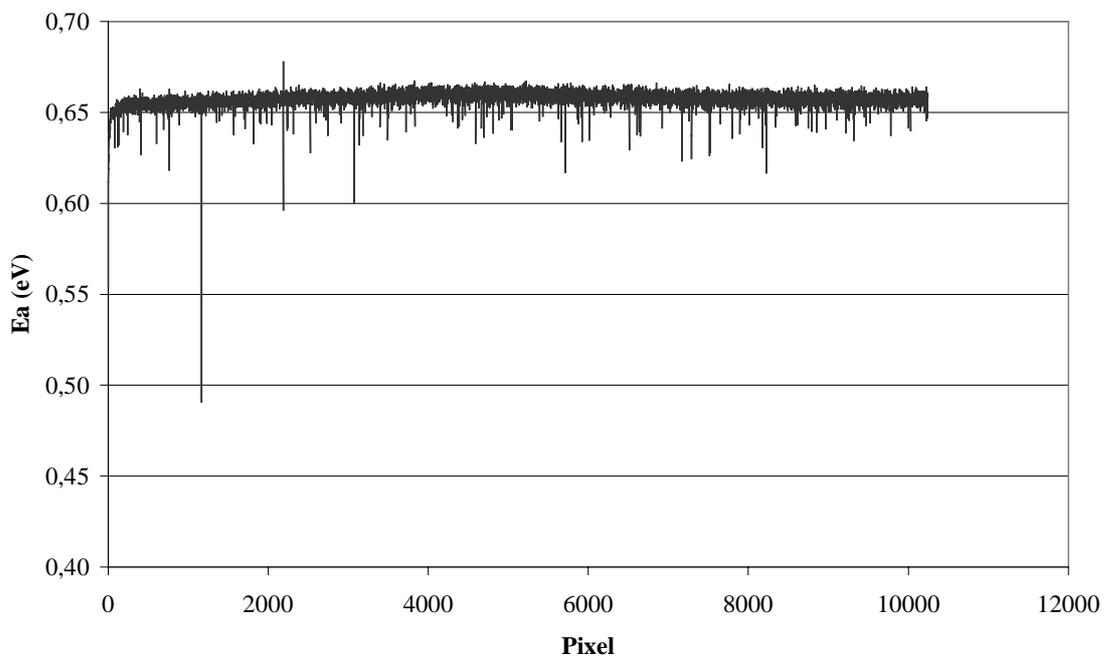


Figure III.11 : Energie d'activation en fonction du pixel, Kodak 1 voie bleue.

Une autre façon de présenter l'énergie d'activation est de la tracer en fonction du

courant d'obscurité de chacun des pixels, à 20°C par exemple. Le résultat est donné en Figure III.12. On peut ainsi observer la variation de E_a avec la contrainte de dose ou de fluence (irradiations protons).

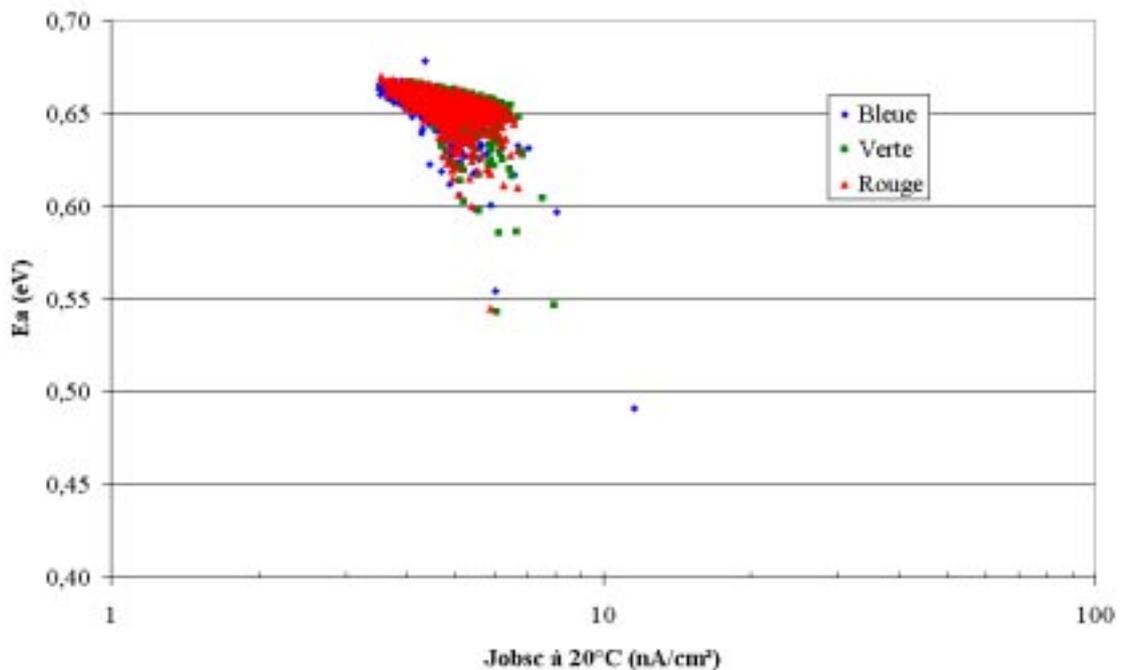


Figure III.12 : Energie d'activation en fonction du courant d'obscurité à 20°C, Kodak 1.

L'énergie d'activation est souvent proche de 0,65 eV, comme nous l'avons noté en II.4.5. On confirme également que l'énergie d'activation diminue lorsque le courant d'obscurité est grand. Nous avons vu en II.4.5 que l'origine de ce comportement est probablement liée à l'apparition de l'effet Poole-Frenkel dans les zones à fort champ électrique.

III.5 Mesure de l'inefficacité de transfert

III.5.1 Définition

L'inefficacité de transfert (ou CTI pour Charge Transfert Inefficiency en anglais) est définie comme la part de charge non transférée lors du changement d'état des phases (voir I.3). Plusieurs méthodes existent pour mesurer ce CTI, avec des avantages et des inconvénients :

- Injection d'une tension à un bout du registre et mesure de la charge résultante à la sortie ; si la méthode est purement électrique, il faut disposer de la possibilité d'injecter des charges et connaître parfaitement sa valeur, ce qui n'est pas le cas des CCD étudiés.
- Injection de charge dans les pixels par une source radioactive ; la quantité de paires électron-trou générée dans le semiconducteur est sensiblement constante, mais toutes ces charges ne sont pas nécessairement collectées par les pixels. Ainsi, pour ne pas tenir compte des ionisations en limite de pixel, on peut extraire le maximum de réponse pour chaque pixel et le tracer en fonction du nombre de transferts pour rejoindre la sortie. La pente est liée au

CTI. Cette méthode impose d'utiliser un radioélément mais donne des résultats exploitables [Hop92]. Nous disposons d'une source Américium, qui libère des particules α et d'autres particules. Leur parcours moyen dans l'air est de quelques cm, il est donc préférable d'utiliser une enceinte sous vide, ce qui est peu compatible avec le testeur. De plus, le LET des particules (voir II.2) est tel que les pixels sont saturés. Nous avons écarté cette solution.

- Injection de charge dans les pixels par une source lumineuse ; en utilisant un spot inférieur à la taille du pixel et en le déplaçant sur le composant, on peut observer la différence de réponse en sortie en fonction du nombre de transferts. Nous disposons d'un banc optique qui permet d'injecter un faisceau lumineux sur un rayon de quelques μm . Cette dimension, proche de la taille des pixels, ne nous permet pas d'avoir une injection de charges constante, ce qui rend la mesure du CTI peu fiable.
- Eclairage uniforme du CCD et mesure de la traînée sur les derniers pixels du registre à décalage qui sont non éclairés. Cette méthode est développée en III.5.2.

Le résultat de la mesure est fortement dépendant de la méthode utilisée. Il est probablement impossible de prévoir les effets de la dégradation du CTE à mieux qu'un facteur deux ou trois à cause des différences de conditions expérimentales et de méthode de mesure [Hop96]. C'est pourquoi il est recommandé de se rapprocher le plus possible des conditions réelles d'utilisation pour estimer ce paramètre dans le cas d'applications critiques.

III.5.2 Mesure de la traînée

Elle consiste à mesurer la charge des pixels aveugles en fin de lecture par rapport à la charge des pixels éclairés. Cette charge est proportionnelle à $V_u - V_r$ (voir paragraphe III.3.1). La charge de traînage est constituée des charges qui ont été perdues pendant les T transferts dans le registre à décalage. On note N le nombre de pixels utiles. Trois calculs sont possibles pour estimer l'inefficacité de transfert ε :

- Prise en compte de la charge du premier pixel aveugle, de réponse $V_u = V_\varepsilon$ par rapport aux N pixels éclairés $V_u = V_{i\text{ecl}}$, soit :

$$(III.11) \quad \varepsilon = \frac{(V_\varepsilon - V_r)}{\sum_{i=0}^N (V_{i\text{ecl}} - V_r)}$$

- Prise en compte de la charge des P premiers pixels aveugles, de réponse $V_u = V_{\varepsilon_i}$ par rapport aux N pixels éclairés $V_u = V_{i\text{ecl}}$, soit :

$$(III.12) \quad \varepsilon = \frac{\sum_{i=1}^P (V_{\varepsilon i} - V_r)}{\sum_{i=0}^N (V_{iecl} - V_r)}$$

- Prise en compte de la charge de tous les pixels aveugles, de réponse $V_u = V_{\varepsilon i}$ par rapport aux N pixels éclairés $V_u = V_{iecl}$, soit :

$$(III.13) \quad \varepsilon = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} (V_{\varepsilon i} - V_r)}{\sum_{i=0}^N (V_{iecl} - V_r)}$$

En pratique ; on utilise l'équation (III.12) avec $P = 200$. Le résultat est issu de la moyenne sur 10000 mesures.

Avec cette méthode et les moyens de mesure dont nous disposons (en particulier la résolution du convertisseur analogique/numérique), le CTI minimum détectable est de l'ordre de quelques 10^{-5} . Les mesures de CTI initiales sont de ce fait entachées d'une large erreur et sont inexploitable. Les mesures après irradiation sont satisfaisantes.

Par cette méthode, la mesure de ε est indépendant du facteur de conversion.

III.6 Facteur de conversion

Le facteur de conversion α est égal à l'amplitude du signal de sortie pour une charge de un électron (en V/e^-). C'est une caractéristique du CCD qui n'est pas aisément estimable, car elle est directement liée à la valeur de la capacité flottante en sortie de registre à décalage, capacité qui n'est pas accessible.

III.6.1 Principe

La méthode développée ici a été utilisée par Johannes Solhusvik [Sol96] pour le calcul du facteur de conversion sur des circuits APS. Elle consiste à tracer la variance du signal de sortie en fonction de sa valeur moyenne.

Le bruit total du signal en sortie du composant est la somme quadratique des bruits photonique, thermique (négligeable à faible temps d'intégration), de transfert et de lecture. Le bruit de l'étage de sortie est indépendant de la charge électrique. Le bruit photonique suit une loi de Poisson, telle que la valeur moyenne égale la variance. On en déduit que le facteur de conversion est égal à la pente de la droite de la variance en fonction de la valeur moyenne. Le détail des calculs est regroupé en annexe B.

Plusieurs conditions sont à respecter pour avoir une bonne linéarité entre la valeur moyenne et la variance :

- Avoir un nombre suffisant de mesures pour faire converger la variance,
- Ne pas saturer les pixels mesurés, ce qui aurait pour effet de diminuer la variance,

- Les sources de bruit non poissonniennes dépendantes de la quantité de charges dans les pixels doivent être négligeables.

Les mesures qui suivent ont été réalisées par moyenne de 10000 intégrations. La source lumineuse est une lampe halogène. Pour réduire le volume informatique des données, un seul pixel est enregistré.

III.6.2 Estimation

Pour valider la méthode, trois pixels ont été mesurés sur le principe décrit au paragraphe précédent, sur chacune des trois voies bleue, verte et rouge. Les Figure III.13 à Figure III.15 donnent la variance en fonction de la moyenne. Sont également représentées les droites de régression linéaire de chaque voie, calculées sur la partie la plus linéaire de la fonction.

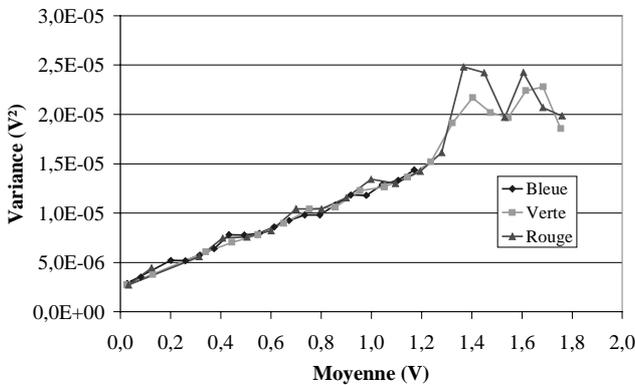


Figure III.13 : Variance de la sortie en fonction de la valeur moyenne, Kodak 1, voies bleue, verte et rouge, pixel 1000.

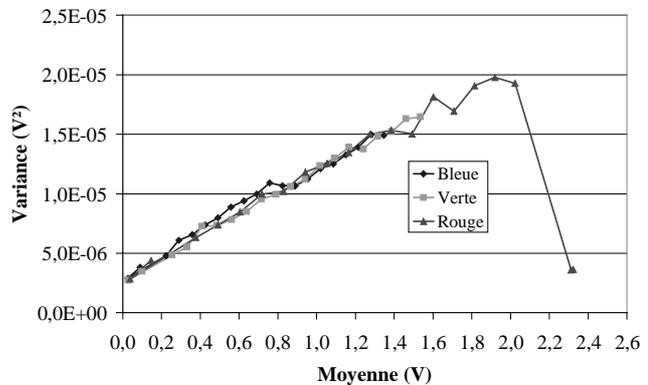


Figure III.14 : Variance de la sortie en fonction de la valeur moyenne, Kodak 1, voies bleue, verte et rouge, pixel 5000.

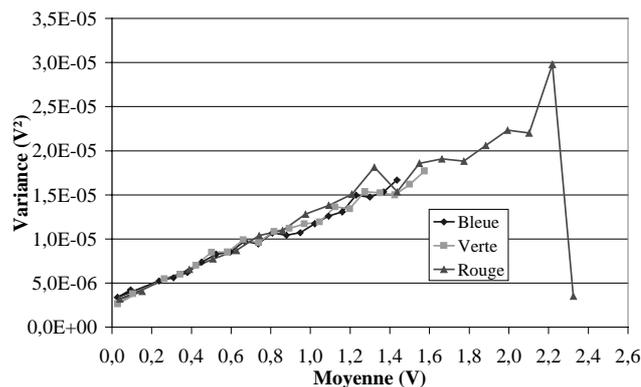


Figure III.15 : Variance de la sortie en fonction de la valeur moyenne, Kodak 1, voies bleue, verte et rouge, pixel 10000.

Les principaux résultats sont résumés dans le Tableau III.1.

Ces résultats sont homogènes sur les trois voies. La variation est à 10% d'un pixel à l'autre. Les spécifications du composant donnent une valeur typique du facteur de conversion de $12,5 \mu\text{V}/e^-$. Le fait d'avoir une réponse linéaire entre la valeur moyenne et la variance nous permet d'être confiants sur la précision des mesures.

Pixel	Voie bleue		Voie verte		Voie rouge	
	α ($\mu\text{V}/e^-$)	R^2	α ($\mu\text{V}/e^-$)	R^2	α ($\mu\text{V}/e^-$)	R^2
1000	9,49	$9,91 \cdot 10^{-1}$	9,93	$9,95 \cdot 10^{-1}$	9,98	$9,83 \cdot 10^{-1}$
5000	8,96	$9,86 \cdot 10^{-1}$	9,62	$9,81 \cdot 10^{-1}$	10,2	$9,72 \cdot 10^{-1}$
10000	8,80	$9,84 \cdot 10^{-1}$	9,19	$9,95 \cdot 10^{-1}$	9,27	$9,95 \cdot 10^{-1}$
Moyenne	9,08		9,58		9,82	

Tableau III.1 : Calcul du facteur de conversion sur différents pixels, Kodak 1. R est le coefficient de régression linéaire.

III.7 Signal du télégraphiste (RTS)

Il s'agit de surveiller l'évolution du courant d'obscurité d'un pixel en fonction du temps, en maintenant une température constante. Pour ce faire, on répète pendant plusieurs dizaines de minutes la séquence suivante :

- Intégration dans l'obscurité sur une durée constante,
- Mesure de la réponse du pixel.

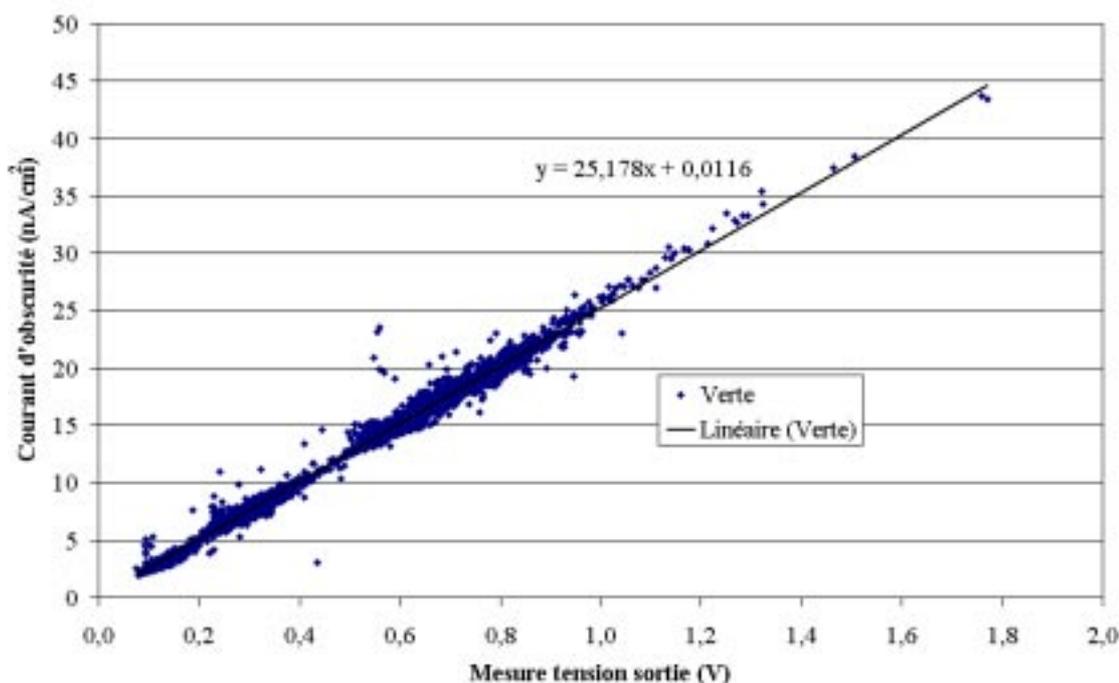


Figure III.16 : Courant d'obscurité en fonction de la réponse du pixel à 500 ms de temps d'intégration, Kodak 3 irradiée aux protons (voir Chapitre IV) voie verte à 20°C.

L'information ainsi mesurée est la tension donnée par l'étage de sortie, proportionnelle à la quantité de charges contenues dans le pixel. Pour retrouver le courant d'obscurité, proportionnel à la pente de la tension de sortie en fonction du temps d'intégration, il faudrait effectuer à chaque séquence une autre mesure avec un temps d'intégration différent (voir paragraphe III.4.1). Sur la Figure III.16, nous avons représenté le courant d'obscurité en fonction de la tension de sortie effectivement mesurée, à température donnée. La corrélation forte nous permet d'extraire une loi

linéaire. Nous utilisons cette propriété pour extraire le courant d'obscurité directement de la mesure de la réponse du pixel à un seul temps d'intégration.

III.8 Mesures Diverses

Il s'agit de mesurer le palier de référence, V_{ref} , et le palier de reset, V_R (voir paragraphe III.3.1) en statique par l'intermédiaire de la PMU (voir paragraphe III.2.1). La dérive de ces paramètres lors des irradiations est un indicateur de la dérive des étages de sortie et de reset. La technologie de ces étages est plus standard que celle des pixels et des registres à décalage.

Notons que, comme l'impédance de l'étage de sortie n'est pas nulle, la valeur absolue de ces mesures dépend de la charge externe du circuit. Il est donc important de conserver toujours la même résistance de charge sur les sorties du CCD.

III.8.1 Seuil de la broche de reset

Le transistor de reset est généralement en technologie MOS. Il est sensible aux rayonnements ionisants qui, par injection de charges piégées dans l'oxyde de grille et la création d'états d'interface dans le canal de conduction modifient son seuil de conduction.

Nous recherchons la tension de niveau logique 0 maximum (V_{IL}) et 1 minimum (V_{IH}) d'entrée de la phase de reset. Le critère d'état passant ou bloqué du transistor influe sur le résultat de la mesure. Nous choisissons de surveiller la tension de sortie V_{mes} lorsque le CCD a subi une intégration de 100 ms dans l'obscurité et que les charges des pixels ont été évacuées vers l'étage de lecture. La phase de reset est commandée avec des niveaux V_{IL} ou V_{IH} variables :

- Pour la mesure de V_{IH} , on prend comme critère le niveau critique de la sortie (V_{mes}), V_{mesmin} , en-dessous duquel on considère qu'il reste un paquet significatif de charges qui n'ont pas été éliminées par le transistor de reset, donc qu'il est à l'état bloqué tout le temps.
- Pour la mesure de V_{IL} , on prend comme critère le niveau critique de la sortie (V_{mes}), V_{mesmax} , au-dessus duquel on considère qu'il ne reste plus un paquet significatif de charges à l'entrée de l'étage de lecture, donc que le transistor de reset est à l'état passant tout le temps.

Le testeur effectue une scrutation sur V_{IL} ou V_{IH} pour déterminer les valeurs qui rendent $V_{mes} < V_{mesmin}$ ou $V_{mes} > V_{mesmax}$.

Pour des séquences de mesure automatiques comme celui-ci, le testeur est limité à un critère de tension absolue. En réalité, le critère n'est pas V_{mes} mais V_u , c'est à dire la différence de tension entre une référence et une tension de signal utile (voir le paragraphe III.3.1). Il convient donc d'ajuster V_{mesmin} et V_{mesmax} en fonction des mesures de V_{ref} , décrites au paragraphe précédent, pour se ramener au critère V_{umin} et V_{umax} . De plus, V_{mes} dépend de la charge de la sortie et peut dériver après irradiation.

Cette mesure utilise une broche numérique du testeur programmée sur la sortie du composant. Elle compare la tension de niveau logique 0 maximum (V_{OL}) et 1 minimum (V_{OH}) de sortie avec une valeur variable. Du fait de la limitation en tension des broches du testeur (7 V), il faut charger la sortie au-delà de sa valeur nominale, soit 1200 Ω ,

pour rester dans la gamme de fonctionnement.

Les mesures de seuil de la broche de reset par cette méthode donnent un niveau bas de l'ordre de 500 mV et un niveau haut de l'ordre de 4,5 V (variable suivant la voie bleue, verte ou rouge).

III.8.2 Courant de consommation

Il est mesuré en statique sur les voies d'alimentation des étages de reset et de sortie (V_{SS} et V_{DD}). Il permet de surveiller les courants de fuite, entre autre au niveau des oxydes épais.

III.8.3 Courant de fuite

Il est mesuré en statique sur les signaux d'entrée TG, LOG, PhiR, IG, OG, PhiA. Les broches TG et LOG sont en fait les trois broches de chaque voie bleue, verte ou rouge mises en parallèle. Ces courants de fuite sont tous de l'ordre du nA avant irradiation.

III.9 Synthèse sur les méthodes de mesure

Une grande partie des travaux présentés est issue de résultats expérimentaux. Il est donc important, pour une bonne confiance en ces résultats, que les moyens de mesures soient clairement définis et éprouvés. La qualité des mesures dépend du soin apporté au contrôle de la température, de l'éclairement et de la reproductibilité des sollicitations apportées aux CCD, en particulier sur les phases et le temps d'exposition. La prise en compte des bruits aux différents niveaux des composants est obtenue en calculant la moyenne sur plusieurs mesures effectuées dans des conditions identiques.

Certaines mesures sont obtenues en effectuant des hypothèses quant aux conditions expérimentales. Citons par exemple la mesure du facteur de conversion, qui suppose que la génération de porteurs dans les pixels est dominée par une statistique de Poisson. Cette mesure est importante car une variation de ce paramètre peut entraîner une mauvaise interprétation des autres résultats. Plus généralement, les mesures analogiques en sortie du CCD supposent toujours que l'étage de sortie est fonctionnel. Ces hypothèses peuvent ne plus être vérifiées après irradiation, ce qui oblige à rester critique sur les mesures brutes.

Chapitre IV Résultats de caractérisation sous contrainte radiative

IV.1 Vue d'ensemble

Nous allons présenter dans ce chapitre les principaux résultats issus des mesures effectuées sur les composants EEV, Kodak et Sony avant et après irradiation. On distingue trois paramètres pour structurer cette partie, à savoir le type de rayonnement imposé aux échantillons, le type de CCD et les paramètres surveillés, soit le courant d'obscurité, le facteur de conversion, le CTE, les signaux aléatoires ou les dérives du circuit de lecture. Il est important en préambule de résumer les divers essais réalisés dans ce cadre, ce qui est proposé du Tableau IV.1 au Tableau IV.3.

Echantillon	Débit de dose (Gy(Si)/h)	Dose totale (Gy(Si))	Courant d'obscurité	Facteur de conversion	Circuit de lecture
EEV 1	120	200	X		X
Kodak 1	1	160	X	X	X
Sony 1	400	200	X	X	X
Sony 4	0,15	100	X		X
Sony 5	300	100	X		X
Sony 6	1	30	X		X
Sony 7	5	100	X		

Tableau IV.1 : Récapitulatif des essais en dose totale au ^{60}Co .

Echantillon	Energie (MeV)	Fluence (part./cm ²)	Dose totale équivalente (Gy(Si))	Courant d'obscurité	Facteur de conversion	CTE
Kodak 3	38	$1,04 \cdot 10^{10}$	20	X		
Kodak 4	63	$1,04 \cdot 10^{10}$	14	X		
Sony 10	17,5	$8,44 \cdot 10^9$	30	X		X
Sony 11	38,5	$1,54 \cdot 10^{10}$	30	X		X
Sony 12	63	$2,25 \cdot 10^{10}$	30	X		X
Sony 19	17,5	$1,60 \cdot 10^{10}$	60	X		X
Sony 20	38,5	$3,00 \cdot 10^{10}$	60	X		X
Sony 22	63	$4,50 \cdot 10^{10}$	60	X		X
Sony 23	63	$2,20 \cdot 10^{10}$	30	X		X

Tableau IV.2 : Récapitulatif des essais aux protons.

Echantillon	Energie (MeV)	Fluence (part./cm ²)	Courant d'obscurité	Facteur de conversion	CTE
Sony 15	65	1,5 10 ¹⁰	X	X	X
Sony 16	65	1 10 ¹⁰	X		X
Sony 17	65	5 10 ⁹	X		X
Sony 21	Spectre	6,6 10 ¹⁰ (E > 10 MeV)	X		

Tableau IV.3 : Récapitulatif des essais aux neutrons.

Nous proposons de présenter les résultats en fonction des types d'irradiation imposés aux composants, en particulier pour étudier le courant d'obscurité. Des découpages secondaires permettront de dissocier les mesures et le type de composant.

IV.2 Irradiations au ⁶⁰Co

IV.2.1 EEV47-20

IV.2.1.1 Conditions d'irradiation et de mesure

Le CCD est polarisé en statique pendant l'irradiation, en appliquant les tensions nominales. Les phases sont à l'état haut. Il n'y a pas de régulation thermique. Le débit de dose est de 120 Gy(Si)/h. La dose finale est de 200 Gy(Si).

IV.2.1.2 Principaux résultats

Les mesures sont obtenues à température ambiante sans régulation thermique sur le composant. Une polarisation de 9 V du substrat permet de maintenir l'interface et les colonnes d'isolation en inversion et de limiter la génération thermique en surface. Les autres polarisations sont les valeurs typiques des spécifications proposées par le constructeur.

Le courant d'obscurité augmente faiblement d'un facteur 2 à l'issue de l'irradiation (de 0,6 à 1,2 nA/cm² en moyenne). L'étape de guérison (à température ambiante, puis à 100°C) a un comportement aggravant. Robbins [Rob00] attribue l'augmentation du courant d'obscurité sur ce type de composants à l'augmentation de la génération thermique en surface due à la création des états d'interface. Celle-ci s'opère également pendant la guérison.

On extrapole la réponse du composant à temps d'intégration nul à partir des mesures aux temps d'intégration de 0,1 à 2 s. Le résultat, rapporté en tension, est présenté sur la Figure IV.1. A partir d'une dose de 130 Gy(Sy), la dérive de l'étage de sortie est telle que la mesure de la tension devient incohérente. Ce comportement est confirmé par les chronogrammes de la sortie présentés sur la Figure IV.2. Par contre, l'augmentation de 1 V de la tension de l'étage de reset, V_{RD}, permet de recouvrer un comportement normal. Ceci montre bien que l'effet de dose est important sur l'étage de sortie, mais reste limité sur le courant d'obscurité des pixels.

Ces mesures confirment globalement les constats effectués sur les composants dans la littérature.

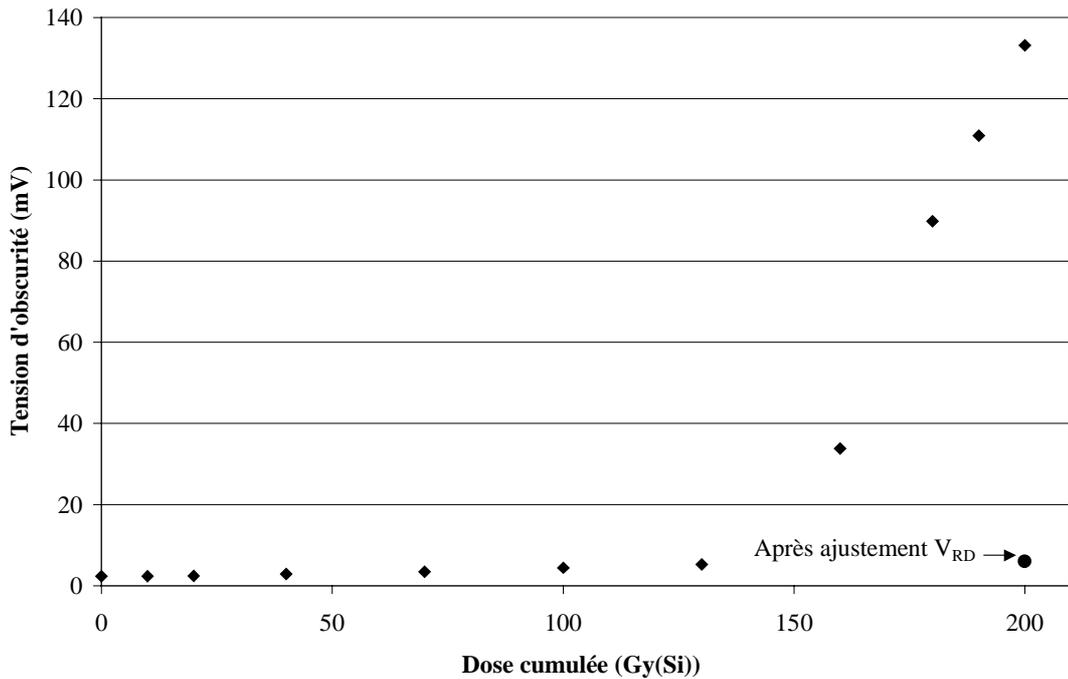


Figure IV.1 : Evolution de la réponse sans charge de l'étage de sortie du CCD EEV47-20 en fonction de la dose. On indique le point pour lequel la tension de reset V_{RD} a été augmentée.

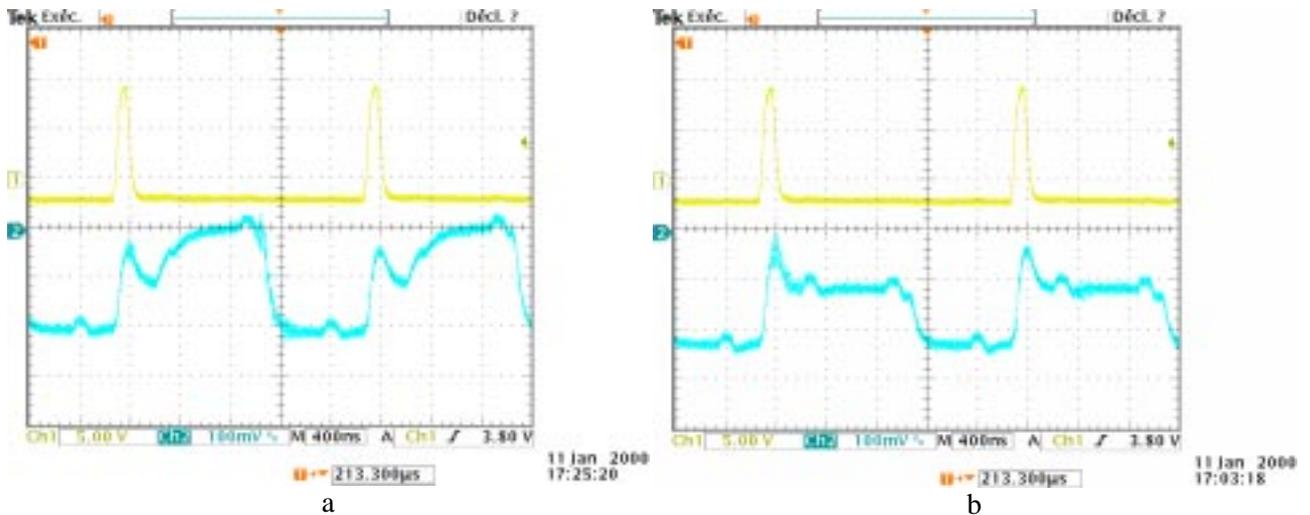


Figure IV.2 : Chronogrammes de la sortie du CCD EEV47-20 (voie 2) et de la phase de reset (voie 1) après 200 Gy(Si). Tension de drain de reset à 17 V (a) et 18 V (b).

IV.2.2 KLI10203

Une seule pièce du KLI10203 a été irradiée en dose, les pièces du lot disponible étant au nombre de quatre. Trois pièces ont été gardées pour les essais protons. L'unicité du test ne permet pas une étude des paramètres expérimentaux, comme le débit de dose, ni un essai de reproductibilité, ce qui est proposé pour la plupart des tests en dose cumulée. On peut cependant dégager une tendance de comportement, dont les informations quantitatives doivent être utilisées en considérant une probable variation d'un composant à l'autre, cependant difficile à quantifier. Les résultats très

similaires d'une voie du composant à l'autre (bleue, verte ou rouge), qui sont par ailleurs indépendantes, sont sur ce plan encourageants.

IV.2.2.1 Conditions d'irradiation

Lors de l'irradiation et de la guérison, le CCD est polarisé dans les conditions nominales de fonctionnement. Les phases sont activées à 1 MHz et le temps d'intégration est de l'ordre de 10 ms. Ces conditions ne garantissent pas une dégradation maximale du composant irradié, en particulier parce qu'elles ne permettent pas l'application d'un champ électrique maximum dans les oxydes, que l'on aurait lors d'une polarisation positive permanente. Rappelons que le champ électrique facilite la séparation du couple électron-trou généré par irradiation et diminue d'autant la capacité de recombinaison. Il s'ensuit une plus grande charge d'oxyde. Cependant, le fait d'appliquer des chronogrammes compatibles avec le fonctionnement du CCD permet de se rapprocher de la dégradation réelle et d'éviter les polarisations dangereuses à l'intégrité du composant.

La chambre d'irradiation est maintenue dans la pénombre. Il n'y a pas de régulation thermique.

IV.2.2.2 Courant d'obscurité

Les mesures ont été réalisées sur l'ensemble des pixels des trois barrettes bleue, verte et rouge et aux cinq températures 10, 20, 30, 40 et 50°C tous les 20 Gy(Si) environ jusqu'à 160 Gy(Si). Les résultats sont présentés sur la Figure IV.3(a). Les valeurs sont reportées dans le Tableau IV.4, ce qui permet de juger de l'homogénéité du courant moyen sur les trois voies. On confirme que la dispersion d'une voie à l'autre est faible (inférieure à 10%).

Le courant d'obscurité moyen augmente d'un facteur 10 à 160 Gy(Si). La dégradation est suffisamment sensible pour ne pas irradier le composant davantage et éviter ainsi l'apparition d'effets liés à la dégradation du circuit de lecture, qui rendrait l'exploitation des résultats sur le courant d'obscurité difficile.

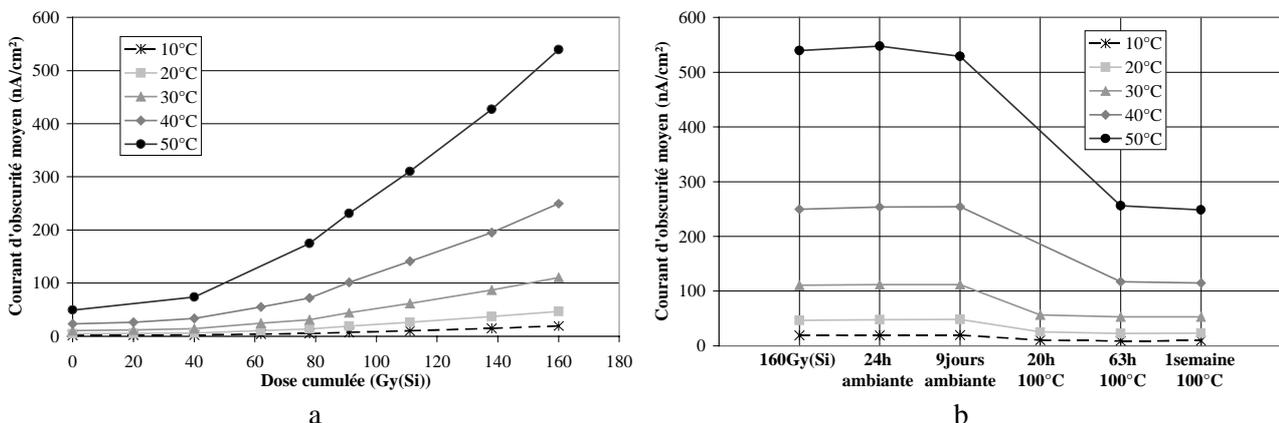


Figure IV.3 : Evolution du courant d'obscurité moyen du KLI10203 en fonction de la dose totale (a) ou de l'étape de la guérison (b), pour différentes températures de mesure, voie bleue.

Une autre façon de regarder ces résultats est de considérer la variation du courant

moyen par rapport à la valeur initiale (Figure IV.4a). Il ressort la non linéarité de la dégradation en fonction de la dose. La dégradation relative est, en revanche, indépendante de la température de mesure dans la gamme étudiée.

Dose Gy(Si)	Courant d'obscurité à 20°C (nA/cm ²)			
	Bleue	Verte	Rouge	Moyenne
0	4,43	4,72	4,52	4,56
20	4,88	5,16	4,97	5,00
40	5,93	6,19	6,02	6,05
62	10,3	10,5	10,3	10,37
78	13,3	13,4	13,3	13,33
91	19,0	19,1	19,1	19,07
111	26,0	25,8	26,0	25,93
138	36,8	36,4	36,7	36,63
160	46,5	45,9	46,4	46,27

Tableau IV.4 : Mesures du courant d'obscurité moyen à 20°C du KLI10203 en fonction de la dose cumulée.

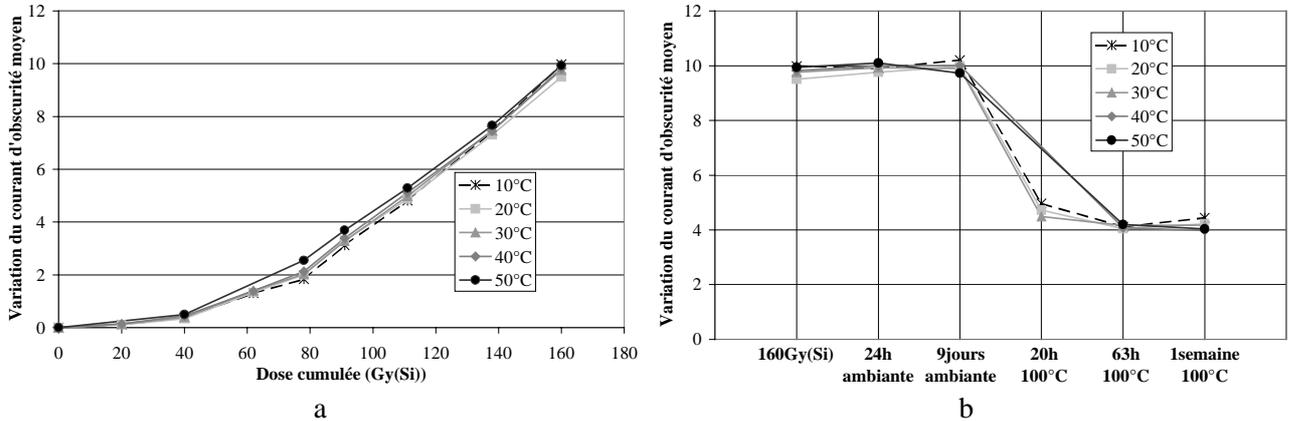


Figure IV.4 : Variation du courant d'obscurité moyen en fonction de la dose cumulée (a) ou de l'étape de la guérison (b) sur le KLI10203 voie bleue pour différentes températures de mesure.

Le comportement en guérison est présenté sur les Figure IV.3(b) et Figure IV.4(b). Si la température ambiante a peu d'effet sur le composant, puisqu'une semaine de guérison n'entraîne pas de variation significative de J_{obs} , une température de 100°C entraîne une guérison rapide. Environ 60% de la dégradation est réduite après une journée à 100°C. Ce comportement tend à prouver que la majeure partie de l'augmentation du courant d'obscurité est due à des charges d'oxyde qui s'évacuent dans le semiconducteur par agitation thermique ou effet tunnel. La question se pose alors du mode d'action de ces charges sur le courant d'obscurité, sachant qu'elles ne peuvent provoquer une génération thermique dans la zone de collection des charges utiles.

Quoiqu'il en soit, le ratio entre la valeur moyenne μ du courant d'obscurité sur l'ensemble des pixels et l'écart type σ est peu sensible à la dose ou à la guérison (Figure IV.5). Cela montre une dégradation relativement homogène entre les pixels.

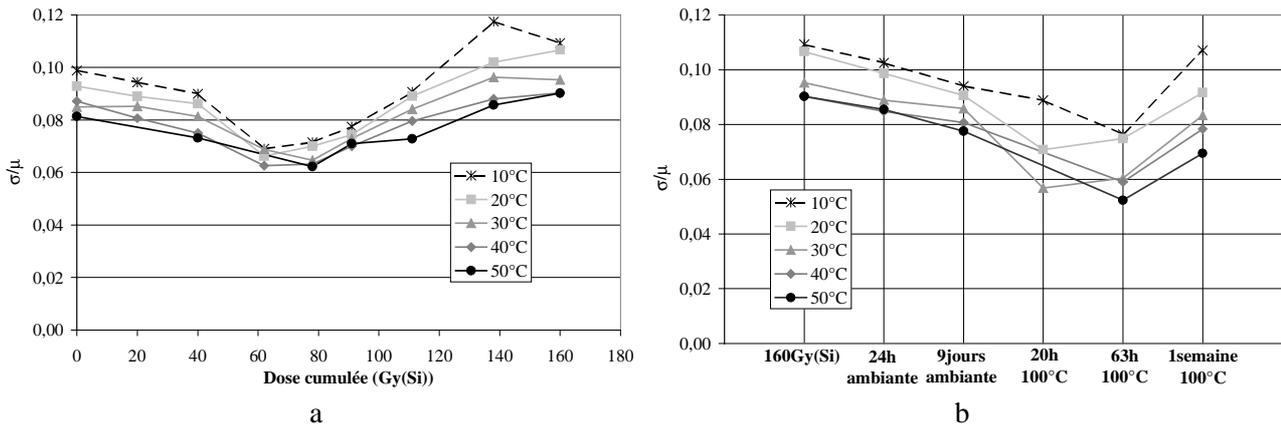


Figure IV.5: Evolution du ratio entre courant d'obscurité moyen et écart type en fonction de la dose cumulée (a) ou de l'étape de la guérison (b) sur le KLI10203 voie bleue.

Il faut noter que les pixels aveugles en tête et en fin de barrette ont après irradiation un courant d'obscurité plus élevé que les pixels actifs de 40% environ. Le manque d'informations techniques sur le composant ne nous permet pas de conclure sur l'origine de cette différence, mais il s'agit d'un point intéressant dans la compréhension des mécanismes d'augmentation de J_{obs} . En effet, si ces pixels ont une épaisseur d'oxyde plus importante que les pixels utiles, ce qui pourrait être le cas si on utilise cet oxyde comme support à une métallisation pour les rendre opaques, il est compréhensible qu'ils soient plus dégradés. Cette remarque n'est valable que dans l'hypothèse où les charges d'oxyde sont en grande partie responsables de l'augmentation du courant d'obscurité.

IV.2.2.3 Courant de consommation

On distingue le courant d'alimentation des amplificateurs de sortie, I_{DD} , du courant d'alimentation du drain du transistor d'évacuation des charges sur la capacité de lecture, I_{RD} . L'augmentation de ces courants est notable au cours de l'irradiation. La valeur initiale de I_{RD} est de 33 μA . Là aussi, la guérison de ce paramètre montre le lien de la dégradation avec les charges piégées dans les oxydes. L'augmentation des courants de consommation d'un composant est souvent reliée à l'apparition de chemins de fuite.

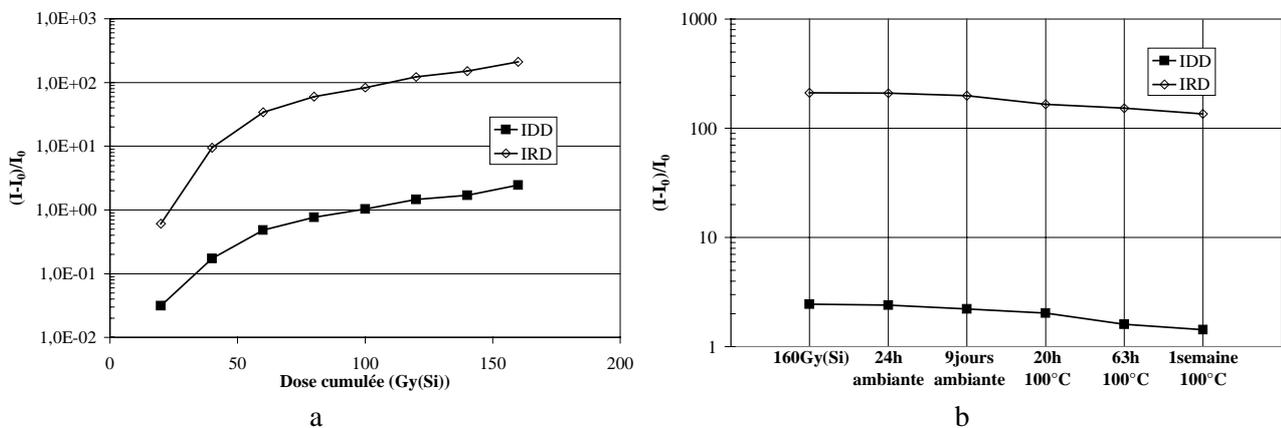


Figure IV.6: Evolution du courant de consommation à 20°C en fonction de la dose cumulée (a) ou de l'étape de la guérison (b) sur le KLI10203.

IV.2.2.4 Tension de sortie V_{out}

Nous avons mesuré la variation de la tension de sortie V_{out} lorsqu'aucune charge n'est lue. C'est alors la tension de référence de la sortie. La non monotonie de l'évolution de V_{out} (Figure IV.7) montre que la dégradation intervient à plusieurs niveaux : il est possible que les décalages opposés soient la conséquence de l'évolution de la tension de seuil de plusieurs transistors de l'étage de sortie. La guérison est assez limitée.

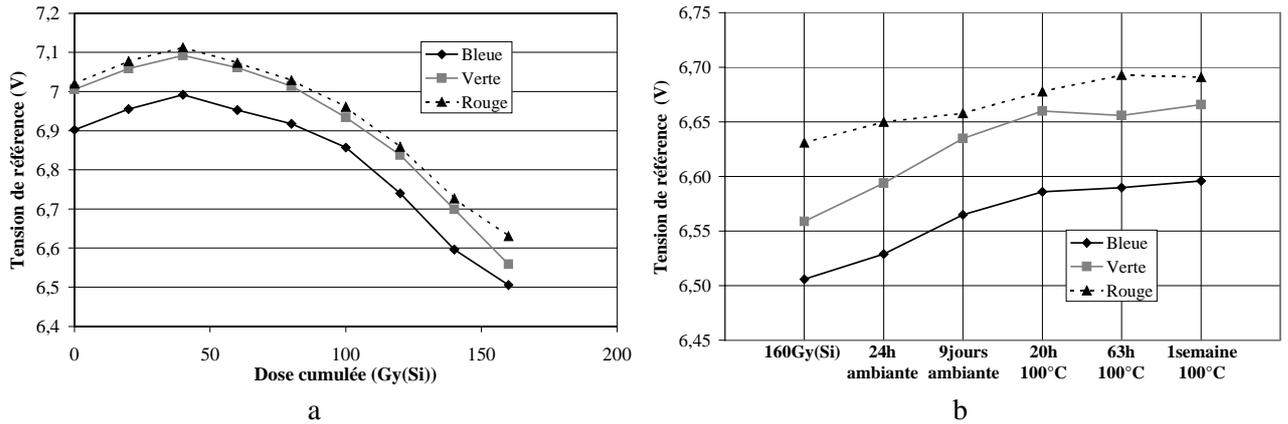


Figure IV.7: Evolution la tension de référence à 20°C en fonction de la dose cumulée (a) ou de l'étape de la guérison (b) sur le KLI10203.

IV.2.2.5 Facteur de conversion

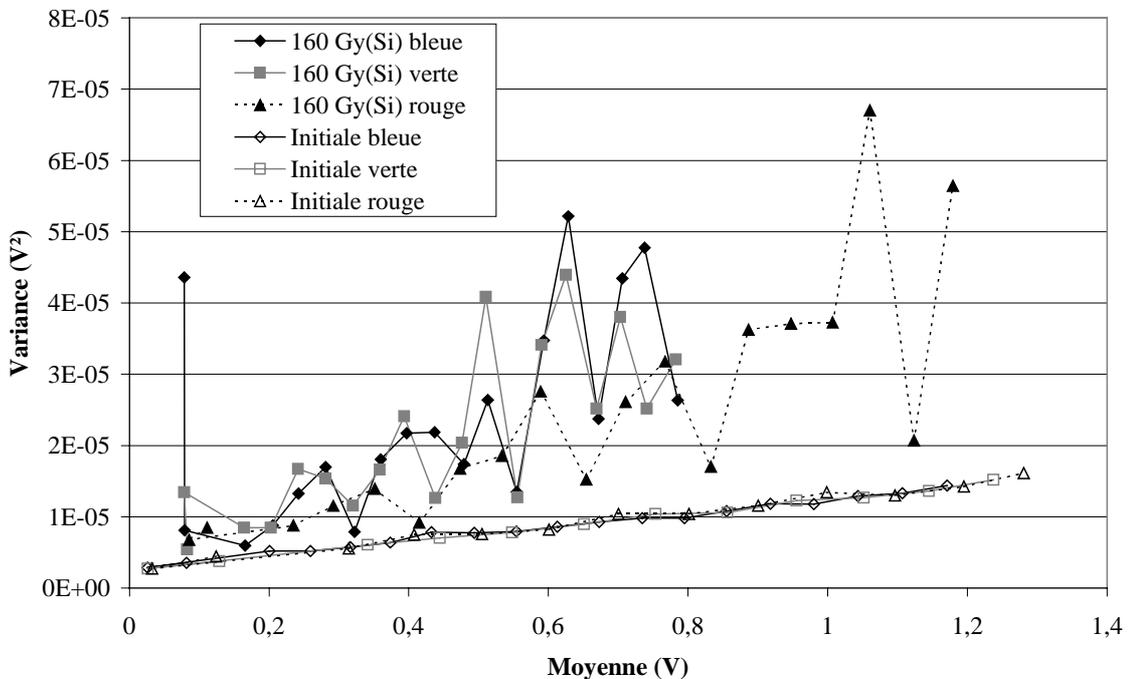


Figure IV.8 : Variance en fonction de la moyenne à la température ambiante avant et après irradiation.

Nous avons reproduit après 160 Gy(Si) la mesure de la variance du signal de sortie en fonction de sa moyenne dans les mêmes conditions qu'à l'initiale. Les résultats sont très différents (Figure IV.8). D'une part, l'interpolation linéaire des points est beaucoup plus contestable (le coefficient de régression linéaire passe de 0,99 à environ 0,5). D'autre part la pente obtenue, image du facteur de conversion, est augmentée d'un facteur 3, ce qui serait physiquement difficilement explicable.

La mesure a été reconduite à 10°C (Figure IV.9). L'intérêt de baisser la température est de diminuer la part du courant d'obscurité dans les charges lues. On suppose en effet qu'il devient non négligeable en regard des temps d'intégrations utilisés pour cette mesure (de 1 à 20 ms). Ainsi, le bruit du courant d'obscurité n'est plus négligeable en regard du bruit photonique.

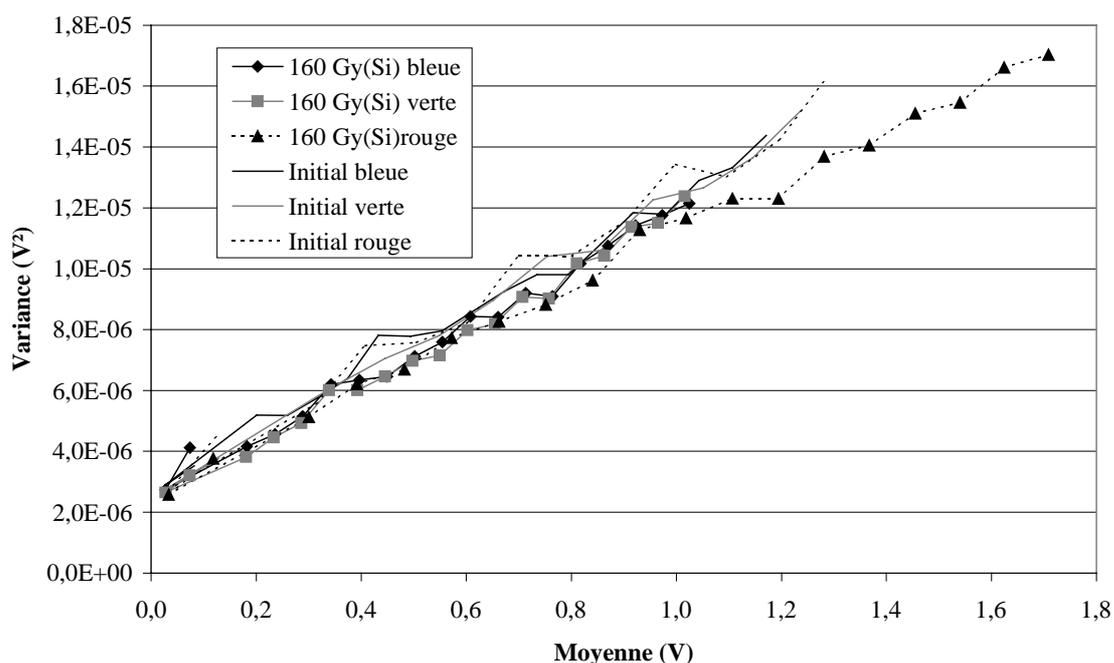


Figure IV.9 : Variance en fonction de la moyenne à 10°C après irradiation.

La linéarité des points est bien meilleure à 10°C qu'à la température ambiante. L'interpolation à une droite donne des pentes proches des valeurs obtenues avant irradiation (Tableau IV.5), l'écart maximum ne dépassant pas 10%.

Le courant d'obscurité a un rôle important sur l'application de la méthode. Ce résultat est une indication importante sur l'origine de J_{obs} dans la mesure où une génération thermique à l'intérieur d'une zone déplétée est associée à un bruit Poissonien, ce qui ne perturbe pas la mesure du facteur de conversion. Dans notre cas, l'origine du courant est ailleurs et le bruit associé n'est pas directement lié à la valeur moyenne.

	Facteur de conversion ($\mu\text{V}/e^-$)			
	Voie bleue	Voie verte	Voie rouge	Moyenne
Initial ambiante	9,49	9,93	9,98	9,80
160 Gy(Si) 10°C	9,16	8,97	8,65	8,93

Tableau IV.5 : Mesures du facteur de conversion avant et après irradiation

Notons que l'alternative à une diminution de la température pour réduire le courant d'obscurité consiste à réduire le temps d'intégration et accroître le flux lumineux. Elle n'a pas été envisagée car le temps de lecture est non négligeable devant le temps d'intégration. Il est alors possible d'avoir un courant d'obscurité généré dans les registres à décalage susceptible de perturber la mesure.

L'ensemble des résultats en dose montre que l'augmentation du courant d'obscurité par l'irradiation au ^{60}Co n'est pas en majorité due à une génération thermique. D'une part, la guérison partielle de ce courant montre que les charges piégées dans l'oxyde sont à l'origine de ce courant. D'autre part, la signature de son bruit ne correspond pas à ce type de processus. L'origine est probablement l'apparition d'un courant de fuite qui s'établit à l'interface entre le semiconducteur et les oxydes épais, alimentant ainsi les zones dépeuplées en charges parasites. Ce processus a été proposé sur des CCD par Hervé [Her93] et sur des APS par Cohen [Coh00]. Dans cette dernière référence, une simulation numérique de bec d'oiseau a confirmé la possibilité d'une activation thermique de ces courants.

IV.2.2.6 Energie d'activation

Nous avons représenté en Figure IV.10 l'énergie d'activation du courant généré par l'irradiation (c'est à dire que l'on soustrait la valeur initiale) en fonction de J_{obs} à 20°C. L'augmentation de la dose a pour effet de diminuer l'activation thermique. Ce comportement a été observé en [Coh00] lors d'une simulation du bec d'oiseau d'une structure LOCOS. Nous compléterons ces résultats dans le Chapitre V. Ceci confirme la probable cause des courants de fuite dans l'origine de l'accroissement du courant d'obscurité. La guérison n'a pas une influence directe sur l'énergie d'activation moyenne, mais la dispersion augmente.

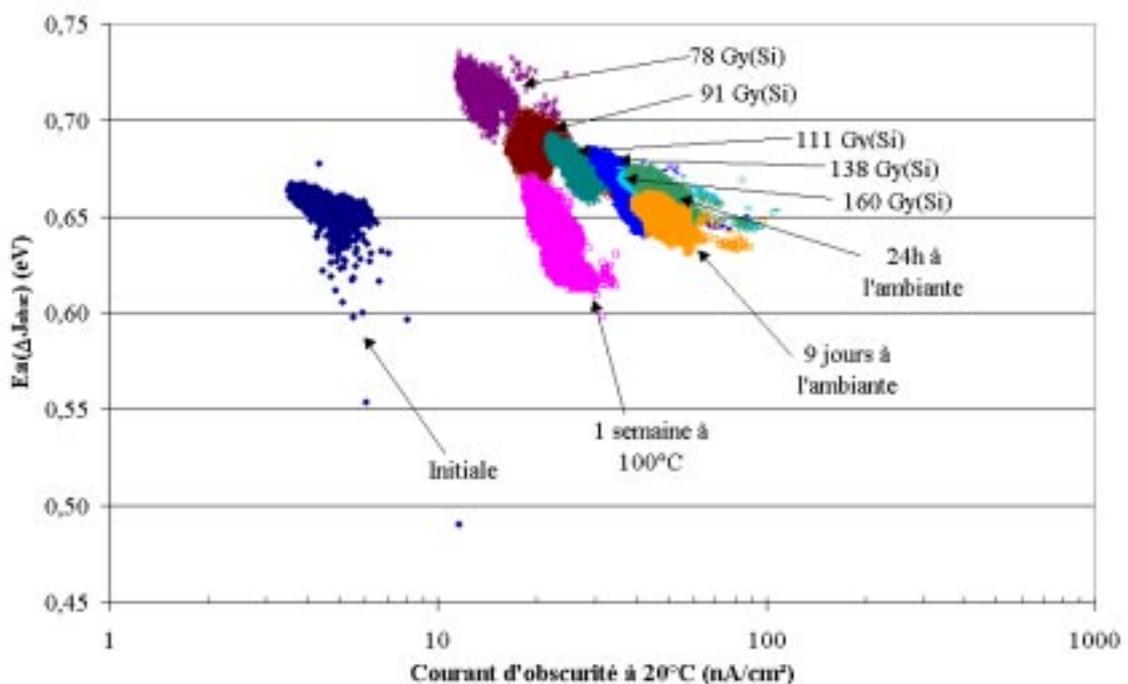


Figure IV.10 : Evolution de l'énergie d'activation du courant généré par l'irradiation au ^{60}Co sur le CCD Kodak 1 en fonction du courant d'obscurité moyen à 20°C, voie bleue.

Pour les valeurs initiales, on représente directement l'énergie d'activation du courant total.

IV.2.3 ILX551A

Ce composant est avant tout un CCD à très faible coût. Le fait qu'il dispose d'une génération interne des phases à partir d'un signal d'horloge de niveau logique 0-5 V peut induire des résultats en dose liés à la dégradation des signaux de phase. Ce comportement se rapproche des problèmes liés à l'électronique numérique, par opposition aux dégradations propres aux CCD. Dans ce contexte, les mesures en dose ont trois intérêts principaux :

- Confirmer dans la mesure du possible les résultats obtenus sur les mesures en dose cumulée du CCD Kodak,
- Etudier l'influence du débit de dose pour ce composant précis,
- Tester les limites d'utilisation pour effectuer des essais en déplacement sans que la dégradation en dose cumulée (notamment aux protons) ne soit prépondérante.

IV.2.3.1 Conditions d'irradiation

Les CCD Sony sont polarisés sous l'irradiation et, sauf cas particulier, durant la guérison. Ils sont activés par une horloge à 1 MHz. La dose est appliquée dans la pénombre, sans régulation thermique.

IV.2.3.2 Courant d'obscurité

Les mesures sont effectuées de 10 à 50°C. On constate sur la Figure IV.11 que l'évolution du courant d'obscurité moyen à 20°C est linéaire avec la dose jusqu'à 200 Gy(Si), à fort débit de dose (400 Gy(Si)/h). Le courant moyen atteint 5 nA/cm². Par contre, les mesures à température de 30 à 50°C sont rapidement inconsistantes, la plupart des pixels étant saturée aux temps d'intégrations de l'ordre de 10 ms. Par la suite, les doses ne dépassent pas 100 Gy(Si).

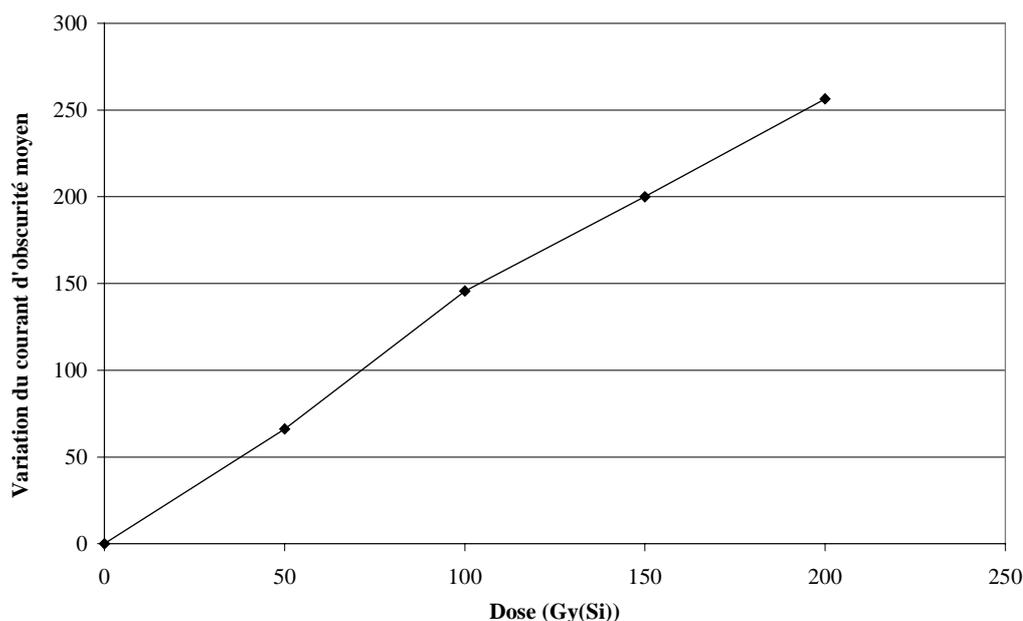


Figure IV.11 : Evolution du courant d'obscurité moyen en fonction de la dose totale, Sony 1.

Le CCD a subit une guérison à la température ambiante pendant plus d'une semaine. On distingue deux phases de cette guérison, selon que la pièce a été maintenue polarisée ou non (Figure IV.12). Ainsi, durant les 48 premières heures, aucune polarisation n'est appliquée, ce qui permet d'observer l'accroissement du courant d'obscurité après irradiation (de 5 à 5,6 nA/cm²). Par la suite, on applique la même stimulation électrique que lors de l'irradiation, et le courant moyen décroît de 5,6 à 4,4 nA/cm².

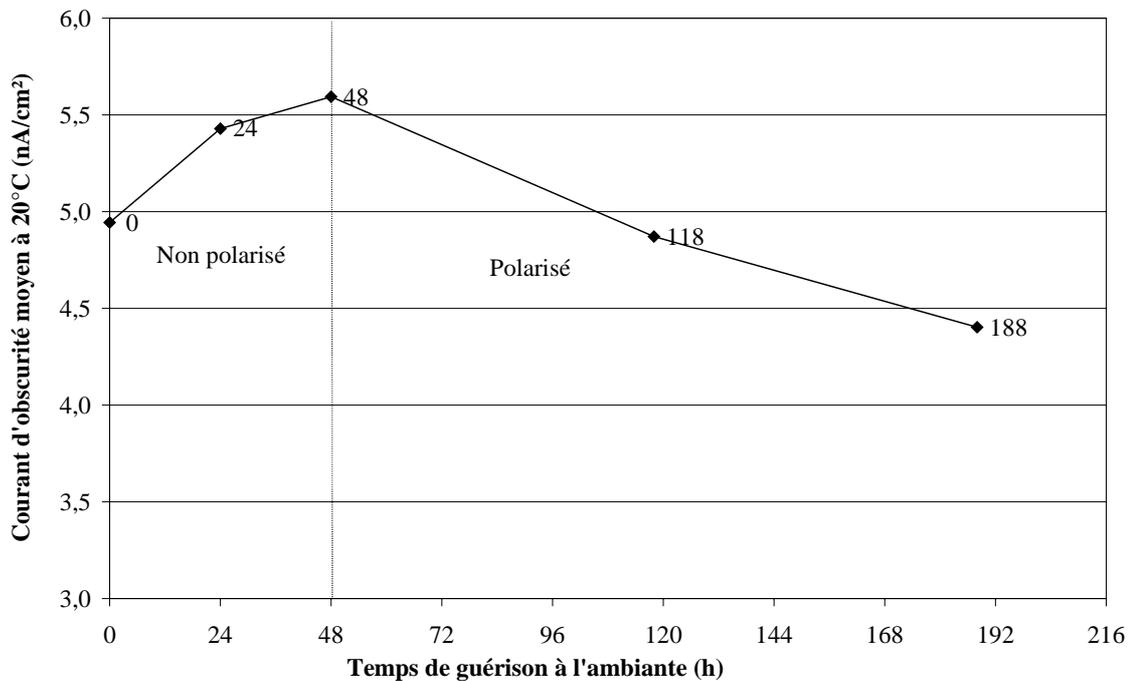


Figure IV.12 : Evolution du courant d'obscurité moyen lors de la guérison à température ambiante, Sony 1.

Les charges d'oxydes sont responsables de l'évolution du courant d'obscurité après irradiation. Leur transport vers l'interface semiconducteur-isolant puis leur guérison ont des effets concurrents sur J_{obs} , qui sont mis en évidence lors des deux étapes de la guérison. Lorsque le CCD est maintenu non polarisé, on limite la guérison des trous piégés tout en maintenant leur transport vers l'interface. Ce transport est probablement initié par la polarisation du composant pendant les seules phases de mesure. Quoiqu'il en soit, le transport des trous vers l'interface est un processus rapide devant les guérisons par effet tunnel ou thermique pour un composant à température ambiante. Lorsqu'on polarise à nouveau le CCD en guérison, le transport des trous à l'interface est rapidement négligeable donc quasiment terminé et le courant d'obscurité moyen est piloté par la guérison des trous et leur évacuation vers le semiconducteur.

Le rapport σ/μ est peu variable au cours de l'irradiation. Notons que ce rapport est 10 fois plus important avant irradiation que pendant et après. On attribue cet écart à une différence d'origine du courant d'obscurité entre la dispersion pré et post irradiation. En effet, celui-ci est très faible sur les CCD non irradiés, de l'ordre de 20 pA/cm² à 20°C. L'irradiation à 50 Gy(Si) augmente ce courant de plus d'un facteur 50 (1,3 nA/cm²), rendant ainsi l'état initial et sa dispersion négligeables. On conclut que la dose totale impose une dégradation uniforme sur ce CCD.

Les pièces 4 et 5 ont été irradiées à fort et faible débit. L'objectif est de comparer à dose finale identique de 100 Gy(Si) la dégradation du courant d'obscurité et d'appliquer aux CCD une guérison à 100°C. La dose finale est appliquée en une étape d'irradiation.

L'effet du débit de dose est assez faible, puisque la différence sur le courant d'obscurité après irradiation est de l'ordre de 10%. Cet écart est dans l'incertitude de la dose finale appliquée et peut être également lié à une différence de sensibilité entre pièces.

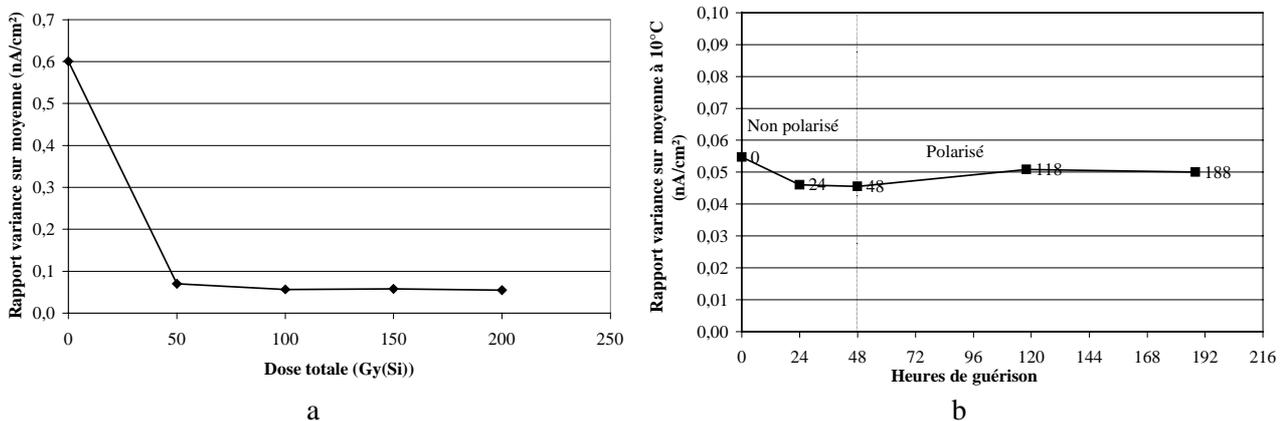


Figure IV.13 : Rapport σ/μ à 10°C au cours de l'irradiation (a) et de la guérison à température ambiante (b) de Sony 1.

Une mise en température des CCD permet de récupérer 40% du courant d'obscurité après 10h. L'évolution par la suite est faible. On démontre une nouvelle fois que les charges d'oxyde sont en grande partie responsables de l'augmentation du courant d'obscurité.

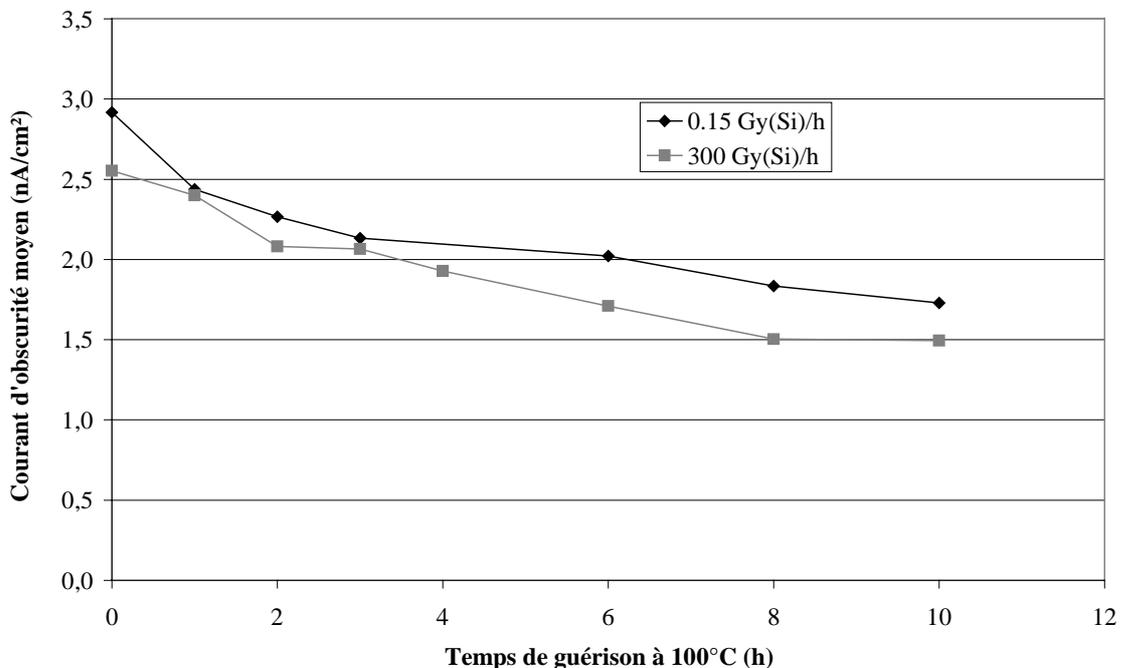


Figure IV.14 : Evolution du courant d'obscurité moyen en fonction du temps de guérison à 100°C après 100 Gy(Si), Sony 4 et 5 polarisées.

IV.2.3.3 Tension de seuil à temps d'intégration nul

On voit apparaître une tension de décalage en sortie qui se superpose au signal utile au fur et à mesure que la dose cumulée augmente. Elle est calculée en extrapolant à l'origine la courbe de la tension de sortie V_u (voir III.3.1) en fonction du temps d'intégration. L'évolution de ce seuil est présentée sur la Figure IV.15 et la Figure IV.16.

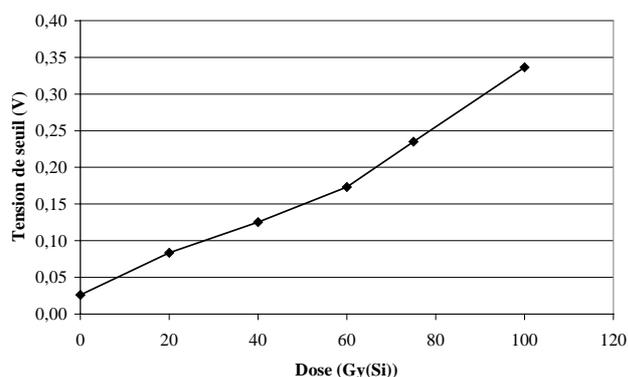


Figure IV.15 : Tension de seuil moyenne à 20°C en fonction de la dose cumulée, Sony 7.

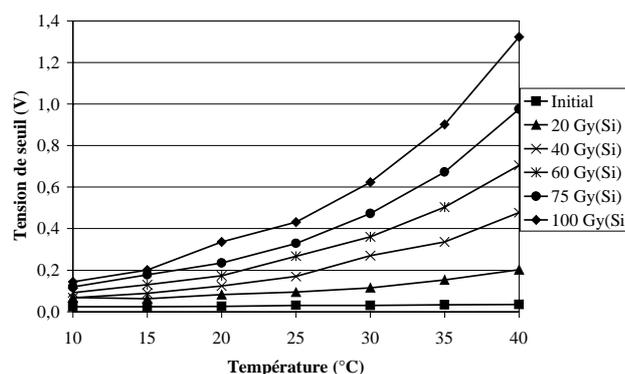


Figure IV.16 : Tension de seuil moyenne en fonction de la température pour différentes doses cumulées, Sony 7.

Ce seuil dépend de la température. Il est difficile de conclure sur son origine (altération du palier de l'étage de sortie, courants dans le registre à décalage) dans la mesure où ce composant dispose d'une logique de génération des phases intégrée. Son apparition a des conséquences sur la mesure du CTI, comme nous le verrons en IV.4.4.

IV.2.3.4 Courant de consommation

Les deux alimentations du CCD ont été surveillées pendant l'irradiation. Des mesures aux différentes étapes ont montré que le courant de consommation statique évolue peu avec la dose. L'alimentation 9 V consomme toujours de l'ordre de 4,7 mA et l'alimentation 5 V de l'ordre de 39 μ A.

IV.2.3.5 Facteur de conversion

Le facteur de conversion initial est calculé par la pente de la variance en fonction de la moyenne. Cette méthode, bien qu'elle donne une droite, donne une valeur de 45 μ V/e⁻, ce qui est excessif pour un CCD. Aucune explication n'est proposée pour justifier ce résultat. Il est cependant en accord avec la forte sensibilité du CCD à l'éclairement. Nous avons néanmoins retenu cette valeur pour le calcul du courant d'obscurité.

Après 100 Gy(Si), le facteur α n'a pas évolué de façon significative (CCD Sony 4). A la différence de la pièce Kodak 1, la méthode de mesure est toujours valable à 20°C après irradiation. Pour confirmer l'hypothèse selon laquelle le bruit dû au courant d'obscurité est à l'origine d'une mauvaise mesure, nous avons mesuré le facteur de conversion sur la pièce Sony 1, fortement dégradée en courant d'obscurité. Les résultats sont présentés sur la Figure IV.17, où l'on peut observer le résultat de la mesure à différentes étapes de l'irradiation et de la guérison.

Il faut tout d'abord remarquer que le point correspondant au temps d'intégration minimal a une abscisse variable. Il correspond à une valeur moyenne de la sortie du pixel éclairé et mesuré plus ou moins grande, alors que l'éclairement est contrôlé. En particulier, cette valeur moyenne est maximale après irradiation et avant toute guérison, et décroît au fur et à mesure que la guérison s'opère et que la température diminue. On pense alors à la contribution du courant d'obscurité dans la réponse du CCD. Celle-ci semble non négligeable pour de fortes dégradations et intervient dans la mesure de la réponse du pixel éclairé par un signal supplémentaire parasite.

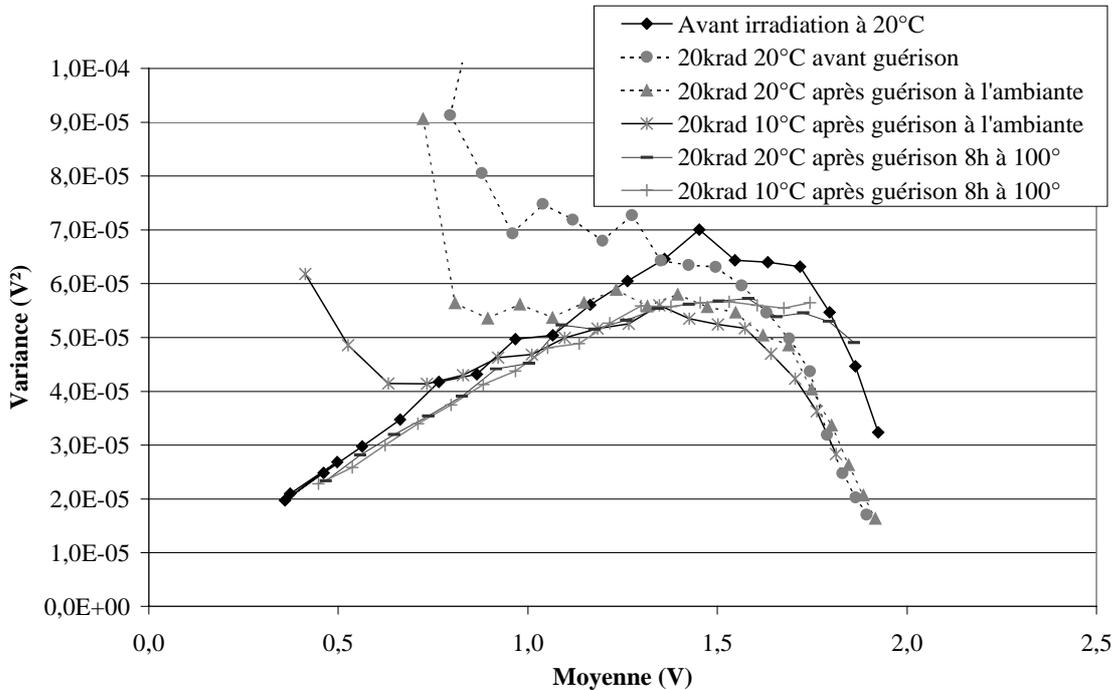


Figure IV.17 : Estimation du facteur de conversion de Sony 1 à plusieurs étapes de la guérison.

D'une façon prévisible et générale à toutes les étapes d'irradiation, la variance sature et décroît lorsque la valeur moyenne s'approche de la saturation des pixels, soit vers 1,5 V.

A 200 Gy(Si) et avant toute guérison, la variance ne donne pas une droite en fonction de la moyenne. La courbe est inexploitable pour l'extraction du facteur de conversion. Lorsque la guérison progresse, on retrouve une droite dont la pente est sensiblement identique à la valeur initiale. Ce point associé à la probable action du courant d'obscurité développée ci-avant tend à montrer que, comme pour le CCD Kodak, c'est ce courant qui est à l'origine de la dégradation de la mesure.

Enfin, lorsque le CCD guérit, on remarque que le bruit décroît avec le temps d'intégration. Ceci est une indication importante sur la réponse du bruit du courant d'obscurité.

IV.2.3.6 Energie d'activation

On remarque sur la Figure IV.18 l'activation thermique du courant d'obscurité généré par l'irradiation. Comme pour la pièce Kodak 1, l'énergie d'activation diminue avec la dose totale.

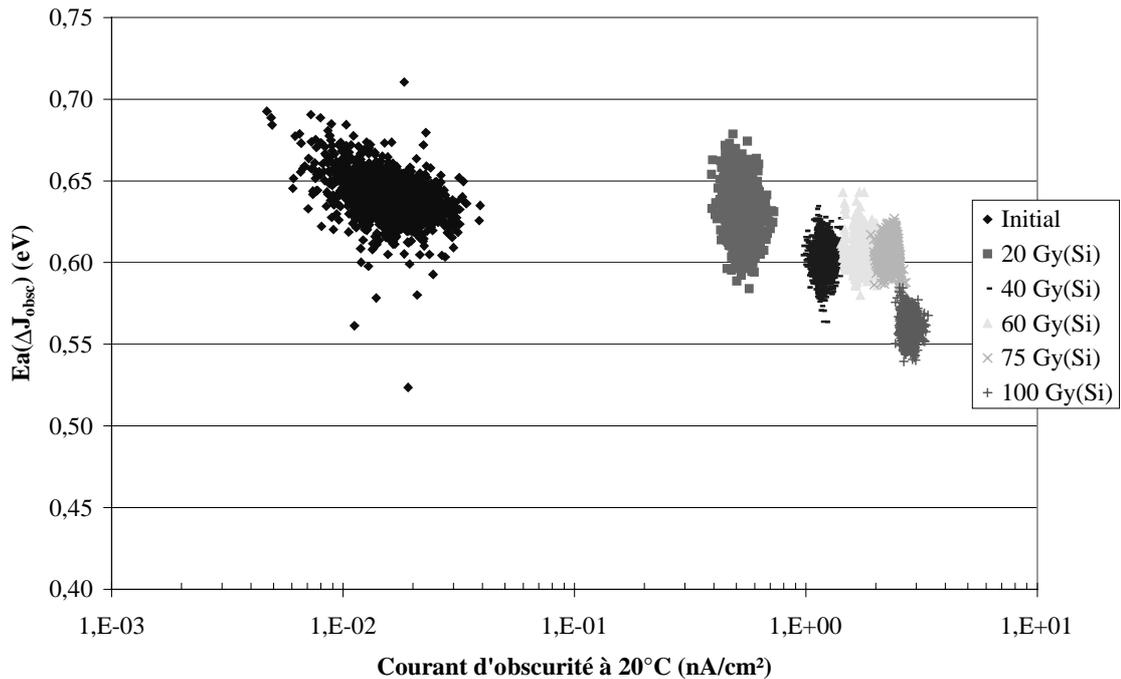


Figure IV.18 : Evolution de l'énergie d'activation du courant généré par l'irradiation au ^{60}Co sur le CCD Sony 7 en fonction du courant d'obscurité moyen à 20°C . Pour les valeurs initiales, on représente directement l'énergie d'activation du courant total.

IV.2.4 Conclusion sur les essais en dose cumulée

Des similitudes existent sur le comportement des deux types de composants Kodak et Sony irradiés. En premier lieu, le courant d'obscurité est fortement sensible à la dose. Une part importante (40 à 60%) de l'augmentation mesurée après irradiation guérit à 100°C , ce qui implique que les trous piégés sont responsables au moins en partie de la dégradation. Ce comportement est en opposition par rapport aux résultats obtenus sur le CCD EEV. Dans ce cas, le courant d'obscurité augmente peu avec la dose et le recuit à 100°C agit comme une guérison inverse.

Cette divergence de comportement suppose des mécanismes de dégradation différents dans les deux cas. Plusieurs auteurs (Hopkinson, Robbins) attribuent l'augmentation du courant d'obscurité du CCD EEV à l'apparition d'états d'interface à la frontière entre l'oxyde et le semiconducteur. Dans notre expérience, cette conclusion est en accord avec le comportement post-irradiation, puisque le recuit peut favoriser la création d'états d'interface supplémentaires. Pour les CCD commerciaux à photodiode, l'hypothèse retenue fait intervenir l'apparition d'un courant de fuite dans les structures à oxyde épais ou dans les zones dites de bec d'oiseau. On explique ainsi la guérison après irradiation à 100°C . Cette conclusion est proposée en [Nun01].

Cette hypothèse est renforcée par la mesure du facteur de conversion, où on conclut que le courant d'obscurité généré par l'irradiation ne suit pas une loi de Poisson, contrairement à la génération thermique de surface. Nous verrons au Chapitre V comment des courants de fuite peuvent être activés thermiquement, ce qui est effectivement observé sur les CCD Sony et Kodak.

IV.3 Evolution du courant d'obscurité et de l'énergie d'activation après irradiation aux neutrons et protons

IV.3.1 Présentation des contraintes appliquées aux CCD

IV.3.1.1 Neutrons

Seuls les composants Sony ont été irradiés aux neutrons. Deux types de contraintes ont été appliquées :

- Un faisceau monoénergétique à 65 MeV au cyclotron de l'Université Catholique de Louvain la Neuve (UCL), Belgique sur les pièces Sony 15 à 17. Le faisceau de neutrons est obtenu par irradiation aux protons d'une cible de lithium. Le flux moyen est de l'ordre de 10^6 neutrons/cm²/s, sur un diamètre de 40 mm. Pour améliorer l'homogénéité de la contrainte sur les CCD, on les place suivant un angle de 50° par rapport à la normale au faisceau. Trois pièces reçoivent une fluence différente à 65 MeV (voir Tableau IV.3). Il est alors possible de comparer l'effet de la fluence déposée sur l'évolution des paramètres supposés sensibles des CCD, soit le courant d'obscurité et l'inefficacité de transfert.
- Un faisceau de neutrons dont le spectre en énergie est proche du spectre atmosphérique. Il est issu de la ligne « Neutron Weapon Research » du laboratoire national de Los Alamos (Nouveau Mexique, Etats-Unis). Les neutrons sont issus de la réaction de protons de 800 MeV sur une cible. Le profil typique de spectre disponible est présenté en Figure IV.19.

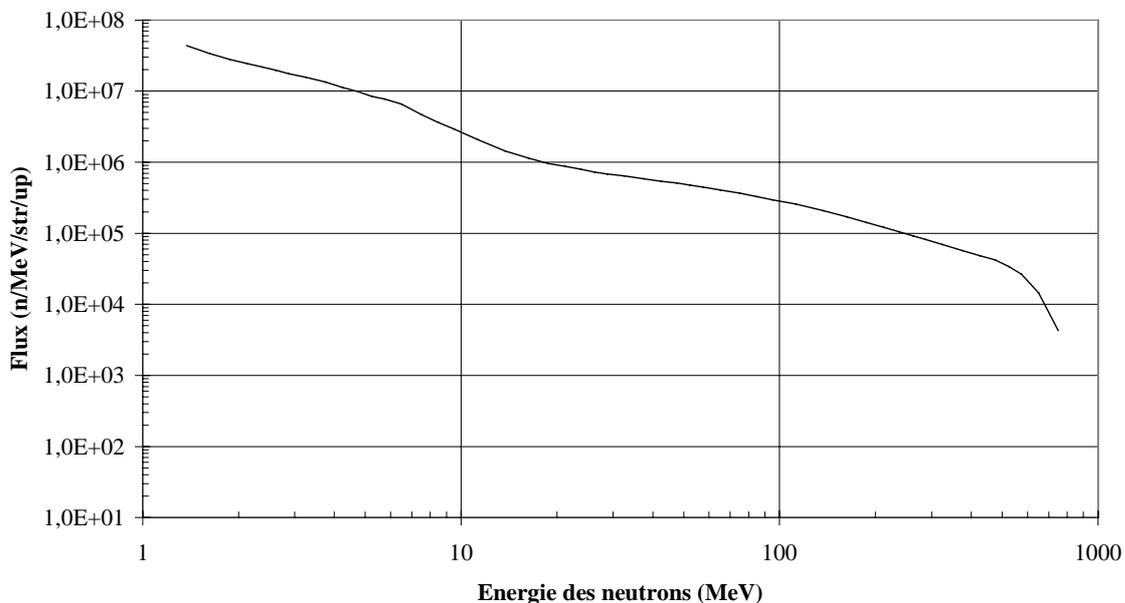


Figure IV.19 : Spectre de neutrons lors de l'irradiation de Sony 21.

On présente en Figure IV.20 la section efficace d'interaction des neutrons en fonction de l'énergie. Ces données sont issues de mesures réalisées par le laboratoire national de Los Alamos. La Figure IV.21 donne le NIEL des neutrons en fonction de

l'énergie.

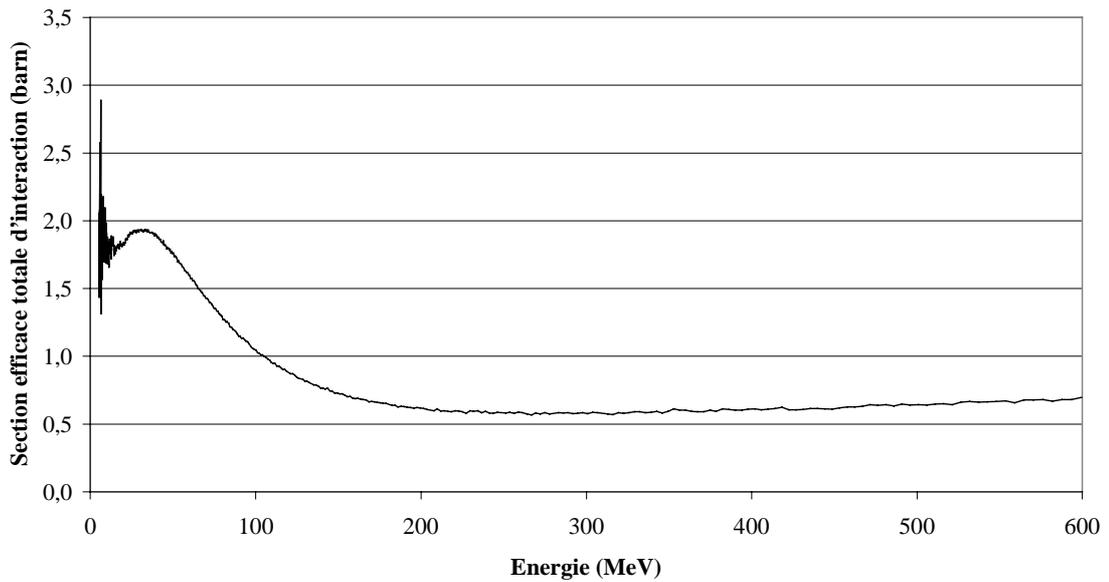


Figure IV.20 : Section efficace d'interaction entre les neutrons et le silicium.

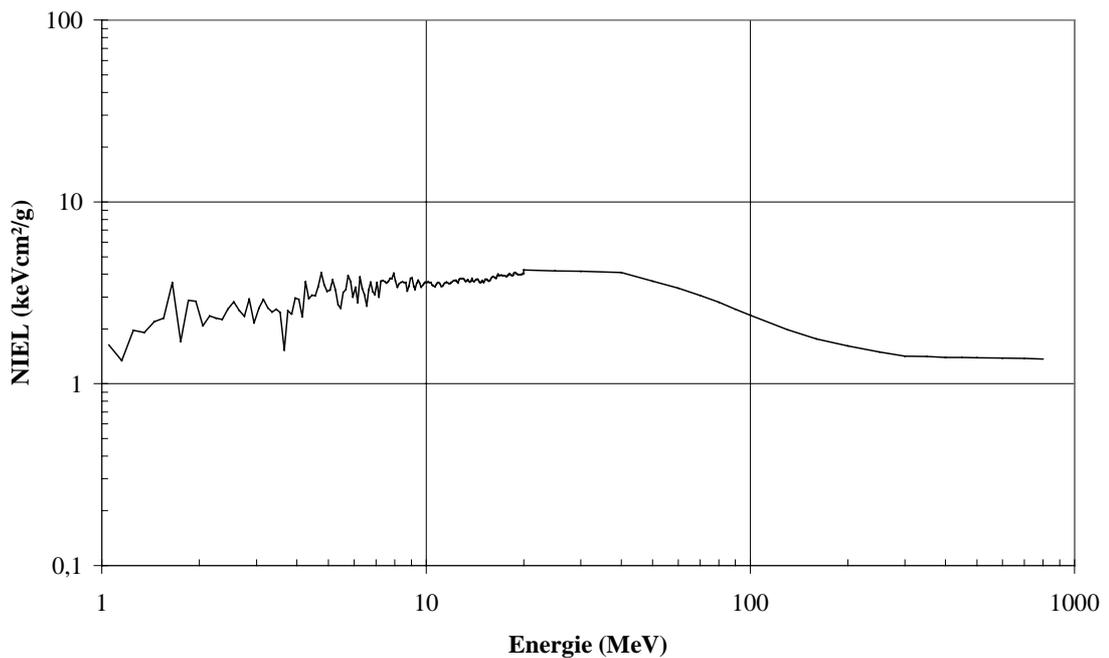


Figure IV.21 : NIEL des neutrons en fonction de l'énergie.

IV.3.1.2 Protons

Le dépôt d'une fluence de protons a pour conséquence l'application d'une dose totale. Nous avons vu que les CCD Kodak et Sony, dans des proportions différentes, étaient sensibles à la dose par augmentation du courant d'obscurité. Pour révéler les défauts issus des interactions proton/silicium, il est important de trouver un compromis acceptable permettant le dépôt d'une fluence qui permette de distinguer les différents effets. On propose deux stratégies d'irradiation à trois énergies distinctes, 17,5 37,5 et

63 MeV :

- Application d'une fluence constante aux trois énergies. Cette méthode est proposée pour les CCD Kodak, peu sensibles à la dose totale en-dessous de 50 Gy(Si),
- Application d'une dose totale équivalente aux trois énergies. Cette méthode est réservée pour les CCD Sony, très sensibles à la dose. Les irradiations sont telles que 30 Gy(Si) sont déposés par pièce.

Les irradiations sont réalisées à l'UCL. Le faisceau est issu du même cyclotron que lors des essais neutrons. Les CCD irradiés sont non polarisés.

IV.3.2 KLI10203

Deux composants KLI 10203 ont été irradiés pour ces tests. Un premier a subi une irradiation aux protons 38 MeV (Kodak 3), l'autre aux protons 63 MeV (Kodak 4), tous les deux avec la même fluence de $1,04 \cdot 10^{10}$ protons/cm².

Cela se traduit par une augmentation du courant d'obscurité qui est représentée sur la Figure IV.22 pour la pièce irradiée à 38 MeV à 20°C. La comparaison de l'augmentation du courant d'obscurité des deux pièces est intéressante. On voit, dans le Tableau IV.6, une augmentation (courant moyen sur tous les pixels) de l'ordre de 45% pour la pièce irradiée à 38 MeV et de 35% pour celle à 63 MeV. Cette différence est bien expliquée par la diminution du NIEL des protons avec l'énergie [Mil94].

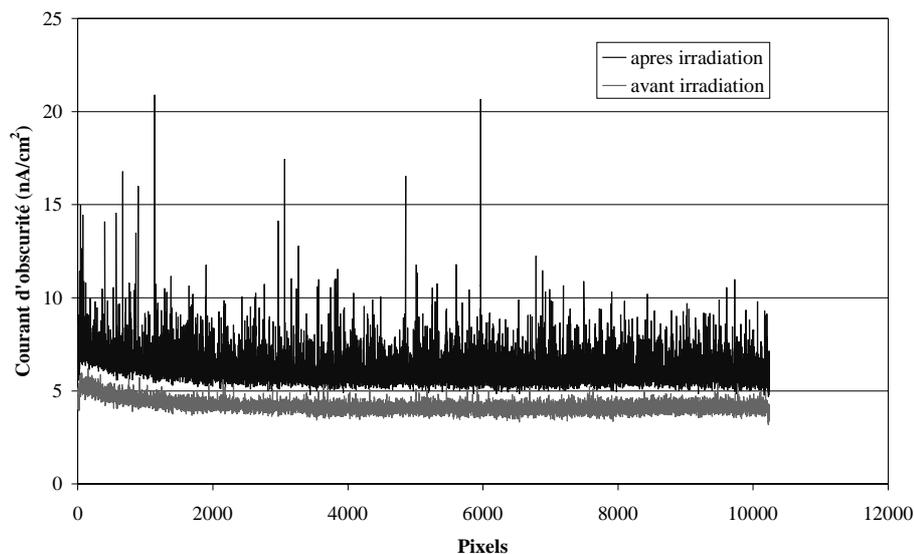


Figure IV.22 : Courant d'obscurité de la voie bleue à 20°C (Kodak 3) avant et après irradiation aux protons 38 MeV

On remarque aussi que certains pixels présentent un courant très élevé par rapport aux autres. Ces "pics" de courant sont la preuve d'une grande dégradation de ces pixels due à un choc inélastique entre un proton et un atome de Silicium (voir paragraphe II.4.3.2) ou à la création de défauts dans les zones actives à fort champ électrique Silicium (voir paragraphe II.4.4).

	Jobsc (nA/cm ²)				σ/μ sur les trois couleurs
	Bleue	Verte	Rouge	Moyenne	
38 MeV avant irradiation	4,21	4,44	4,25	4,30	$7,92 \cdot 10^{-2}$
38 MeV après irradiation	6,16	6,40	6,23	6,26	$1,47 \cdot 10^{-1}$
63 MeV avant irradiation	4,68	4,95	4,55	4,73	$8,80 \cdot 10^{-2}$
63 MeV après irradiation	6,36	6,67	6,20	6,41	$1,47 \cdot 10^{-1}$

Tableau IV.6 : Courant d'obscurité moyen avant et après irradiation à 20°C.

La Figure IV.23 permet d'observer les deux effets de l'irradiation aux protons : l'augmentation du courant d'obscurité moyen (due aux interactions élastiques et à l'effet de la dose cumulée) et la dissymétrie de la répartition du côté des grands courants (profil poissonien). On quantifie la dispersion du courant d'obscurité par le rapport σ/μ . (voir Tableau IV.6). L'irradiation provoque une augmentation significative de ce rapport, mais l'énergie n'a pas une grande importance sur la valeur dans ce choix particulier de 38 et 63 MeV. Ce constat est confirmé sur la Figure IV.24, dans laquelle on présente les histogrammes des courants d'obscurité des deux pièces (38 et 63 MeV) après avoir centré les distributions sur le courant d'obscurité le plus fréquent (pic de l'histogramme). On voit que les deux décroissances poissoniennes sont similaires, ce qui indique que le nombre de réactions inélastiques intervenues durant les deux irradiations (38 et 63 MeV) est comparable. Ceci peut être expliqué par le fait que les protons à 38 MeV et ceux à 63 MeV créent pratiquement le même nombre d'interactions inélastiques. En effet, leur NIEL (Non Ionizing Energy Loss) inélastique est respectivement de 1,47 et 1,41 keV/cm²/g.

En absolu, le rapport σ/μ . est plus faible que les données bibliographiques de la littérature pour des protons d'énergie équivalente à fluence égale [Dal89]. On explique cette différence par la grande valeur du courant d'obscurité avant irradiation.

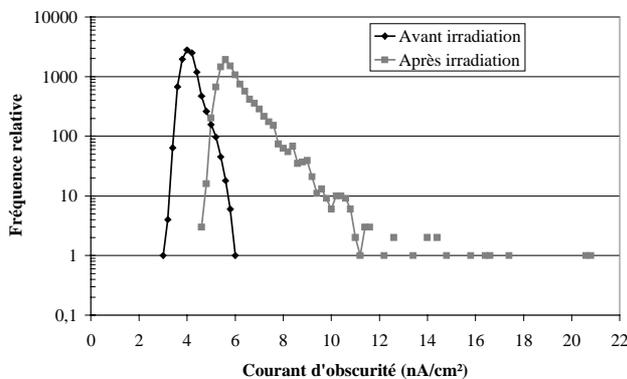


Figure IV.23 : Histogramme du courant d'obscurité avant et après irradiation aux protons de Kodak 3 (38 MeV) à 20°C. Voie bleue.

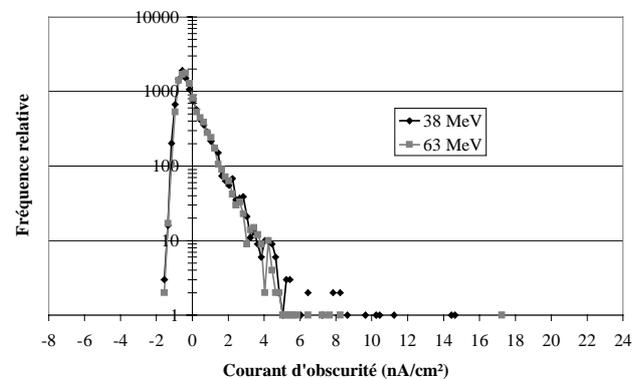


Figure IV.24 : Comparaison des répartitions centrées de courant d'obscurité pour deux pièces ayant subi une même fluence à 38 et 63 MeV

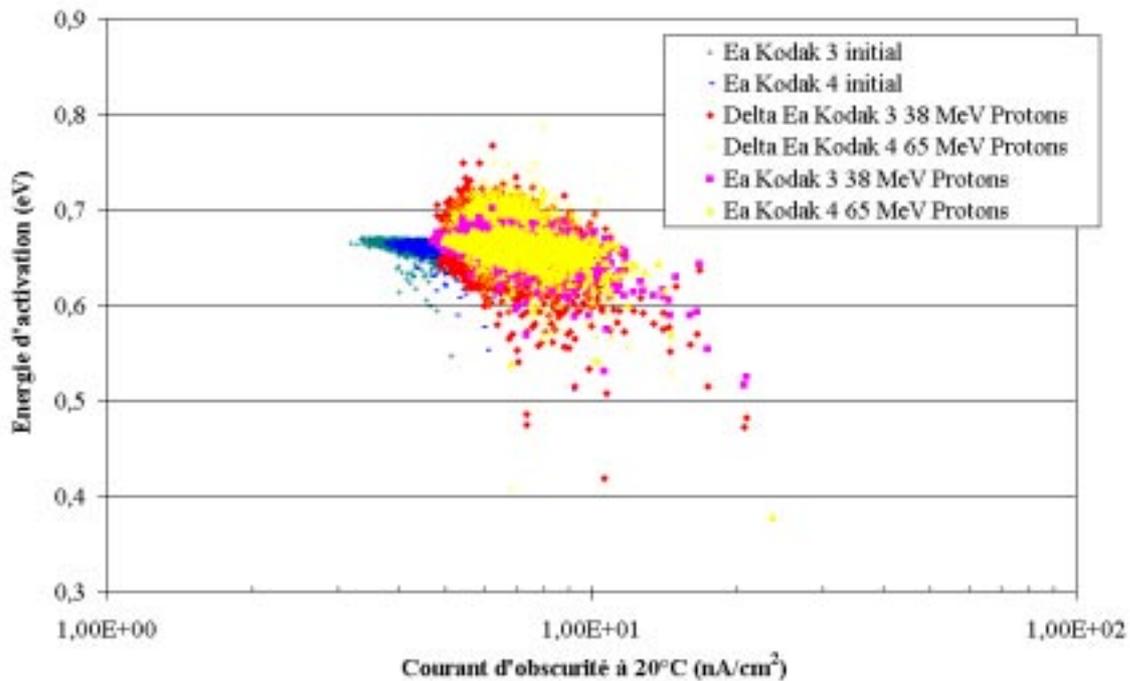


Figure IV.25 : Energie d'activation initiale et énergie d'activation de l'augmentation du courant d'obscurité en fonction du courant d'obscurité, Kodak 3 et 4 voie bleue.

En ce qui concerne l'énergie d'activation des défauts, les résultats obtenus sur les deux pièces avant et après irradiation sont représentés sur la Figure IV.25. L'énergie d'activation après irradiation est celle du courant généré par l'irradiation. En valeur absolue (résultat non présent sur la figure), on retrouve une valeur proche de 0,65 eV sur la plupart des pixels, ce qui indique que ce sont toujours les mêmes états d'énergie (milieu du gap), qui créent l'augmentation du courant d'obscurité avec la température. On voit aussi que certains pixels sur les pièces irradiées présentent une énergie d'activation diminuée ; cela correspond à certains pixels ayant subi une interaction inélastique dans une zone à fort champ électrique. En effet, si l'on reprend la Figure IV.22, on vérifie bien que ces pixels ont un courant d'obscurité élevé (pic de courant). En fait, cette diminution de l'énergie d'activation est expliquée par l'effet Poole-Frenkel [Sum92].

L'étude du comportement du KLI10203 aux protons sera proposée par Rosine Germanicus [Ger02]. Ses travaux portent particulièrement sur la modélisation des histogrammes de courant d'obscurité des CCD irradiés aux protons et la prévision du nombre de pixels fortement dégradés. Elle propose également des calculs de facteur de dégradation aux protons sur ces composants.

IV.3.3 ILX551A

IV.3.3.1 Calcul du nombre de déplacements

Pour déterminer les effets des déplacements sur un composant, il faut quantifier leur détérioration par un nombre de défauts créés dans les pixels. Nous avons préféré calculer un nombre relatif de défauts en multipliant la fluence de l'irradiation subie par le composant, par le NIEL (keV/cm²/g) des particules concernées. Les résultats sont dans le Tableau IV.7.

IV.3.3.2 Mesures du courant d'obscurité

La Figure IV.26 et la Figure IV.27 représentent respectivement les courants d'obscurité à 20°C pour une pièce irradiée aux neutrons (Sony 15) et une autre irradiée aux protons (Sony 12) avant et après irradiation. Tout d'abord, on remarque que les deux pièces voient leur courant d'obscurité augmenter de façon très importante avec l'irradiation. Le niveau global du courant d'obscurité prend un facteur 50 à 100 selon la dégradation subie par la pièce. Cependant, il faut remarquer que les composants Sony ont un courant d'obscurité initial très bas (voir Tableau IV.7).

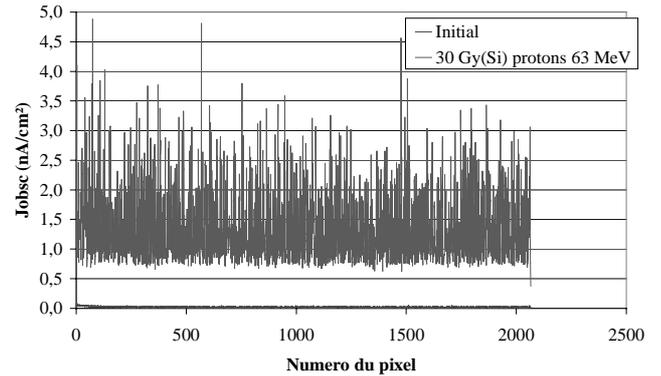
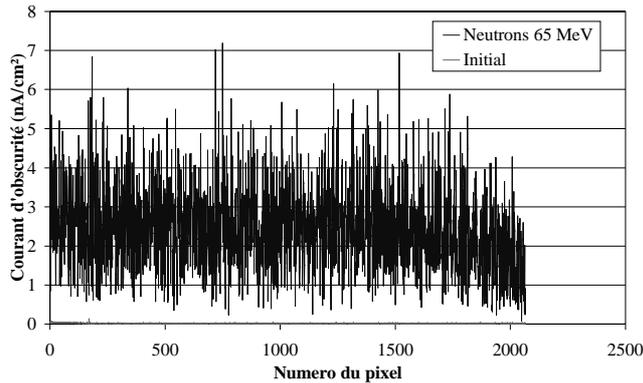


Figure IV.26 : Courant d'obscurité à 20°C mesuré sur la pièce Sony 15 irradiée aux neutrons 65 MeV à $1,5 \cdot 10^{10}$ n/cm².

Figure IV.27 : Courant d'obscurité à 20°C mesuré sur la pièce Sony 12 irradiée aux protons 63 MeV à $2,25 \cdot 10^{10}$ p/cm².

Le courant d'obscurité de la pièce Sony irradiée aux protons (Figure IV.27) présente cependant, les mêmes caractéristiques que celui de la pièce Kodak 3 (Figure IV.22). On observe par exemple, les pics de courant, qui sont d'ailleurs bien plus nombreux que pour la pièce Kodak (fluence plus forte).

Pièces	Energie (MeV) protons (p ⁺) ou neutron (n)	NIEL (keV/cm ² /g) protons (p ⁺) ou neutron (n)	Nombre relatif de déplace- ments créés (keV/g)	J _{obsc} moyen initial à 20°C (nA/cm ²)	J _{obsc} moyen à 20°C (nA/cm ²)	σ/μ
Sony 10	17,5 (p ⁺)	5,63 (p ⁺)	$4,75 \cdot 10^{10}$	$2,05 \cdot 10^{-2}$	$9,67 \cdot 10^{-1}$	$4,69 \cdot 10^{-1}$
Sony 11	38,5 (p ⁺)	4,44 (p ⁺)	$6,84 \cdot 10^{10}$	$2,05 \cdot 10^{-2}$	1,19	$4,83 \cdot 10^{-1}$
Sony 12	63 (p ⁺)	3,41 (p ⁺)	$7,67 \cdot 10^{10}$	$1,98 \cdot 10^{-2}$	1,36	$4,58 \cdot 10^{-1}$
Sony 15	65 (n)	3,4 (n)	$5,10 \cdot 10^{10}$	$1,93 \cdot 10^{-2}$	2,45	$4,40 \cdot 10^{-1}$
Sony 16	65 (n)	3,4 (n)	$3,40 \cdot 10^{10}$	$2,03 \cdot 10^{-2}$	1,70	$5,40 \cdot 10^{-1}$
Sony 17	65 (n)	3,4 (n)	$1,70 \cdot 10^{10}$	$1,97 \cdot 10^{-2}$	1,20	$6,90 \cdot 10^{-1}$
Sony 21	spectre (n)		$2,54 \cdot 10^{11}$	$1,97 \cdot 10^{-2}$	$7,98 \cdot 10^{-1}$	$7,38 \cdot 10^{-1}$

Tableau IV.7 : Courant d'obscurité et rapport σ/μ avant et après irradiation des CCD Sony aux protons et neutrons.

Le courant d'obscurité de la pièce Sony irradiée aux neutrons montre une différence essentielle de distribution avec celui de la pièce irradiée aux protons. Comme nous l'avons dit précédemment, les neutrons ne provoquent pratiquement que des interactions inélastiques. La seule différence entre deux pixels va alors être le nombre d'interactions qu'il aura subi, ainsi que la possibilité de génération thermique dans les zones à fort

champ électrique. C'est cette fluctuation du nombre d'interactions dans les pixels qui génère une distribution qui porte autant sur les faibles courants que sur les courants élevés.

IV.3.3.3 Distributions en courant d'obscurité

La Figure IV.28 et la Figure IV.29 représentent les histogrammes des courants d'obscurité des différentes pièces irradiées.

IV.3.3.3.1 Distribution aux protons

Energie des protons (MeV)	Fluence (10^{10} p/cm ²)	NIEL élastique (keV/cm ² /g)	Fluence*NIEL élastique (keV/g)	NIEL inélastique (keV/cm ² /g)	Fluence*NIEL inélastique (keV/g)
17,5	0,84	4,40	$3,71 \cdot 10^{10}$	1,231	$1,03 \cdot 10^{10}$
37,5	1,54	2,97	$4,36 \cdot 10^{10}$	1,472	$2,27 \cdot 10^{10}$
65	2,25	1,94	$4,88 \cdot 10^{10}$	1,404	$3,16 \cdot 10^{10}$

Tableau IV.8 : Conditions d'irradiations des CCD Sony 10 à 12 aux protons.

On peut estimer le nombre moyen d'interactions inélastiques pour un pixel d'après la formule (II.5). En prenant les valeurs de σ_{inel} issues de [Ban91] et une épaisseur sensible proche de 2 microns, on trouve 0,13, 0,20 et 0,24 interactions inélastiques en moyenne créées respectivement dans les pièces Sony 10, Sony 11 et Sony 12 par pixel. Ce nombre est suffisamment faible pour expliquer l'allure de l'histogramme pour les forts courants d'obscurité. Le produit du NIEL inélastique par la fluence augmente avec l'énergie (Tableau IV.8). Le même comportement est visible pour le nombre de valeurs de courant d'obscurité fort.

En ce qui concerne la position du pic des histogrammes, révélant la contribution de la dose et des interactions élastiques, elle se déplace légèrement vers les courants forts lorsque l'énergie augmente. La contribution de la dose cumulée étant identique pour les trois irradiations, cette évolution n'est due qu'au nombre de chocs élastiques (Tableau IV.8).

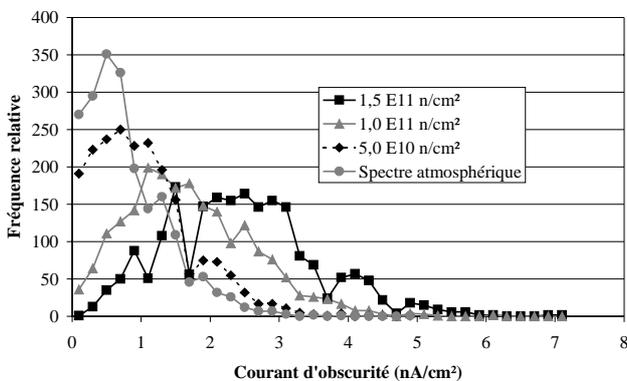


Figure IV.28 : Histogrammes du courant d'obscurité mesuré à 20°C sur les pièces irradiées aux neutrons.

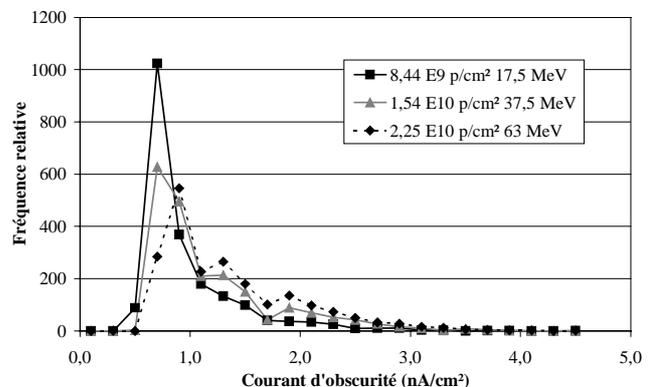


Figure IV.29 : Histogrammes du courant d'obscurité mesuré à 20°C sur les pièces irradiées aux protons.

IV.3.3.3.2 Distribution aux neutrons

En ce qui concerne les pièces irradiées aux neutrons, les distributions semblent présenter des oscillations qui suggèrent des profils poissonniens. Ainsi chaque maximum serait la conséquence d'un nombre discret d'interactions inélastiques parvenue dans le pixel.

En reprenant l'équation (II.5), on peut déduire un nombre d'interactions par pixel de l'ordre de 0,34, 0,72 et 1 pour les pièces Sony 17 à 15 respectivement (section efficace donnée à partie de la Figure IV.20). De plus, selon Srouf et al. [Sro85], une interaction inélastique (avec des neutrons 14 MeV) au centre d'un pixel de taille comparable à ceux de l'ILX551A, provoque un pic de courant d'amplitude de l'ordre de 1 nA/cm². En considérant un NIEL plus faible à 65 MeV qu'à 14 MeV, on retrouve l'ordre de grandeur qui semble séparer les maxima des différents profils poissonniens contenus dans les distributions de la Figure IV.28, c'est à dire environ 0,7 nA/cm².

L'irradiation à trois fluences distinctes nous permet de calculer le facteur de dégradation K_j du courant d'obscurité moyen à 65 MeV. Il est défini par (voir le paragraphe II.4.2) :

$$(IV.1) K_j = \frac{\Delta J_{\text{obsc}}}{\Phi}$$

Φ est la fluence et ΔJ_{obsc} est la variation du courant d'obscurité moyen due à l'irradiation. Dans notre cas, $K_j = 1,6 \cdot 10^{-10}$ nA/neutron à 20°C. Ce résultat est sensiblement plus faible à plusieurs données bibliographiques ([Dal90] [Her93]).

IV.3.4 Conclusion sur l'évolution du courant d'obscurité aux protons et neutrons

Il existe de grandes similitudes de comportements des CCD étudiés par rapport aux données bibliographiques sur des composants à haute performances. Les histogrammes du courant d'obscurité permettent de mettre en évidence la fraction de défauts issus d'interactions inélastiques ou situés dans des zones à fort champ électrique. Cela se traduit par une quantité proportionnelle de pixels ayant un fort courant d'obscurité.

Les résultats aux neutrons suggèrent des profils poissonniens. L'ordre de grandeur de l'augmentation du courant d'obscurité due à un choc inélastique est comparable aux données issues de la littérature. Cependant, un nombre supérieur de chocs par pixel (de 1 à 5) serait nécessaire pour bien expliquer l'allure des résultats Figure IV.28.

Une grande différence avec les informations bibliographiques est visible lors des irradiations aux protons, due à la forte sensibilité des CCD commerciaux à la dose cumulée. La contribution de la dose ayant une allure gaussienne, cette sensibilité entraîne l'un décalage des histogrammes vers les forts courants. On peut cumuler l'effet de dose et de déplacement en associant les résultats au ⁶⁰Co et aux neutrons pour retrouver la dégradation aux protons. On obtient ainsi l'augmentation du courant d'obscurité moyen. Des études axées sur la répartition du courant peuvent être envisagées en partant du même principe de superposition.

IV.4 Efficacité de transfert des charges

IV.4.1 Application de la mesure de la traînée au CCD Sony

Nous avons principalement mesuré le CTE sur les CCD ILX551A. Les températures utilisées pour les mesures réalisées sont 20, 25 et 30°C.

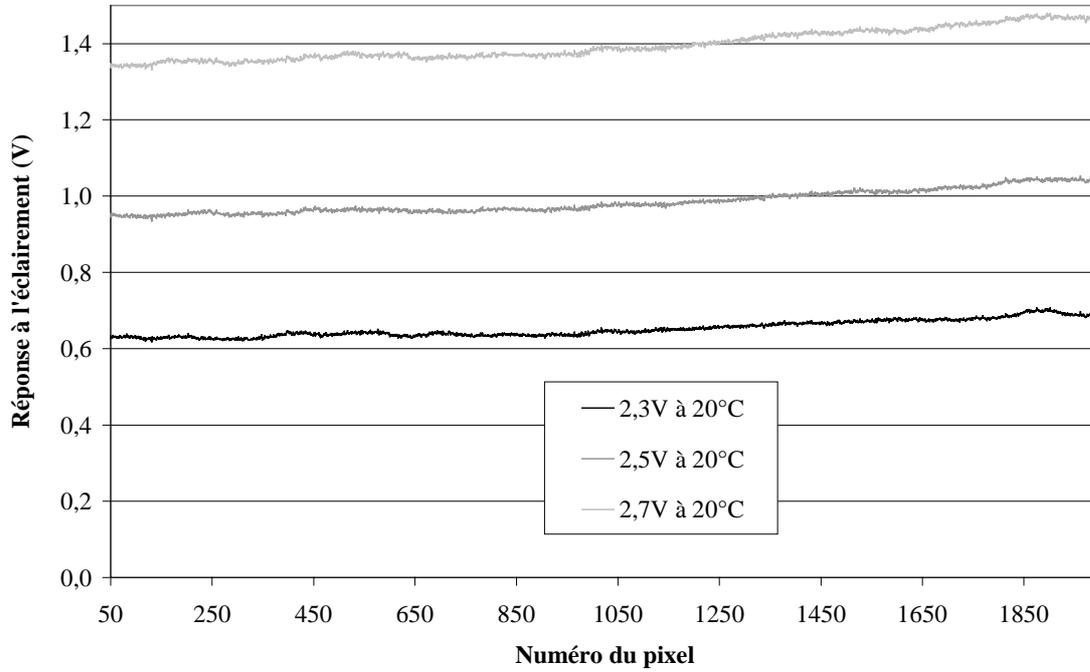


Figure IV.30 : Visualisation de l'homogénéité des niveaux d'éclairement utilisés. Sony 16.

L'éclairement uniforme sur toute la barrette étant très difficile à réaliser, et pas nécessairement indispensable pour obtenir de bons résultats, nous utilisons une lampe à filament de tungstène disposée au-dessus du composant. L'ensemble est maintenu dans une boîte noire permettant de s'affranchir de la lumière parasite extérieure. Trois tensions d'alimentation de la lampe ont été choisies : 2,3 V (L1), 2,5 V (L2) et 2,7 V (L3). Les intensités correspondantes ont été mesurées directement sur la partie utile du composant. Un exemple de l'homogénéité de l'éclairement est présenté en Figure IV.30.

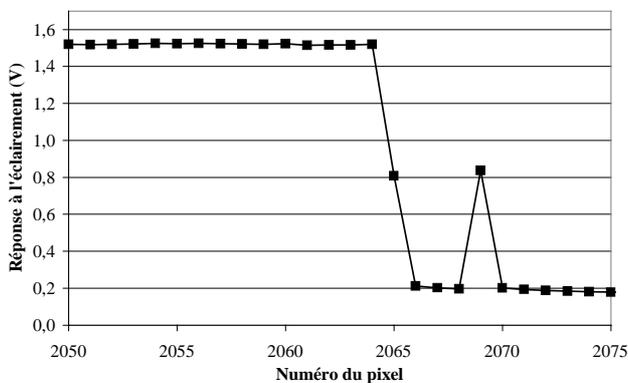


Figure IV.31 : Signal obtenu pour les premiers transferts supplémentaires de Sony 15.

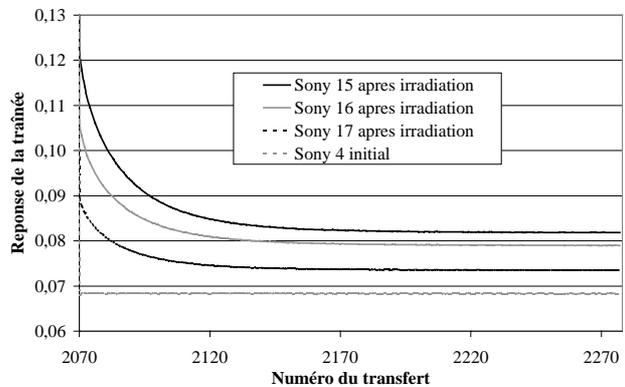


Figure IV.32 : Traînes de charges des pièces Sony 15 à 17 pour un même environnement (L1, 20°C).

Pour mesurer la traînée des charges trahissant l'inefficacité de transfert des registres, nous avons ajouté un peu plus de 200 transferts aux 2064 nécessaires pour lire toutes les charges contenues dans l'ensemble des pixels utiles de la barrette (16 pixels aveugles au début de la barrette et 2048 pixels utiles). Le signal obtenu sur les premiers transferts supplémentaires est de la forme représentée sur la Figure IV.31. Il existe 6 pixels de "test" en fin de celle-ci. La décroissance exponentielle due à la restitution des charges piégées (Figure IV.32) commence au 2070^{ème} transfert. On observe que la pièce non irradiée n'a pas de traînée remarquable (voir paragraphe III.5.2).

IV.4.2 Calcul de l'inefficacité de transfert d'après les traînées de charges

On voit sur la Figure IV.32 que les pièces ayant subies une fluence différente présentent, pour un même environnement de mesure, des traînées d'amplitude et de "fond continu" (ou seuil de décroissance) différents. Nous donnerons aux paragraphes IV.4.3.3 et IV.4.4.2 des éléments de réponse quant à la présence et à l'évolution en température et en intensité lumineuse de ce fond continu. Quoiqu'il en soit, nous avons posé l'hypothèse selon laquelle la totalité des charges créées dans les pixels (par la source lumineuse) qui sont piégées puis réémises (même plusieurs fois) par les défauts présents dans le registre est transférée jusqu'à l'étage de sortie et donc mesurée.

Dans ce cas, la traînée totale peut être exprimée de la façon suivante :

$$(IV.2) \text{ Traînée} \approx \sum_{t=2070}^{2279} (V_t - V_{fc})$$

où V_t est la tension mesurée au transfert t et V_{fc} est la tension du fond continu i.e. celle du dernier transfert mesuré.

On a alors :

$$(IV.3) \text{ CTI} \approx \frac{\sum_{t=2070}^{2279} (V_t - V_{fc})}{\sum_{t=17}^{2264} (V_t - V_{fc})}$$

IV.4.3 Etude des pièces irradiées aux neutrons

IV.4.3.1 Résultats sur le CTI

Après le calcul numérique du CTI correspondant à chacune des courbes présentées sur la Figure IV.32, on voit que l'inefficacité de transfert augmente avec le nombre de défauts créés par déplacement dans le composant, et ce, de façon quasi linéaire (Figure IV.33). Ceci est confirmé par Dale et al. [Dal93].

Comme on le voit sur la Figure IV.33, les mesures dépendent des conditions expérimentales (température et éclairage). La dépendance avec la température s'explique par une diminution de la constante de temps de piégeage (temps au bout duquel il y a réémission dans la bande de conduction) des charges sur les défauts créés par l'irradiation.

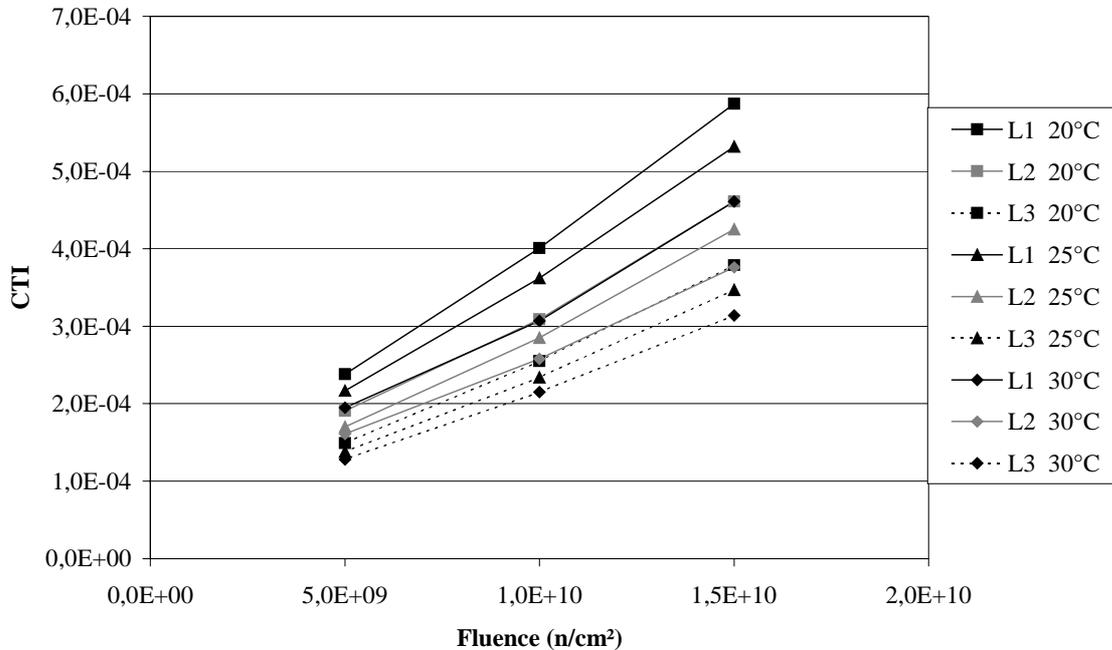


Figure IV.33 : Inefficacité de transfert des pièces Sony 15 à 17 pour divers environnements de mesure.

La dépendance avec l'intensité lumineuse, plus importante que celle avec la température pour les composants testés, vient du fait que la densité de porteurs (proportionnelle au signal lumineux) intervient dans la constante de temps de capture des électrons par les pièges τ_c . Ce temps est, malgré tout, inférieur au temps de réémission des charges τ_e . Les expressions théoriques de ces deux valeurs sont données par [Dal93] :

$$(IV.4) \quad \tau_c = \frac{1}{\sigma_n v_{th} n_s}$$

et

$$(IV.5) \quad \tau_e = \frac{e^{\frac{E}{kT}}}{\sigma_n X_n v_{th} N_c}$$

où :

- σ_n est la section efficace de capture des électrons libres,
- v_{th} est la vitesse thermique moyenne des électrons libres,
- n_s est la densité d'électrons libres due au signal,
- N_c est densité effective d'états de la bande de conduction,

- T est température absolue,
- k est la constante de Boltzmann,
- X_n est un "facteur d'entropie" associé au changement d'entropie lors de l'émission d'un électron par un piège,
- E est le niveau d'énergie du piège sous la bande de conduction.

En suivant M.S. Robbins [Rob92], nous avons pris $X_n = 1,7$, $\sigma_n = 3,7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ et une énergie des défauts à 0,4 eV en dessous de la bande de conduction. Bangghart et al. [Ban91] donne aussi $v_{th}N_c = 4,11 \cdot 10^{25} (T/77)^2 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ce qui nous a permis de calculer $\tau_e = 0,61 \mu\text{s}$ à 20°C, 0,48 μs à 25°C et 0,38 μs à 30°C ainsi que $\tau_c = 0,36 \mu\text{s}$ pour une tension d'éclairement de 2,3 V, 0,24 μs pour 2,5 V et 0,16 μs pour 2,7 V. La période d'horloge des transferts étant de 500 ns, on comprend alors aisément que la température (par τ_e) et l'éclairement (par τ_c) jouent sur l'inefficacité de transfert mesurée. En effet, un éclairement conséquent (comme avec une tension de 2,7 V) assure que la presque totalité des pièges sont saturés dès le début du transfert ; une température faible (ici à 20°C, mais on pourrait descendre plus bas) permet que les électrons restent piégés jusqu'à la fin du transfert. Pour des éclaircements plus faibles et une température plus élevée, non seulement les charges piégées vont être moins nombreuses mais certaines d'entre elles seront réémises dans la bande de conduction du registre avant la fin du transfert. L'inefficacité de transfert diminuera d'autant plus.

IV.4.3.2 Décroissance de la traînée

La décroissance (exponentielle) de la traînée est due à la réémission des électrons qui étaient piégés dans le premier registre (juste avant l'étage de sortie). Cette décroissance est donc gouvernée par le temps de réémission moyen des pièges dans ce premier registre. Cependant, vu qu'à chaque transfert, ce même registre capte dans ses pièges des charges issues du registre le succédant, la constante de temps caractéristique de la décroissance de la traînée est supérieure au temps de réémission des pièges.

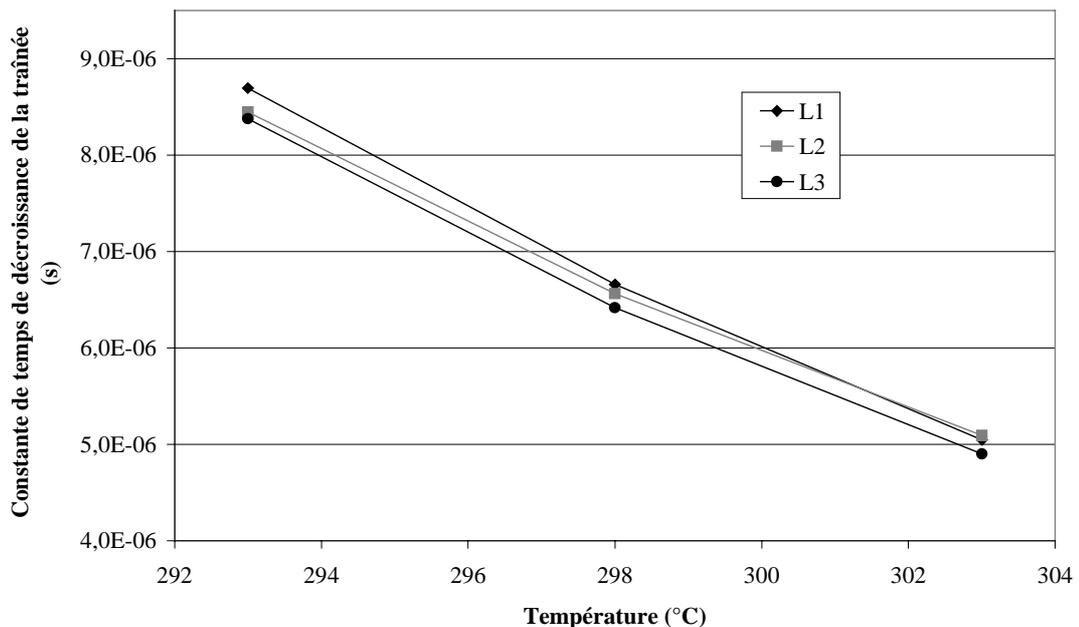


Figure IV.34 : Evolution en température de la constante de temps de la décroissance de la traînée de Sony 15.

La Figure IV.34 montre l'évolution en température de la constante de temps de la décroissance de la traînée, pour les trois pièces irradiées aux neutrons. On remarque bien que, comme τ_e , elle diminue de façon conséquente avec la température et dépend peu de l'éclairement, mais qu'elle présente néanmoins des valeurs plus élevées.

La Figure IV.35 permet pour les trois pièces irradiées aux neutrons, de calculer une énergie d'activation des défauts responsables de la décroissance de la traînée. Les résultats donnent une même énergie d'environ 0,41 eV, ce qui est typiquement de l'ordre de grandeur de ce que l'on avait prédit ci-dessus. Le défaut majoritairement responsable peut être un complexe lacune phosphore (centre Si-E), comme nous l'avons évoqué en II.4.7. Le fait que toutes les pièces donnent la même énergie conforte ce résultat expérimental.

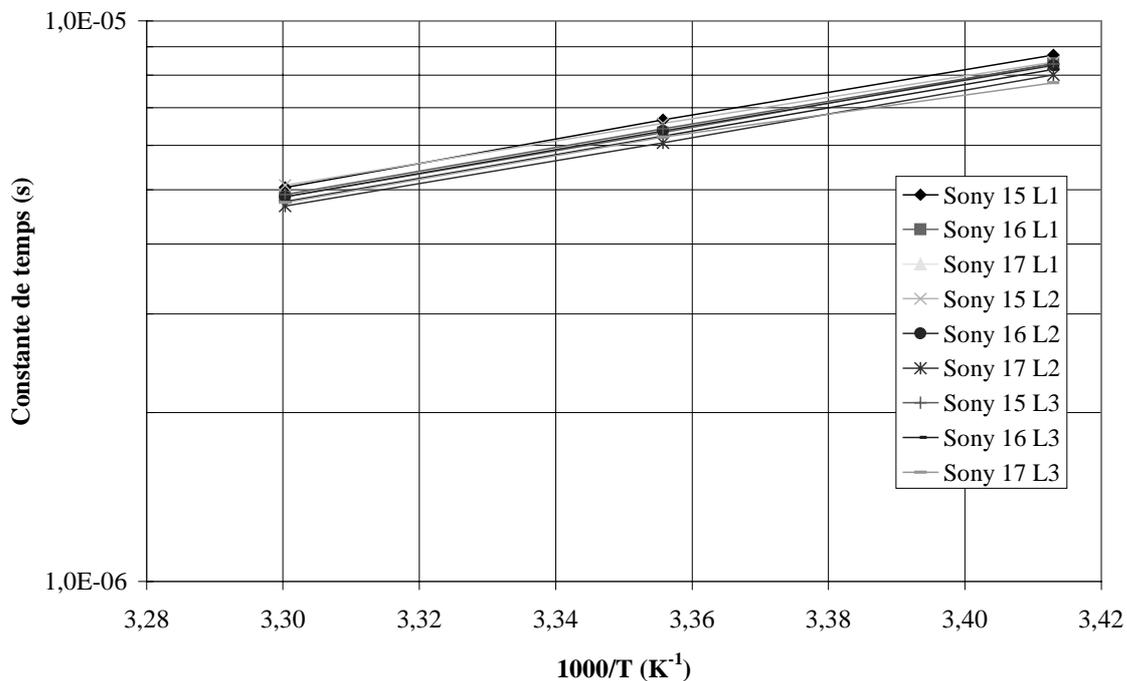


Figure IV.35 : Evolution en température de la constante de temps de la décroissance de la traînée pour les trois pièces irradiées au neutron mesurées dans les trois conditions d'éclairement.

IV.4.3.3 Résultats sur le fond continu

Le fond est la valeur minimum de V_u qui subsiste lorsque la quantité de charges dans le registre à décalage atteint un régime stationnaire. Celui que l'on voit apparaître après la décroissance dépend assez fortement des conditions expérimentales. En fait, c'est une source d'information sur les générations de porteurs parasites qui prennent place continuellement dans les registres de transfert. Nous avons ici considéré que ces générations donnent lieu à un taux d'occupation des pièges qui augmente progressivement pendant l'intégration, jusqu'à rester à une valeur constante qui se retrouve pendant les transferts que nous avons rajoutés.

Sur la Figure IV.36, on voit pour les trois pièces irradiées aux neutrons, l'évolution de ce fond continu avec le nombre relatif de défauts créés par déplacement pour les différents environnements de mesure. Si l'on fait une régression linéaire de ces

différentes courbes, on trouve que celles qui décrivent un même éclairement, ont une ordonnée à l'origine similaire. Ainsi, pour un nombre de défauts créés nul, on trouve un fond continu de 70 mV pour un éclairement de 2.3 V et 115m V pour un éclairement de 2.7 V. Ces calculs sont identiques quelle que soit la température. On peut en conclure que cette composante initiale du fond continu n'est pas d'origine thermique (courant d'obscurité). Une mauvaise opacité des registres de transfert pourrait alors être la cause de cette composante continue.

Pour vérifier si ces calculs étaient pertinents, nous avons mesuré le fond continu d'une pièce non irradiée, et qui présente donc un nombre de défauts quasiment nul (CTI négligeable). Les résultats sont probants : 69 mV pour l'éclairement de 2,3V et 117 mV pour l'éclairement de 2,7 V. Ils ne dépendent pas non plus de la température.

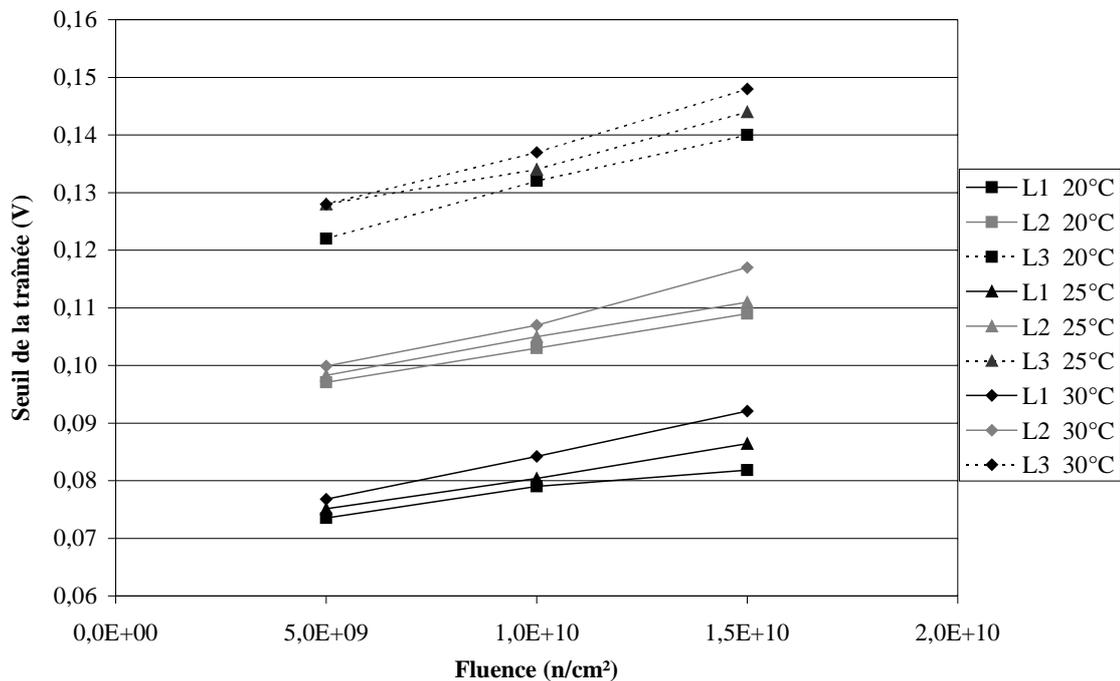


Figure IV.36 : Fonds continus des pièces Sony 15 à 17 pour différents environnements de mesure.

La Figure IV.36 montre aussi que la pente des droites, à éclairement identique, dépend de la température. En prenant les mesures avec un éclairement de 2,3 V (le plus faible et donc le plus proche des conditions d'obscurité), nous avons vérifié que ces augmentations avec la température avait une activation similaire à celle du courant d'obscurité. Ceci indique qu'une composante continue thermique, due à la génération de courant d'obscurité dans les registres, est rajoutée à la composante de non opacité. En considérant que les registres ont des dimensions de peu supérieures à celles des pixels, nous avons calculé un ordre de grandeur du courant d'obscurité pouvant être créé dans un registre, pendant le temps d'intégration de 2 ms, qui correspond au temps nécessaire pour lire la totalité des pixels. On reprend pour cela les données du Tableau IV.7. Les ordres de grandeurs (quelques mV à 20°C pour Sony 15) sont respectés, en admettant un facteur 2 ou 3.

IV.4.4 Etude des pièces irradiées aux protons

La dose apportée par une irradiation (ici, aux protons) n'agit théoriquement pas sur l'inefficacité de transfert puisqu'elle ne crée pas de défauts en volume qui en sont la cause. Les mesures sur les pièces irradiées aux protons devraient nous permettre de voir si ce résultat s'applique bien à nos mesures et si la dose n'a pas d'autres effets indirects sur l'inefficacité de transfert.

IV.4.4.1 Résultats sur le CTI

Pour commencer, nous avons voulu comparer les allures des traînées obtenues pour les deux types d'irradiation. L'observation de la Figure IV.37 apporte d'emblée deux remarques. D'une part, les pièces irradiées aux protons présentent des fonds continus plus élevés que celles irradiées aux neutrons. Nous reviendrons sur ce point ci-après. D'autre part, la traînée est plus faible chez les pièces Sony 10 à 12. Cela se traduit par un CTI globalement plus faible pour les pièces irradiées aux protons par rapport aux CCD irradiés aux neutrons, pour des produits NIEL*fluence plus grands (voir Tableau IV.7).

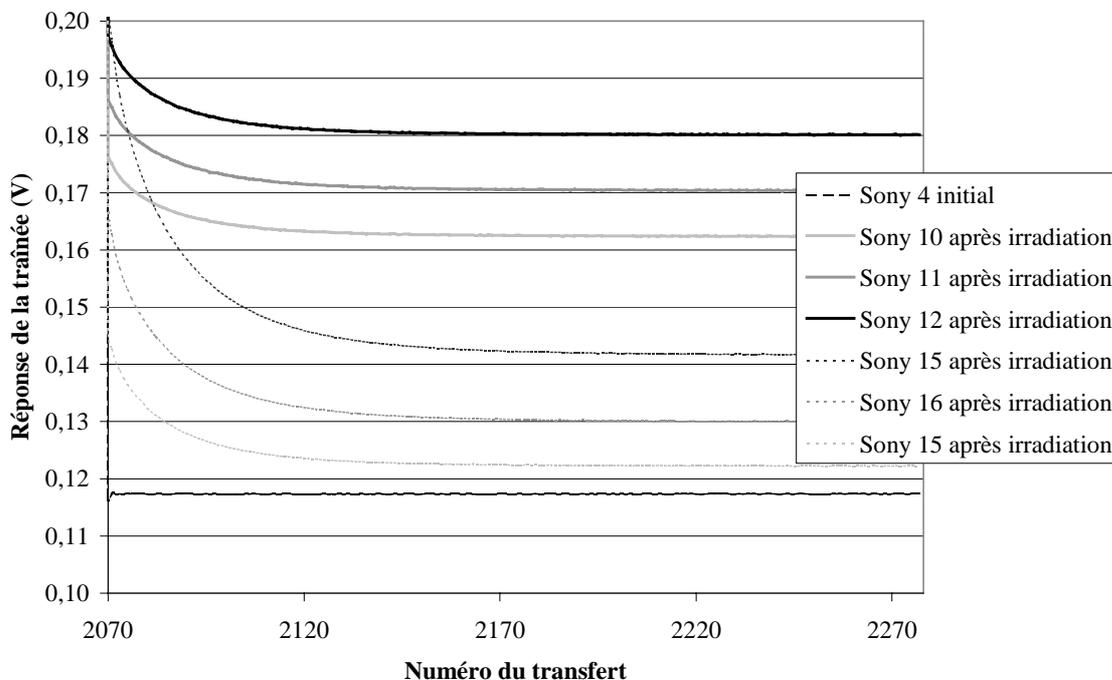


Figure IV.37 : Comparaison des traînées obtenues pour l'ensemble des pièces testées à 20°C et un éclairage de 2,7 V.

L'hypothèse envisagée suppose que le courant d'obscurité dû à l'effet de dose agit comme un fond continu dans le registre à décalage et empêche une évacuation totale des charges. Ce « fat zero » en anglais sature une partie des pièges et améliore le CTI. Pour nous en convaincre, nous avons recuit Sony 10 à 80 puis 100°C. L'objectif est de guérir le composant. Une diminution des charges résiduelles dans le registre à décalage libère des pièges et le CTI augmente. Après une augmentation du CTI lors du recuit à 80°C, il diminue après application de 100°C. Il est possible que ces variations soient dues à des guérisons de charges d'oxyde.

Il est important de disposer de données fiables pour comparer les résultats protons et neutrons. Cependant, les énergies d'activation calculées à partir de

l'évolution de la décroissance de la traînée en température donnent encore une énergie de $0,41 \pm 0,02$ eV, ce qui confirme que se sont bien les mêmes défauts qui créent l'inefficacité de transfert chez les composants irradiés aux protons et aux neutrons.

Conditions de mesure	30 Gy(Si) protons	20 h à 80°C	24 h à 100°C
20°C L1	$1,34 \cdot 10^{-04}$	$1,75 \cdot 10^{-04}$	$7,70 \cdot 10^{-05}$
20°C L3	$9,35 \cdot 10^{-05}$	$9,85 \cdot 10^{-05}$	$4,52 \cdot 10^{-05}$
30°C L1	$1,01 \cdot 10^{-04}$	$1,40 \cdot 10^{-04}$	$6,31 \cdot 10^{-05}$
30°C L3	$7,54 \cdot 10^{-05}$	$8,68 \cdot 10^{-05}$	$4,39 \cdot 10^{-05}$

Tableau IV.9 : Evolution du CTI de Sony 10 lors de recuits.

IV.4.4.2 Résultats sur le fond continu

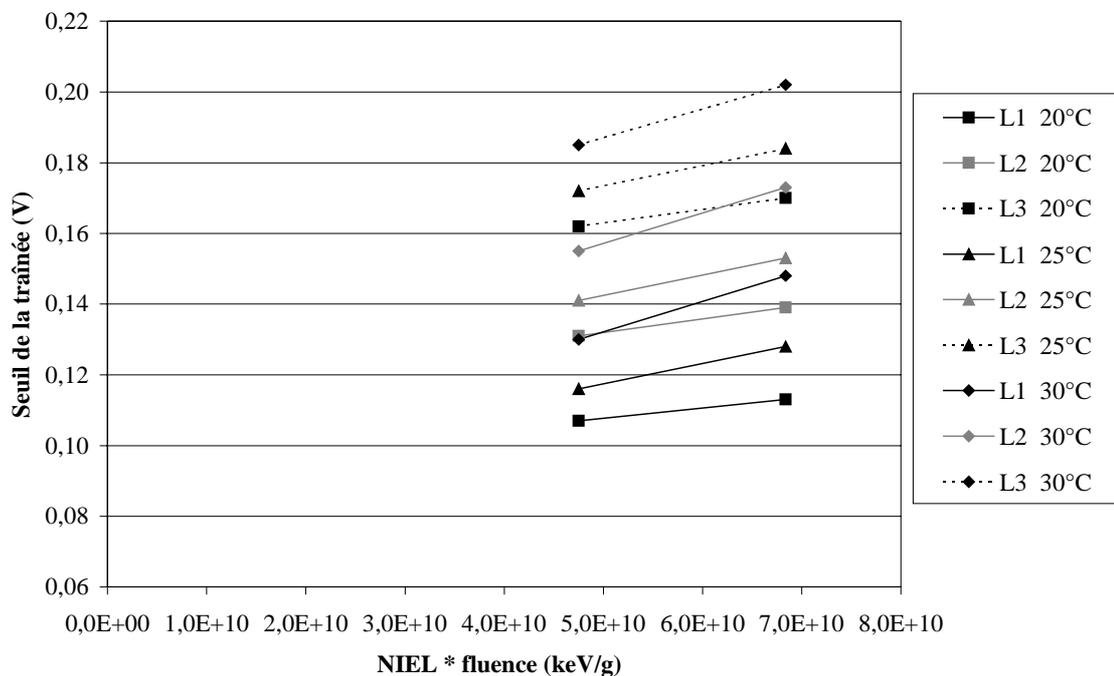


Figure IV.38 : Niveaux du fond continu des pièces irradiées aux protons pour différents environnements de mesure.

Nous avons déduit (IV.4.3.3) des essais aux neutrons, que le fond continu était dû à une génération continue de porteur dans les registres, due à deux phénomènes : une composante venant de la non opacité des registres, et une autre issue de la génération de courant d'obscurité dans ces mêmes registres. Pour des composants irradiés aux protons, une composante supplémentaire due à la dose doit faire son apparition dans les mesures. Si on trace l'évolution du niveau du fond continu avec le nombre relatif de déplacements créés (Figure IV.38), on trouve bien des ordonnées à l'origine correspondant à cette composante, dépendantes de l'éclairement et supérieures à celles pour les mesures aux neutrons. L'augmentation du fond continu est de l'ordre de 20 mV. Il correspond au décalage observé en IV.2.3.3.

IV.4.5 Résultats des essais en dose

Les mesures de CTI en dose ont été effectuées sur la pièce Sony 4, qui a subi une dose de 100 Gy(Si) à un débit de dose de 300 Gy(Si)/h. Les essais étaient destinés à compléter les résultats des pièces irradiées aux protons à propos des effets de la dose sur ces mesures. Il apparaît (Figure IV.39) que les traînées augmentent avec la dose mais avec des décroissances beaucoup moins prononcées qu'avec les autres types d'irradiation. De plus, le calcul de l'énergie d'activation correspondant à ces décroissances donnent des valeurs qui n'ont rien à voir avec celles que l'on avait trouvées précédemment (de l'ordre de 0,41 eV). Ces décroissances ont donc d'autres origines physiques qui restent à trouver.

La dernière remarque est que le fond continu augmente de façon très prononcée après l'irradiation en dose. Cette augmentation est à rapprocher de l'augmentation importante du courant d'obscurité avec la dose que nous avons notée au paragraphe IV.2.3.2 et à l'augmentation du seuil (paragraphe IV.2.3.3). De plus, après calcul, l'évolution en température de ce fond continu semble lui donner une origine thermique.

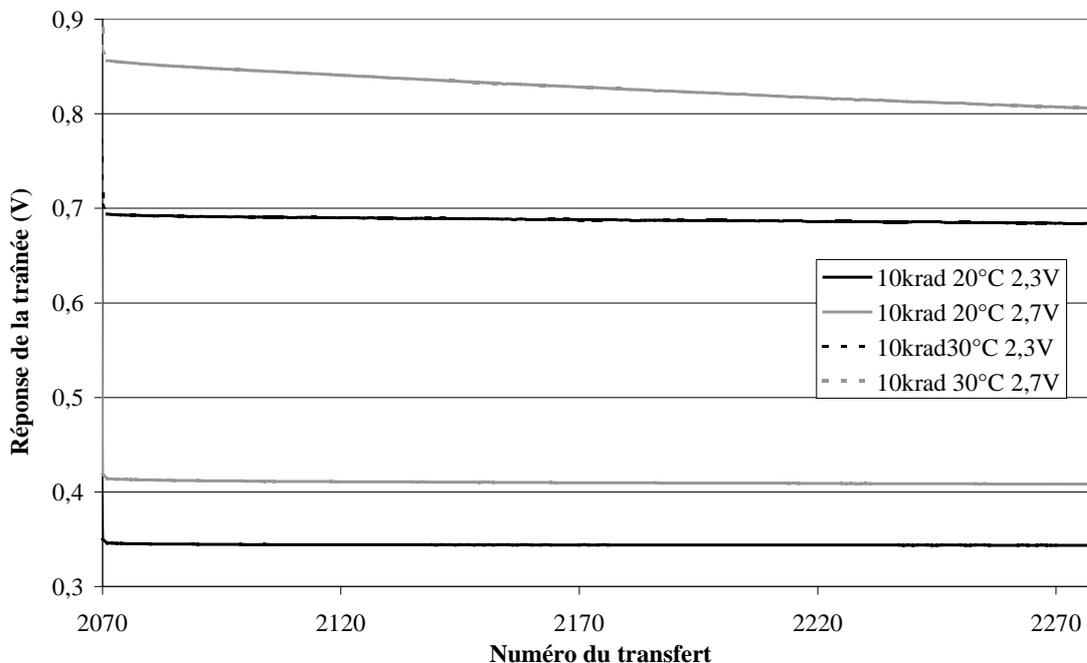


Figure IV.39 : Allures des traînées obtenues sur la pièce Sony 4 irradiée en dose (100 Gy(Si)).

IV.4.6 Conclusions sur les mesures d'inefficacité de transfert

La méthode de mesure de l'inefficacité de transfert que nous avons testé nous permet de mesurer la variation de ce paramètre sur les composants irradiés aux neutrons et aux protons. On peut par exemple retenir la proportionnalité du CTI mesuré avec le nombre de déplacements créés (i.e. avec le NIEL pour une même énergie des neutrons) ou l'obtention d'une énergie d'activation des défauts responsables de cette inefficacité de 0,41 eV. Cette valeur, très proche celle annoncée dans d'autres travaux, nous conforte dans l'idée que les causes sont identiques. Des problèmes sur l'exploitation des résultats apparaissent avec les pièces irradiées aux protons. Une explication alternative, prenant

en compte les effets de la dose sur le composant, a été proposée.

Encore une fois, les irradiations aux neutrons n'ont pas d'effet de dose significatif. Ainsi, pour un composant très sensible à la dose cumulée comme le ILX551A, la comparaison des résultats des irradiations neutrons et protons doit être faite en gardant à l'esprit que les conditions expérimentales sont grandement modifiées par l'apparition d'un fond continu. Celui-ci agit comme un « fat zero », c'est à dire qu'il remplit les pièges en permanence. Le CTI mesuré aux protons, est meilleur qu'aux neutrons d'un facteur deux à produit NIEL * fluence équivalent.

IV.5 Résultats sur le phénomène de signal aléatoire

Les mesures ont été réalisées avec le testeur ITS900MX sur un composant KLI 10203 irradié aux protons à 38 MeV avec une fluence de $1,04 \cdot 10^{10}$ p/cm² (Kodak 3). Le premier paragraphe traite de la méthode que nous avons employé pour détecter ce phénomène. Ensuite, nous développons les quelques résultats observés.

IV.5.1 Détection du RTS

La méthode utilisée pour détecter les pixels pouvant présenter le phénomène RTS, est basée sur le fait que ces pixels ont, par définition, une variance plus importante que les autres, du moins si l'amplitude des oscillations est supérieure à l'amplitude du bruit sur le courant d'obscurité.

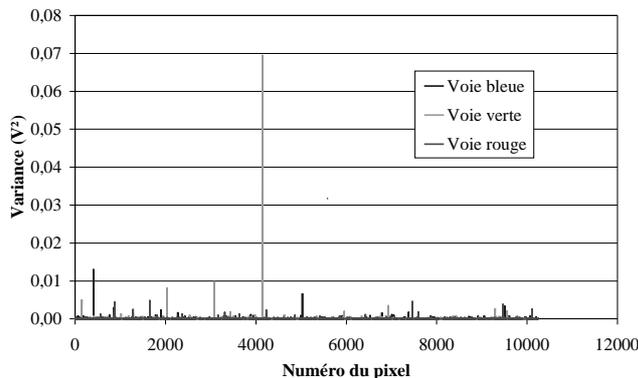


Figure IV.40 : Variance sur 1000 mesures du courant d'obscurité à 20°C sur les trois voies du composant Kodak 3.

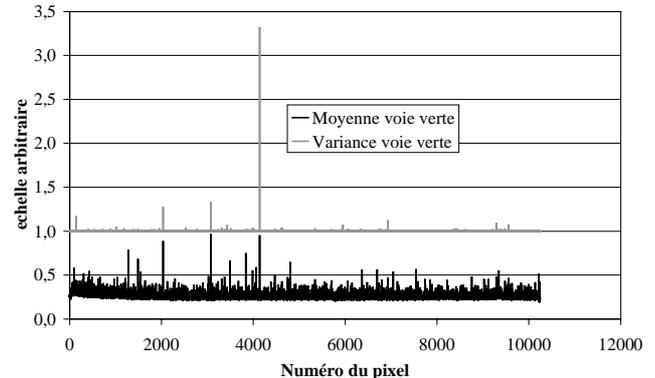


Figure IV.41 : Comparaison de la variance et de la moyennes sur 1000 mesures du courant d'obscurité à 20°C sur Kodak 3 voie verte.

Nous avons donc réalisé sur la pièce Kodak 3, l'acquisition de 1000 mesures du courant d'obscurité à 20°C avec un temps d'intégration de 1 s. Ce temps d'intégration a été choisi en vue de mesurer des courants suffisamment élevés. En calculant la variance des courants d'obscurité de chaque pixel sur les 1000 mesures, on observe (Figure IV.40) effectivement un ensemble de pixels présentant une variance bien supérieure à celle des autres. On remarque notamment la variance très élevée du pixel n°4141 de la voie verte.

En traçant la moyenne du courant d'obscurité sur ces 1000 mesures (Figure IV.41), on observe que les pixels qui ont une variance élevée présentent aussi un pic plus ou moins grand de courant d'obscurité. Le contraire n'est pas vérifié. Ces pics ont été associés (IV.2.2.2) à des pixels ayant subi une (ou plusieurs) interaction inélastique dans

des zones à fort champs électrique. Ceci est confirmé par I.H. Hopkins et al. [Hpk93], qui explique le phénomène RTS comme une conséquence d'interactions inélastiques qui formeraient des défauts bistables d'amplitudes comparables. Le nombre d'états stables d'un pixel serait en relation avec le nombre de chocs inélastiques subis par le pixel (un choc donne un défaut bistable d'où deux états, deux chocs donnent deux défauts bistables d'amplitudes similaires, ce qui crée grossièrement trois niveaux ou états, ...).

La suite de l'étude est concentrée sur le comportement du pixel n°4141 de la voie verte.

IV.5.2 Caractérisation du RTS

Le temps d'intégration est de 500 ms. Pour obtenir le comportement en température de l'amplitude et de la constante de temps du phénomène sur ce pixel, nous avons réalisé des mesures à 20, 25 et 30°C. Les résultats sont représentés sur la Figure IV.42.

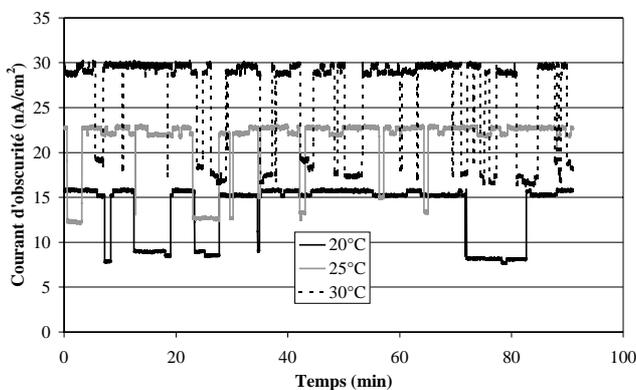


Figure IV.42 : Observation du phénomène RTS à 20, 25 et 30°C.

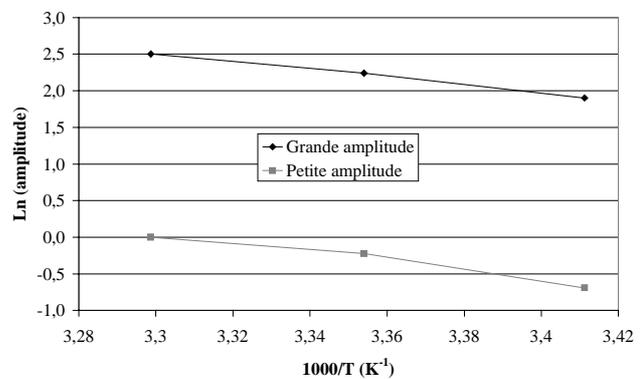


Figure IV.43 : Amplitudes des oscillations des courants d'obscurité à 20, 25 et 30°C pour les deux défauts bistables présents dans le pixel n°4141.

On remarque tout d'abord que le pixel testé présente 2 défauts bistables. Le premier a une amplitude d'environ 0,5 nA/cm² à 20°C, semblable à celles données dans la littérature. Le second a une amplitude bien plus importante d'environ 7 nA/cm² à 20°C. Les deux amplitudes n'étant pas du même ordre de grandeur, on observe 4, et non pas 3 états stables pour ce pixel. La cause et la nature d'un défaut avec un phénomène RTS d'une telle ampleur n'ont pas pu être encore expliquées de façon certaine. Cependant, la présence d'un défaut dans une zone à champ particulièrement fort pourrait être une explication.

La Figure IV.42 montre aussi l'évolution notable en température des amplitudes et des constantes de temps des défauts. Les amplitudes augmentent puisque le courant d'obscurité généré par le pixel a une activation thermique. Les constantes de temps diminuent puisque les défauts deviennent plus actifs avec la température et donc, les états ont des durées de vie moins importantes. De ces dépendances en température, on peut tirer des énergies d'activation en amplitude et en constante de temps. Les résultats des énergies d'activation des amplitudes calculées d'après la Figure IV.43 sont les suivants : le défaut de faible amplitude donne une énergie d'activation en amplitude de

0,53 eV, ce qui est proche de la valeur annoncée par Hopkins et al. [Hpk93] (0,57 eV) ; en revanche, le défaut de forte amplitude donne $E_{\text{act}} = 0,46$ eV. L'énergie d'activation plus faible laisse à penser que ce signal aléatoire peut avoir son origine dans une zone à fort champ électrique, justifiant ainsi l'amplitude élevée.

IV.5.3 Discussion

Les calculs sur les constantes de temps des défauts n'ont pas pu être réalisés à cause d'un manque évident d'oscillations observées (nécessaires pour trouver un temps moyen) aux faibles températures. Il est donc utile pour la suite des investigations sur ce phénomène, d'augmenter de façon conséquente la durée des mesures tout en gardant le même temps d'intégration.

Finalement, il serait intéressant d'observer l'évolution du courant d'obscurité dans le temps sur un grand nombre de pixels aléatoirement choisis. Une statistique sur l'occurrence du phénomène pourrait alors être abordée.

Chapitre V Simulation du courant de fuite d'un transistor NMOS

V.1 Objectif

Nous avons observé au paragraphe IV.2 que le courant d'obscurité augmente de façon significative lors des irradiations en dose cumulée. Nous avons conclu que l'origine de ces courants était probablement liée à l'apparition de fuites venant alimenter en charges utiles les pixels. On suppose alors que ces fuites sont générées par l'apparition de trous piégés dans l'oxyde, modifiant la tension de bandes plates. Les résultats expérimentaux montrent également que le courant d'obscurité généré par l'irradiation est activé thermiquement, et que l'activation diminue avec la dose cumulée.

Nous proposons de simuler les courants de fuite dans une structure de demi bec d'oiseau de transistor NMOS, en supposant que les courants observés peuvent provenir d'une telle structure. L'objectif est de confirmer des premiers résultats de simulation obtenus lors des travaux de Muriel Cohen [Coh00], également repris en [Nun01], et de retrouver le comportement thermique observé lors des expérimentations. Par manque de données technologiques sur les CCD Sony et Kodak, les résultats ne peuvent être que qualitatifs.

V.2 Conditions de simulation

V.2.1 Structure du transistor

La structure est simulée en trois dimensions par le logiciel commercial ISE-TCAD. Les dimensions sont reportées dans le Tableau V.1.

Elément	Cote	Dimension (μm)
Oxyde	Largeur	0,7
	Longueur sous canal	0,1
	Longueur bec d'oiseau	0,2
	Longueur oxyde de champ	0,2
	Epaisseur canal	0,01
	Epaisseur oxyde de champ	0,2
Silicium	Epaisseur	1
	Largeur	1,7
	Longueur	0,5
Drain et source	Epaisseur	0,38
	Largeur	0,45
	Longueur	0,15
Canal	Largeur	0,6

Tableau V.1 :Dimensions de la structure modélisée.

Les dopages du substrat d'une part, du drain et de la source d'autre part sont respectivement $7,8 \cdot 10^{16}$ atomes de bore et $8 \cdot 10^{19}$ atomes de phosphore par cm^3 . Une représentation en trois dimensions de la structure d'étude est proposée en Figure V.1, sur laquelle on peut reconnaître un parallélépipède rectangle formant le semiconducteur, sur lequel on ajoute l'oxyde (en gris) pour avoir un demi bec d'oiseau.

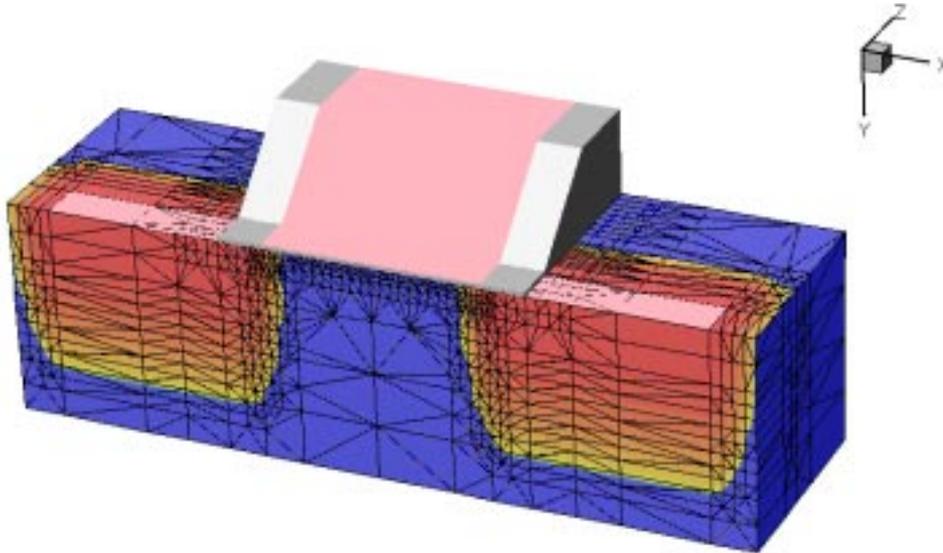


Figure V.1 : Vue de la structure simulée et de son maillage.

V.2.2 Modélisation de l'effet de la dose cumulée

La densité de charge piégée à l'interface est donnée par l'équation (II.26), dans laquelle :

- Le facteur de durcissement f_t est égal à 0,3. Il correspond à une valeur qui rend possible d'apparition de bits collés dans des mémoires statiques commerciales [Loq01],
- La fonction de recombinaison $Y(E)$ est donnée par une interpolation du modèle d'Onsager [dre89],
- g_0 est donné par le rapport $\frac{\rho}{E_{e-t}}$, avec $E_{e-t} = 18 \text{ eV}$ et $\rho = 2,2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$.

On pondère ainsi la densité de trous à l'interface par l'épaisseur d'oxyde, via le champ électrique, la tension appliquée sur la grille est de 5 V. Cette quantité surfacique de charges est injectée comme condition de surface à l'interface SiO_2/Si dans ISE-TCAD. Notons que ce calcul de charge est à 20°C . On rejoint ainsi les conditions d'irradiation des CCD dont les résultats sont donnés dans le paragraphe IV.2.

V.3 Courant de fuite dans le bec d’oiseau

Les simulations sont effectuées dans un pire cas de polarisation, c’est à dire :

- Substrat et source à 0 V,
- $V_{GS} = 0$ V,
- $V_{DS} = 5$ V.

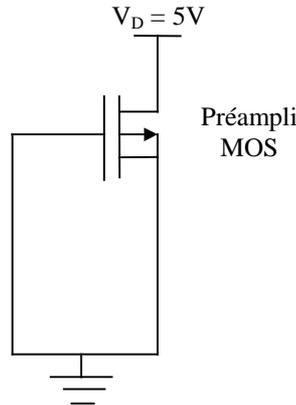


Figure V.2 : Conditions de polarisation de la structure simulée.

On visualise sur la Figure V.3 le chemin des courants de fuite. Pour cette structure, le maximum de densité de courant apparaît au milieu du bec d’oiseau. La fuite dans le canal est négligeable, ce que confirme la Figure V.4, où l’on voit que le champ électrique est concentré sur la jonction en inverse, alors qu’il est réparti sous le bec d’oiseau dans la zone de fuite.

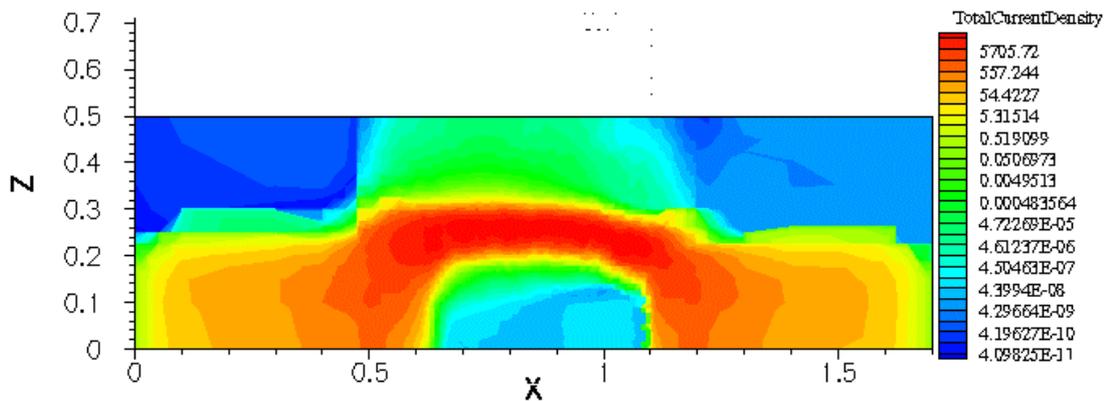


Figure V.3 : Densité de courant (A/cm^2) : coupe dans le plan de l’interface ($Y = 0$). Résultat de simulation à $20^\circ C$, pour une dose cumulée de 200 Gy(Si).

Les résultats du calcul du courant de source pour différentes doses et températures sont présentés sur la Figure V.5. Il apparaît clairement que le courant de fuite dépend de moins en moins de la température lorsque la dose augmente. Afin de mieux comparer ces résultats aux données du Chapitre IV, on trace sur la Figure V.6 l’énergie d’activation en fonction du courant à $10^\circ C$. Cette énergie diminue avec la dose. On retrouve le comportement observé sur les composants Kodak et Sony. La pente est de $6,26 \cdot 10^{-2}$ eV/décade. Les observations expérimentales présentaient une pente de l’ordre

de 0,1 eV/décade, ce qui nous conforte dans le fait que les origines sont communes.

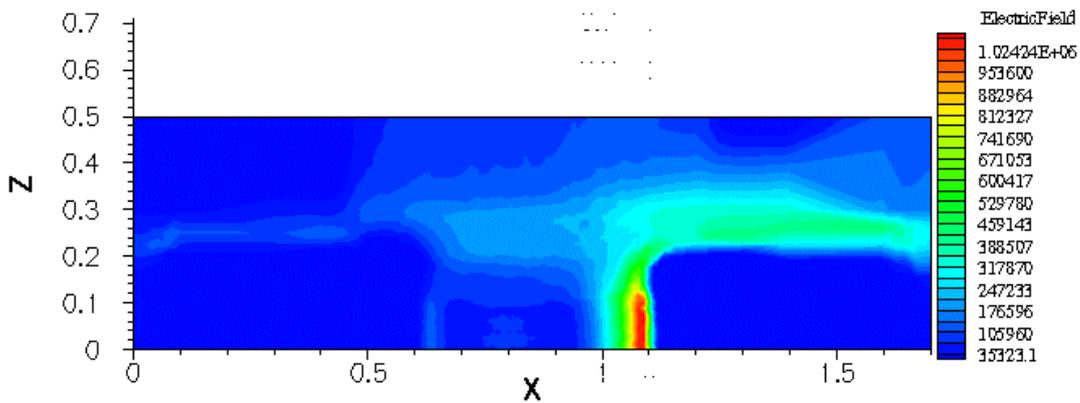


Figure V.4 : Champ électrique (V/m) : coupe dans le plan de l'interface (Y = 0). Résultat de simulation à 20°C, pour une dose cumulée de 200 Gy(Si).

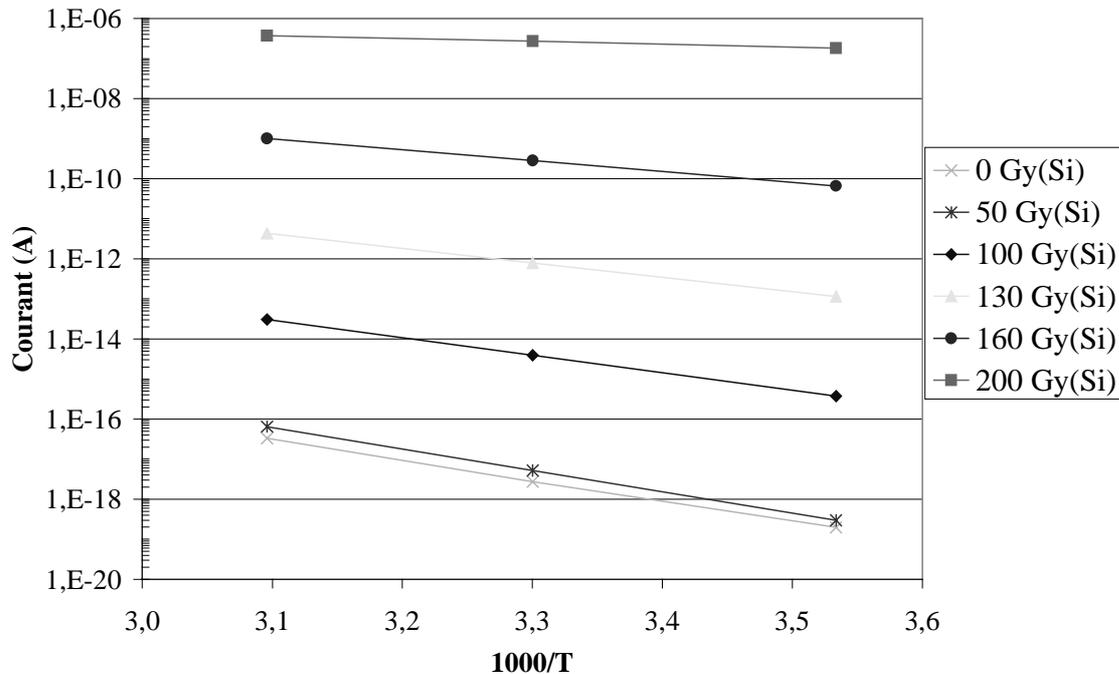


Figure V.5 : Courant de source en fonction de la température pour différentes doses cumulées.

Le courant de fuite calculé varie beaucoup plus avec la dose que dans la réalité. Ce comportement, aux faibles doses, peut s'expliquer par l'absence de prise en compte d'états d'interface responsables d'un courant sous le seuil (voir II.5.2.2.1). Ceci imposerait une limite basse à la fuite supérieure. De plus, la structure réelle, ainsi que les chemins empruntés par le courant peuvent être très différents de la réalité. On pourrait par exemple supposer que la fuite intervient en réalité entre deux contacts plus éloignés ou des concentrations de dopants plus faibles, donnant ainsi un courant plus faible. Notons cependant que le courant de fuite à 130 Gy est de l'ordre de grandeur des observations (5 nA/cm² à 20°C par pixel de 14 x 14 μm pour les CCD Sony).

L'activation thermique est surestimée en ce point. Le courant d'obscurité initial dans les CCD Sony est de l'ordre de $1,8 \cdot 10^{-17}$ A. Il est cependant difficile d'avancer plus loin dans la comparaison, dans la mesure où seule la zone du bec d'oiseau est modélisée. Le manque de données technologiques sur ces composants ne permet pas de simuler l'ensemble de la zone de collection de charge du pixel. Or cette modélisation est importante pour superposer les différentes sources de courant d'obscurité (défauts intrinsèques, possibles états d'interface). Notons cependant qu'on retrouve l'ordre de grandeur du courant initial ($4 \cdot 10^{-17}$ nA) en ajoutant des états d'interface. La Figure V.7 montre les résultats d'une simulation du courant de fuite en fonction de la densité d'états d'interface. La section efficace de capture est de 10^{-14} cm² (voir IV.4.3.1).

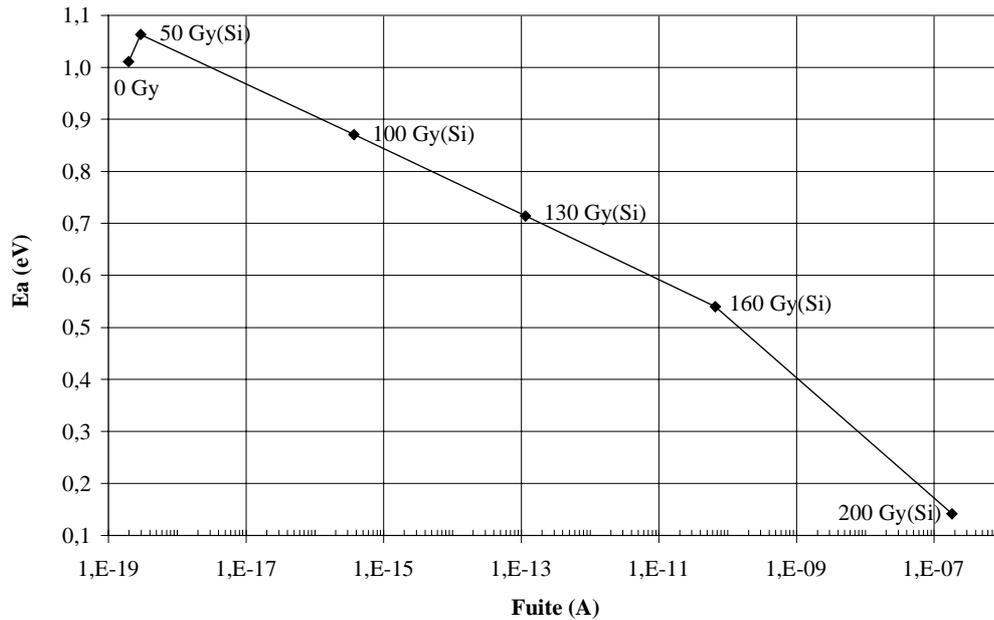


Figure V.6 : Energie d'activation du courant de source en fonction de ce courant à 10°C. A chaque point correspond une dose cumulée.

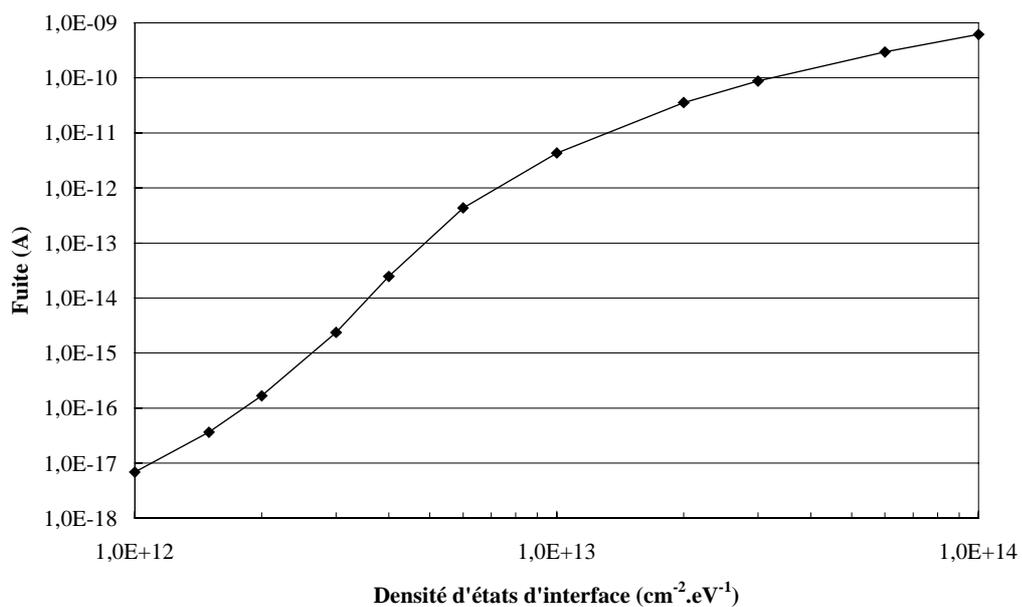


Figure V.7 : Simulation du courant de fuite en fonction de la densité d'états d'interface.

Une explication possible du comportement du courant de fuite en fonction de la dose et de la température est liée à la fois à l'allure des courbes $I_D(V_G)$ des transistors MOS et à l'activation thermique de I_D . En effet, l'équation (II.31) montre que I_D présente une activation thermique, dans laquelle intervient la tension de bandes plates, qui est le paramètre principalement modifié par la dose cumulée lorsque l'on ne prend pas en compte les états d'interface.

Conclusion

Ce travail s'inscrit dans un contexte où peu de données existent sur des CCD commerciaux, alors qu'ils sont potentiellement intéressants pour des applications spatiales. En contrepartie, plusieurs auteurs ont étudié le comportement de CCD spécifiques, ce qui explique qu'une partie des mécanismes de défaillance est connue. L'étude de CCD commerciaux soumis à une dose cumulée ou à une fluence de protons ou de neutrons d'énergie de quelques dizaines de MeV a pour objet de confronter les résultats acquis à une gamme plus large de capteurs.

Synthèse des résultats

Les irradiations aux protons et neutrons génèrent des déplacements dans le volume des composants. Les effets se retrouvent à la fois dans l'augmentation du courant d'obscurité et de l'inefficacité de transfert. Le comportement des CCD étudiés dans ce travail est semblable à celui déjà observé et expliqué par plusieurs auteurs :

- La dispersion du courant d'obscurité entre pixels d'un même composant est bien expliquée par les contributions des interactions élastiques (aux protons) et inélastiques. Ces dernières entraînent l'apparition de pixels fortement dégradés en regard de la moyenne, aux fluences d'étude.
- La valeur moyenne de ce courant aux protons est la somme des contributions élastiques, inélastiques, et de l'effet de dose cumulée.
- Pour des effets purement de déplacement, comme lors des irradiations aux neutrons, la dégradation est proportionnelle à la fluence. Cette remarque est valable pour l'augmentation du CTI et du courant d'obscurité.
- Des mesures de CTI, il ressort que le niveau d'énergie responsable du piégeage des charges à température ambiante est de 0,41 eV sous la bande de conduction. Ce résultat est en accord avec les conclusions des autres auteurs.
- Le résultat de mesure du CTI dépend de la quantité de charge dans le registre de transfert (donc du flux lumineux incident à temps d'intégration donné) et de la température. Ce comportement est bien expliqué par l'évolution des temps de capture et d'émission des pièges en fonction de ces paramètres.
- Le RTS apparaît lors d'irradiations aux protons. En particulier, une variation de 7 nA/cm² à 20°C est observée sur un pixel du CCD KLI10203, ce qui représente une amplitude forte. Le comportement en température, révélant une énergie d'activation faible, laisse supposer que la génération thermique à l'origine de ce signal a lieu dans une zone à fort champ électrique.

Les irradiations en dose cumulée au ⁶⁰Co génèrent des charges piégées dans les oxydes et une augmentation de la densité des états d'interface. Sur les CCD à photodiodes, il apparaît que le facteur de conversion varie peu (moins de 10%). Par

contre, la densité de courant d'obscurité est sensible à cette dose. Jusqu'à 200 Gy(Si), il s'agit même de la principale source de dégradation des capteurs. On retiendra une moyenne de 45 nA/cm² à 160 Gy(Si) et 20°C pour le CCD KLI10203, et 5 nA/cm² à 200 Gy(Si) et 20°C pour le CCD ILX551A. Ces valeurs correspondent à des variations par rapport à l'initiale de 10 et 250 respectivement. La charge d'oxyde est en grande partie responsable de ce comportement, comme le montre la guérison partielle du courant d'obscurité lors d'un recuit à 100°C. Nous avons montré que cette charge agissait principalement dans les oxydes d'isolation, en mettant la surface du semiconducteur en inversion, constituant ainsi un transistor parasite. Ce mode de défaillance avait déjà été observé sur des capteurs à pixels actifs (APS en anglais pour Active Pixels Sensors) [Coh00].

Par des simulations numériques, nous avons mis en évidence l'activation thermique des courants de fuite, ainsi que leur variation en fonction du niveau d'inversion. On rejoint ainsi les observations expérimentales qui montrent que l'énergie d'activation des courants d'obscurité issus de l'irradiation diminue lorsque la dose cumulée augmente.

Une comparaison quantitative entre les simulations et les mesures doit être faite en se souvenant que les informations technologiques ne sont pas disponibles. De plus, si la contribution de ces courants de fuite est clairement établie, il reste encore à bien comprendre les chemins préférentiels.

Le comportement de ces capteurs se distingue donc de la plupart des CCD étudiés dans le cadre d'autres travaux (pour des applications spatiales). Dans ces derniers, l'augmentation du courant d'obscurité en dose cumulée est principalement issue d'une génération thermique due aux états d'interface lorsque la surface du semiconducteur est mise en déplétion. Nous avons pu vérifier, en évaluant une matrice à transfert de trame EEV47-20, que l'augmentation du courant d'obscurité reste faible.

Contexte d'assurance durcissement

De l'ensemble de nos résultats, il apparaît que la sensibilité en dose cumulée des CCD commerciaux est le point critique de leur tenue aux contraintes radiatives spatiales. Une évaluation en dose cumulée est donc indispensable. Les normes utilisées pour la qualification des composants CMOS semble adaptée à une bonne évaluation de la dégradation de ce type de CCD.

Il faut cependant toujours s'assurer que les hypothèses qui permettent une interprétation des mesures sont justifiées même après irradiation. En particulier, nous avons identifié les problèmes suivants :

- L'apparition de courants de fuite dans les pixels (vus comme une augmentation de courant d'obscurité) rend impossible l'extraction du facteur de conversion avec la méthode que nous utilisons.
- L'étage de sortie doit rester fonctionnel pour mesurer correctement la réponse des pixels. On a vu que cette condition n'est pas vérifiée sur le CCD EEV avant que le courant d'obscurité ne soit fortement dégradé.
- La mesure de l'inefficacité de transfert dépend de la charge résiduelle présente dans le registre de transfert. La dose cumulée modifie cette charge, et donc le résultat final est sous-évalué.

Moyennant une caractérisation adéquate, on peut envisager d'utiliser ces composants pour des applications à faible niveau de dose. Paradoxalement, l'ajout d'un courant d'obscurité uniforme sur la matrice peut être moins pénalisant que l'apparition d'un pic de courant sur un pixel ou d'un signal aléatoire du télégraphiste de forte amplitude. Des méthodes d'ajustement en vol existent, mais elles sont sans effet sur des variations temporelles fortes, comme le RTS en génère. Dans ce contexte, les mesures réalisées sur le composant KLI10203 irradié aux protons sont importantes. La prise en compte de la probabilité d'apparition de ces événements, aussi bien en nombre qu'en amplitude, est donc également importante pour la sélection d'un CCD.

Perspectives

Le travail de simulation semble décrire correctement les phénomènes. Cependant, afin d'obtenir des résultats quantitatifs que l'on puisse comparer à des données expérimentales, il serait intéressant de modéliser la génération de porteurs dans la zone de collection du pixel en prenant en compte des informations technologiques réalistes.

De plus, comme nous l'avons exposé ci-dessus, le RTS mérite une étude plus complète sur sa probabilité d'apparition.

Bibliographie

[Ban91] "A model for charge transfert in buried channel charge-coupled devices at low temperature", E. K. Banghart, J. P. Lavine, E. A. Trabka, E. T. Nelson et B. C. Burkey, IEEE Transaction on Electron Devices, vol. ED-38, n°3, pp. 1162-1174, 1991.

[Bar75] "Imaging devices using the charge-coupled concept", D. Barbe, papier invité, proceedings of the IEEE, vol. 63, n°1, pp. 38-67, janvier 1975.

[Ber74] "A three level metallisation three-phase CCD", Bertram, Mohsen, Morris et Sealer, IEEE Transactions on Electron Devices, vol ED-21, n°2, 1974.

[Boe85] "Hole transport and trapping in field oxides", H. E Boesch et F. B McLean, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-32, n°6, pp. 3940-3945, décembre 1985.

[Bur87] "CCD imaging", D. Burt et J. Morcom, document interne EEV, 1987.

[Coh00] "Caractérisation des modes de défaillance des capteurs d'image CMOS à pixels actifs en environnement spatial", M. Cohen, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, soutenue le 23 novembre 2000.

[Col73] "Charge coupled devices fabricated using aluminium-anodized aluminium-aluminium double level metalization", Collins, Shortes, Mac Mahon, Brachen et Penn, Journal of the Electrochemical Society, avril 1973.

[Cur77] "The multiple-trapping model and hole transport in SiO₂", O. L Curtis et J. R Srour, Journal of Applied Physics, vol.48, n°9, septembre 1977.

[Dal89] "The generation lifetime damage factor and its variance in silicon", C. J. Dale, P. W Marshall, E. A. Burke, G. P. Summers et G. E. Bender, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-36, n°6, pp. 1872-1881, décembre 1989.

[Dal90] "Particle-induced spatial dark current fluctuations in focal plane arrays", C. J. Dale, P. W Marshall et E. A. Burke, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-37, n°6, pp. 1784-1791, décembre 1990.

[Dal93] "Displacement damage effects in mixed particle environments for

shielded spacecraft CCDs", C. J. Dale, P. W Marshall, B. Cummings et A. Holland, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-40, n°6, pp. 1628-1637, décembre 1993.

[Dal94] "A Comparison of Monte Carlo and Analytic Treatments of Displacement Damage in Si Microvolumes", C. J. Dale, L. Chen, P. J. McNulty, P. W Marshall, et E. A. Burke, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-41, n°6, pp. 1974-1983, décembre 1994.

[Def79] "Les dispositifs à transfert de charges senseurs d'images, principes et applications", ministère de la défense, service des recherches, 1979.

[Dre89] "Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits", P. V Dressendorfer, Wiley Interscience publication, 1989.

[Doz87] "An evaluation of low-energy X-Ray and cobalt-60 irradiations of MOS transistors", C. M Dozier, D. M Fleetwood, D. B. Brown et P. S Winokur, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-34, n°6, pp. 1535-1539, décembre 1987.

[Dut98] "Charge Transfer Efficiency (CTE) Measurement Techniques Applied to Proton-Irradiated, Linear Charge-Coupled Devices", T. E. Dutton, W. F. Woodward et T. S. Lombheim, Proceeding SPIE, Solid State Sensor Arrays: Developpment and Application II, Vol. 3301, pp. 52-74, avril 1998

[Gar96] "Etude de l'interaction des protons avec des composants microélectronique", F. Gardic, Thèse l'Université de Paris VI, soutenue en 1996.

[Ger69] "Interactions proton-silicium et proton-germanium entre 1 et 3000 MeV", Y. Gervais de Lafond, Thèse de la Faculté des Sciences de Toulouse, soutenue le 12 mai 1969.

[Ger02] R. Germanicus, Thèse de l'Université de Montpellier II dont la soutenance est prévue en fin d'année 2002.

[Her93] "Effets à long terme des rayonnements dans les structures Métal-Oxyde-Semiconducteur. Application aux dispositifs à transfert de charge", D. Hervé, Thèse de l'Université de Paris XI Orsay, soutenue le 11 juin 1993.

[Hop89] "Proton damage effects in an EEV CCD imager", G. R. Hopkinson, C. Chlebek, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-36, n°6, pp. 1865-1871, décembre 1989.

[Hop92] "Cobalt 60 and proton radiation effects on large format, 2-D, CCD arrays for an earth imaging application", G. R. Hopkinson, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-39, n°6, pp. 2018-2025, décembre 1992.

[Hop94] "Radiation-induced dark current increases in CCD", G. R. Hopkinson, proceeding de la conférence RADIATION Effects on Components and Systems (RADECS), Saint-Malo, pp. 401-408, septembre 1993.

[Hop96] "Proton effects in charge-coupled devices", G. R. Hopkinson, C. J. Dale et P. W. Marshall, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-43, n°2, pp. 614-627, avril 1996.

[Hop99] "Proton Damage Effects on P-Channel CCDs", G. R. Hopkinson, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-46, n°6, pp. 1790-1796, décembre 1999.

[Hop01] "Proton-Induced CCD Charge Transfer Degradation at Low Operating Temperatures", G. R. Hopkinson, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-48, n°6, pp. 1790-1795, décembre 2001.

[Hpk93] "Random telegraph signals from proton-irradiated CCDs", I. H. Hopkins et G. R. Hopkinson, IEEE Transaction On Nuclear Science, vol. NS-40, n°6, pp.1567-1574, décembre 1993.

[Hpk99] "Further Measurements of Random Telegraph Signals in Proton Irradiated CCDs", I. H. Hopkins et G. R. Hopkinson, IEEE Transaction On Nuclear Science, vol. NS-46, n°6, pp.2074-2081, décembre 1999.

[Joh84] "Super recovery of total dose damage in MOS devices", A. H. Johnston, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-31, n°6, pp. 1427-1433, décembre 1984.

[Kel85] "Fundamentals of microdosimetry", A. M. Kellerer, in The Dosimetry of Ionizing Radiation, vol. 1, K. R. Kase et al., Academic Press, New York., 1985.

[Lee72] "Charge-control method of CCD transfert analysis", Lee et Heller, IEEE Transactions on Electronic Devices, vol. ED-19, n°12, décembre 1972.

[Lom90] "Imaging charge-coupled device (CCD) transient response to 17 and 50 MeV proton and heavy-ion irradiation", T. S. Lomheim, R. M. Shima, J. R. Angione, W. F. Woodward, D. J. Asman, R. A. Keller, et L. W. Shumann, IEEE Transactions on

Nuclear Science, vol. NS-37, n°6, pp. 1876-1885, décembre 1990.

[Loq01] "Etude numérique et expérimentale des dommages permanents induits par une particule lourde dans les composants électroniques", J.-G. Loquet, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, soutenue le 11 décembre 2001.

[Mar81] "Electric field enhanced emission from non-coulombic traps in semiconductors", P. A. Martin, B. G. Streetman, K. Hess, Journal of Applied Physics, vol. 52, 1981.

[Mar89] "Proton, neutron, and electron-induced displacement damage in germanium", P.W. Marshall, C. J. Dale, G. P. Summers et E. A. Wolicki, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-36, n°6, pp. 1882-1888, décembre 1989.

[Mar90] "Proton-induced displacement damage distributions and extremes in silicon microvolumes", P. W Marshall, C.J. Dale et E. A. Burke, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-37, n°6, pp. 1776-1783, décembre 1990.

[McL76] "A direct tunneling model of charge transfert at the insulator-semiconductor interface in MIS devices", F. B McLean, rapport du gouvernement des Etats-Unis, n° HDL-TR-1765, octobre 1976.

[McL80] "A framework for understanding radiation-induced interface states in SiO₂ MOS structures", F. B McLean, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-27, n°6, pp. 1651-1657, décembre 1980.

[Mil94] "Experimental evaluation of high speed CCD imager effects using Co60 and proton radiation", T. L Miller et D. A Thompson, référence 0-7803-1906-0, IEEE 1994.

[Moh76] "Fabrication and performance of offset mask charge coupled devices", Mohsen et Retajczyk, IEEE transactions on electron devices, vol ED-23, n°2, 1976.

[Nun01] "Radiation Effects On Commercial CCDs", T. Nuns, J.-P. David, J.-G. Loquet, F. Gardillou, M. Lescure, S. Barde, proceeding de la conférence RADiation Effects on Components and Systems (RADECS), Grenoble, septembre 2001.

[Rob92] "Degradation of the charge transfert efficiency of a buried channel charge coupled device due to irradiation damage by a beta source", M. S. Robbins, T. Toy, S. J. Watts, proceeding de la conférence RADiation Effects on Components and Systems (RADECS), La Grande-Motte, pp. 327-332, septembre 1991.

[Rob00] "The radiation damage performance of Marconi CCDs", M. S. Robbins, Note technique de Marconi Applied Technologies, référence S&C 906/424, février 2000.

[Rol78] "Introduction à l'étude du bruit dans les dispositifs à couplage de charges", G. Rolland, document interne CNES, n°278/CT/PRT/QPE/EP, septembre 1978.

[Rot73] "Plasmon Theory of Electron-Hole Pair Production: Efficiency of Cathode Ray Phosphors", A. Rothwarf, Journal of Applied Physics, vol. 44, p. 752, 1973.

[Sch84] "Physical mechanisms contributing to device rebound", J. R Schwank, P. S Winokur, P. J McWorther, F. M Sexton, P. V Dressendorfer et D. C. Turpin, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-31, n°6, pp. 1434-1438, décembre 1984.

[Seq75] "Charge Transfer Devices", C. H. Sequin and M. F. Tompsett, Academic Press, New York, 1975.

[Sim72] "Determining the energy distribution of pulse-radiation-induced charge in MOS structures from rapid annealing measurements", M. Simons et H. L. Hughes, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-19, n°6, pp. 282-290, décembre 1972.

[Sol96] "Etude et conception de capteurs d'images à pixels actifs et de l'électronique de traitement associée en vue d'applications à faible flux", J. Solhusvik, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, soutenue le 19 novembre 1996.

[Sro79] "Radiation damage coefficient for silicon depletion regions", J. R. Srour, S. C. Chen, S. Othmer et R. A. Hartmann, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-26, n°6, pp. 1784-1791, décembre 1979.

[Sro85] "Effect of single neutron interactions in silicon integrated circuits", J. R. Srour et R. A. Hartmann, IEEE Transaction On Nuclear Science, vol. NS-32, n°6, pp. 4195-4200, décembre 1985.

[Sro86] "Permanent damage produced by single proton interactions in silicon devices", J. R Srour, R. A. Hartmann et K. S. Kitazaki, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-33, n°6, pp. 1597-1604, décembre 1986.

[Sro88] "Displacement damage effects in electronic materials, devices, and integrated circuits", J. R. Srouf, notes de cours, IEEE Nuclear Space Radiation Effects Conference (NSREC), Portland, juillet 1988.

[Sum87] "Correlation of particle-induced displacement damage in silicon", G. P. Summers, E. A. Burke, C. J. Dale, E. A. Wolicki, P. W. Marshall et M. A. Gehlhausen, IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-34, n°6, pp. 1134-1139, décembre 1987.

[Sum92] "Displacement damage: mechanisms and measurements", G. P. Summers, notes de cours, IEEE Nuclear Space Radiation Effects Conference (NSREC), New Orleans, juillet 1992.

[Vap90] "Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs", A. Vapaille et R. Castagné, Dunod, 1990.

[VDS84] "Characterisation of dark current non-uniformities in charge-coupled devices", J. Van Der Spiegel, G. J. Declerck, Solid State Electronics, 27(2), pp. 147-154, 1984.

[Vin79] "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions", G. Vincent, A. Chantre et D. Bois, Journal of Applied Physics, vol. 50, 1979.

[Wen] "Acquisition et restitution des images", P.-L. Wendle, Cours de l'Ecole Supérieure d'Electricité.

[Whi74] "Characterisation of surface channel CCD image arrays at low light levels", M. White, D. R. Lampe, F. C. Blaha et I. A. Mack, IEEE journal of solid-state circuits, vol. SC-9, n°1, février 1974.

**Annexe A Statistique de
Schockley-Read-Hall appliquée
aux CCD**

Annexe B Facteur de conversion

Annexe A Statistique de Schockley-Read-Hall appliquée aux CCD

A.1 Etats d'interface et pièges en volume

Les phénomènes de piégeage et de recombinaison sur des niveaux pièges à l'interface oxyde-semiconducteur ou dans le volume du semiconducteur ont une incidence directe sur les propriétés de transport du composant CCD, et vont notamment avoir une influence importante sur le bruit généré lors de l'intégration et du transport des charges.

Par la suite nous regrouperons les différentes sortes de défauts sous le terme de pièges. Le taux de génération U_n (respectivement U_p) qui représente le nombre d'électrons (respectivement de trous) générés par ces pièges prendra en compte les phénomènes de piégeage et de génération sans distinction.

Dans le cadre de l'étude du bruit dans les CCD, une distinction doit cependant être faite entre les pièges situés à l'interface oxyde-silicium et ceux situés dans le volume du semiconducteur ; l'influence des défauts est a priori plus importante en surface que dans le volume et, en outre, la répartition des niveaux d'énergie est continue dans le cas des états de surface alors qu'elle est discrète dans le volume. Ces deux types de pièges vont avoir pour effet de générer un courant parasite présent même en l'absence de signal photonique, d'où son nom de courant d'obscurité, mais aussi de générer un bruit lors du transfert des charges au sein du canal.

A.2 Le courant d'obscurité

A.2.1 Origines du courant d'obscurité

Le courant d'obscurité provient d'une génération parasite d'électrons qui s'accumulent dans les puits de potentiel et s'ajoutent directement aux charges photogénérées. Il est souvent qualifié de courant *thermique* ; ce terme insiste surtout sur le fait que la part du phénomène thermique de piégeage devient prépondérante lorsque la température augmente, et c'est cet aspect qui est pris en compte dans les travaux destinés à minimiser l'influence du courant d'obscurité.

A.2.2 Statistique de Schockley-Read-Hall

Une étude théorique du courant d'obscurité peut être effectuée à l'aide de la statistique de Schockley-Read-Hall, qui définit un taux de génération U_n pour les électrons et U_p pour les trous [Def79] [Vap90] :

- Pour les pièges en volume, on ne considérera pour simplifier qu'un seul niveau de pièges ; en réalité, il en existe un grand nombre et leur répartition est discrète dans la bande interdite du semiconducteur. Ce niveau a pour caractéristiques :

- un niveau d'énergie E_t dans la bande interdite,
- une densité N_t de pièges par unité de volume,
- une section de capture efficace σ_n pour les électrons et σ_p pour les trous.

L'expression des taux de génération dans le cas d'un régime établi ($\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = 0$) est alors :

$$(A.1) \quad U_n = U_p = U = \frac{\sigma_n \sigma_p \bar{v}_n \bar{v}_p N_t (pn - n_i^2)}{\sigma_n \bar{v}_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \bar{v}_p \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right]}$$

où v_n et v_p sont les vitesses thermiques des électrons et des trous :

$$(A.2) \quad \bar{v}_n = \left(\frac{3kT}{m_n^*} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$(A.3) \quad \bar{v}_p = \left(\frac{3kT}{m_p^*} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$(A.4) \quad n_i = AT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

A est une constante spécifique du matériau ($\text{cm}^{-3}\text{K}^{3/2}$).

- Les pièges en surface se caractérisent par une répartition continue dans la bande interdite du semiconducteur. On définit alors :
 - une densité surfacique et énergétique $N_{SS}(E)$,
 - des sections de capture efficace $\sigma_n(E)$ et $\sigma_p(E)$.

Les états de surface dont les niveaux énergétiques sont compris entre E et $E + dE$ dans la bande interdite pourront donc capturer $N_{SS}(E) dE$ électrons par unité de surface.

Et le taux de génération par unité de surface est donné par :

$$(A.5) \quad dU_s = \frac{\sigma_n(E) \sigma_p(E) \bar{v}_n \bar{v}_p N_{SS}(E) (pn - n_i^2) dE}{\sigma_n(E) \bar{v}_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p(E) \bar{v}_p \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right]}$$

Le taux de génération U_s est alors obtenu en intégrant sur toute la bande interdite.

A.2.2.1 La génération thermique de porteurs dans les zones déplétées

Il peut y avoir génération sous l'électrode où l'on intègre les charges (mécanisme A), mais également dans la zone de charge d'espace sous les électrodes adjacentes (mécanisme B).

- mécanisme A

Ce mécanisme est dépendant du temps : lorsque le puits de potentiel se remplit, la profondeur de la zone de charge d'espace sous l'électrode diminue, et l'intensité du courant d'obscurité dû à ce mécanisme diminue.

Le courant d'obscurité est donné par la relation :

$$(A.6) I_A = -qU_A(x_d - x_{d\infty})$$

où $x_{d\infty}$ est la profondeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre, et U_A le taux de génération dans la zone de charge d'espace.

On peut considérer que l'on est en régime établi avec $n = p = 0$, et faire l'hypothèse que le niveau énergétique des centres de recombinaison est proche du centre de bande, c'est à dire $E_t = E_i$. De plus on considère que $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ et $v_n = v_p = v$.

U_A , le taux de génération dans la zone de charge d'espace vaut alors d'après (A.1) :

$$(A.7) U_A = -\frac{1}{2}\sigma\bar{v}N_t n_i$$

- mécanisme B

Ce mécanisme est indépendant du temps. Cette fois le courant d'obscurité est donné par :

$$(A.8) I_B = -qU_B x_{d0}$$

où x_{d0} est la profondeur de charge d'espace sous les deux électrodes adjacentes à l'électrode d'intégration.

On a toujours :

$$(A.9) U_B = -\frac{1}{2}\sigma\bar{v}N_t n_i$$

A.2.2.2 La génération thermique de porteurs au niveau de l'interface semiconducteur-isolant

On peut encore considérer que l'on est en régime établi avec des interfaces entièrement déplétées : $n = p = 0$. On considère toujours que $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ et $v_n = v_p = v$. La valeur du taux de recombinaison est obtenue en intégrant sur toute la bande interdite,

et en supposant que $N_{SS}(E)$ est uniforme dans la bande interdite : $N_{SS}(E) = N_{SS}$.

Avec ces hypothèses :

$$(A.10) \quad U_C = -\frac{\pi}{2} \sigma \bar{v} k T N_{SS} n_i$$

Le courant d'obscurité vaut :

$$(A.11) \quad I_C = -q U_C$$

Il existe également une génération de courant d'obscurité due à la diffusion de porteurs depuis la région neutre du substrat et en direction du puits de potentiel, mais aux températures normales de fonctionnement du CCD ($T < 80^\circ\text{C}$), cet effet peut être négligé.

Annexe B Facteur de conversion

Cette démonstration est issue de [Sol96]. On se propose de démontrer que le facteur de conversion α d'un CCD est donné par l'expression :

$$(B.1) \alpha = \frac{d\sigma_s^2}{d\overline{\Delta V_s}}$$

avec :

- α le facteur de conversion (V/e⁻),
- σ_s^2 le bruit en sortie du capteur (V²)
- $\overline{\Delta V_s}$ la valeur moyenne du signal de sortie (V).

Le signal de sortie du capteur ΔV_s est égal à :

$$(B.2) \Delta V_s = \alpha N_e + V_r$$

avec :

- N_e le nombre d'électrons captés dans le pixel,
- V_r la tension de décalage.

Notons qu'il est aussi possible de supposer que

$$(B.3) \Delta V_s = \alpha(1-\varepsilon)^T N_e + V_r$$

avec ε l'inefficacité de transfert et T le nombre de transferts jusqu'à la sortie. En réalité, on peut supposer l'inefficacité de transfert négligeable dans le cas d'un éclairage uniforme, donc de paquets de charges presque identiques.

Le bruit en sortie est la somme quadratique du bruit photonique σ_{phot} , du bruit de transfert σ_{trans} et du bruit de lecture σ_{lect} :

$$(B.4) \sigma_s^2 = \sigma_{\text{phot}}^2 + \sigma_{\text{trans}}^2 + \sigma_{\text{lect}}^2$$

Les photons incidents suivent une loi de Poisson, c'est à dire que leur moyenne égale leur variance. Le nombre d'électrons captés dans le pixel étant égale au nombre de photons incidents multiplié par le rendement quantique, la variance de N_e est égale à la valeur moyenne de N_e , $\overline{N_e}$.

Ainsi,

$$(B.5) \sigma_s^2 = \alpha \overline{N_e} + \sigma_{\text{trans}}^2 + \sigma_{\text{lect}}^2$$

En remplaçant $\alpha \overline{N_e}$ par $\overline{\Delta V_s} - V_r$,

$$(B.6) \sigma_s^2 = \alpha(\overline{\Delta V_s} - V_r) + \sigma_{\text{trans}}^2 + \sigma_{\text{lect}}^2$$

Comme V_r et σ_{lect} sont indépendants de ΔV_s , en négligeant $\frac{d\sigma_{\text{trans}}}{dV_s}$, on obtient :

$$(B.7) \quad \alpha = \frac{d\sigma_s^2}{d\Delta V_s}$$

Résumé

Titre : Etude du comportement des capteurs d'images CCD commerciaux en ambiance spatiale

Nous avons étudié le comportement de capteurs d'images CCD commerciaux sous contrainte radiative spatiale. L'objectif est de comparer la dégradation des paramètres sensibles de ces composants à celle observée sur des CCD durcis.

Il apparaît que la densité de courant d'obscurité des CCD commerciaux est sensible à la dose cumulée. Pour des doses jusqu'à 200 Gy(Si), il s'agit même de la principale source de dégradation des capteurs. La charge d'oxyde est en grande partie responsable de ce comportement, comme le montre la guérison partielle du courant d'obscurité lors d'un recuit à 100°C. Il est montré que cette charge agit principalement dans les oxydes d'isolation, en mettant la surface du semiconducteur en inversion, constituant ainsi un transistor parasite. L'activation thermique de ces courants de fuite est mise en évidence par des simulations numériques, rejoignant ainsi les observations expérimentales.

L'évolution du courant d'obscurité après exposition à des particules responsables de la création de défauts (protons et neutrons) est bien expliquée par les contributions des interactions élastiques (aux protons) et inélastiques. La dose cumulée aux protons apporte une contribution supplémentaire à la dégradation moyenne. Notons également l'apparition de pixels présentant un fort signal RTS et l'augmentation de l'inefficacité de transfert.

Dans un contexte d'assurance durcissement, ce travail permet de mieux appréhender les points importants pour une bonne estimation de la dégradation en vue d'une utilisation spatiale. On retiendra en particulier le rôle prédominant des courants de fuite, qui perturbent directement l'estimation des autres paramètres critiques des CCD, comme le facteur de conversion ou l'inefficacité de transfert. Ce comportement se distingue des CCD durcis. Une caractérisation en dose cumulée des capteurs commerciaux s'avère indispensable, ainsi que l'estimation du nombre de pixels fortement dégradés et du risque de RTS lors d'effets non ionisants.

Mots-clés : CCD, irradiation, environnement spatial, guérison, capteur d'image, dose, proton, neutron

Abstract

Title: Study of the behaviour of commercial CCDs images sensors in a space environment

We studied the behaviour of CCD images sensors exposed to a spatial radiative constraint. The aim of this work is to compare the degradation of the sensitive parameters between commercial components and hardened ones.

It appears that the dark current density of commercial CCDs is sensitive to total dose. This parameter is the main source of degradation for dose levels up to 200 Gy(Si). The induced oxide charge is the prime responsible for this behaviour as shown by the partial annealing of the dark current under 100°C heating. It is shown that this charge deposited in isolation oxides induces an inversion zone at the semiconductor surface leading to the creation of a parasitic transistor. Numerical simulations show the thermal activation of the leakage currents due to this structure, and confirm the experimental observations.

The irradiation of CCD with particles generating bulk defaults like protons and neutrons leads to the observation of a dark current increase induced by the contribution of elastic (for protons) and inelastic interactions between incident particles and semiconductor atoms. The associated total dose deposition (proton) provides an additional contribution to the mean degradation. The occurrence of pixels with a large RTS and the increase of the charge transfer inefficiency (CTI) can also be noticed.

In a hardness assurance context, this work provides a better understanding of the critical points, which have to be taken into account in order to propose a good estimation of the CCD degradation for a spatial application. We should keep in mind the predominant role of leakage currents that directly affect the measurement of the conversion factor or the CTI. This behaviour differs from the one observed with hardened CCDs. The characterisation of commercial sensors under total dose is proving to be mandatory, as well as the estimation of the number of pixels with a large dark current and the probability of RTS occurrence in case of non ionising effects.

Keywords: CCD, irradiation, space environment, annealing, image sensor, total dose, proton, neutron

