



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :

Valérian LALUCAA

le jeudi 12 décembre 2013

Titre :

Etude des effets singuliers produits par les particules énergétiques chargées de
l'environnement radiatif spatial sur les capteurs d'images CMOS

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED GEET : Micro et nanosystèmes

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA OLIMPES

Directeur(s) de Thèse :

M. Pierre MAGNAN (directeur de thèse)
M. Vincent GOIFFON (co-directeur de thèse)

Jury :

M. Thierry CAMPS - Professeur, Université de Toulouse III - Président
M. Rémi BARBIER - Maître de conférence, Université de Lyon I - Rapporteur
M. Jérôme BOCH - Professeur, Université de Montpellier II
M. Jean-Luc LERAY - Directeur de recherche au CEA - Rapporteur
M. Pierre MAGNAN - Professeur, ISAE
M. Vincent GOIFFON - Enseignant-Chercheur, ISAE

Remerciements

Ce travail, commencé en octobre 2010, a été financé par le Centre National d'Études Spatiales (CNES), l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), et la région Midi-Pyrénées. Il a eu lieu au sein de l'équipe CIMI de l'ISAE, à Toulouse.

Je tiens dans un premier temps à remercier l'ensemble du jury :

- M. Jean-Luc Leray, directeur de recherche au CEA, pour avoir accepté de juger mon travail en sa qualité de rapporteur.
- M. Rémi Barbier, Maître de conférences à l'Université de Lyon 1, pour avoir accepté de juger mon travail en sa qualité de rapporteur.
- M. Vincent Goiffon, enseignant-chercheur à l'ISAE, pour la codirection de cette thèse, ses conseils avisés, son soutien constant, son esprit critique, et son dynamisme.
- M. Pierre Magnan, professeur à l'ISAE et responsable de l'équipe CIMI, pour la codirection de cette thèse, pour m'avoir accueilli dans l'équipe, pour ses conseils, et son dynamisme.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble de l'équipe CIMI de l'ISAE, avec les collègues actuels Magali Estribeau, Olivier Marcelot, Aziouz Chabane, Philippe Martin-Gonthier, Franck Corbière, Sébastien Rolando, Romain Molina, Matthieu Bouhier, Paola Cervantes, Barbara Avon, Olivier Doussin, Fernando Raymundo-Luyo, Jean-Baptiste Lincelles, et Alice Pelamatti, ainsi que les anciens, Philippe Pinel et Ibrahima Djité. Merci aussi à Angélique Rissons, Arnaud Falguieres, Sébastien Masjak, et Thierry Soulet du MOSE.

Egalement un grand merci aux personnes du CNES : Cédric Virmontois pour les longues heures de support pendant les expériences, Guy Rolland pour ses discussions techniques et son travail sur STARDUST, Sophie Petit, et Alain Bardoux.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble des personnes qui ont participé aux expérimentations, en fournissant le faisceau ou en participant aux mesures, Françoise Bezerra au CNES, Marc Gaillardin et Mélanie Raine au CEA, Guillaume Hubert à l'ONERA. Merci encore à l'ensemble du personnel des accélérateurs, notamment Guy Berger et Nancy Postiau à l'UCL, et Emmanuel Balanzat au GANIL.

Et enfin merci à toute ma famille pour son support pendant ces années de thèse.

Table des matières

Introduction	9
I Evènements singuliers et imageurs : vue d'ensemble	11
A L'environnement spatial	12
A.1 Historique	12
A.2 Sources	12
A.3 Le vent solaire	13
A.4 Les rayons cosmiques	13
A.5 Les ceintures de Van Allen	14
B Interaction rayonnement-matière	15
B.1 Les photons	15
B.2 Les neutrons	16
B.3 Les particules chargées	17
B.4 Effets sur l'électronique	19
B.4.a Les effets de dose	19
B.4.b Les effets singuliers	21
C Effets sur les imageurs	25
C.1 Description d'un imageur CMOS	25
C.2 Les senseurs stellaires	26
C.3 Les instruments scientifiques	26
D Evènement singuliers dans d'autres environnements radiatifs	26
D.1 La fusion nucléaire	26
D.2 La physique des particules	27
E Conclusion du chapitre	28
II Caractéristiques des imageurs CMOS étudiés	29
A Historique	30
B Principe général des capteurs à pixels actifs	30
C Architecture des imageurs étudiés	31
C.1 Approche générale	31
C.2 Types de pixels étudiés	32
C.3 Circuits de lecture	33
C.4 Décodeurs d'adressage	34
D Déroulement de la phase de lecture de la matrice ("rolling shutter")	34
E Signal de sortie	36
F Problème du reset de la photodiode : "Soft" et "Hard" Reset	37
G Conclusion du chapitre	39

III Evènements singuliers attendus sur les capteurs d'images CMOS testés :	
Etude préliminaire	41
A Introduction du chapitre	42
B Évolution des charges dans le silicium : mécanismes de transport	42
B.1 Niveau d'injection	42
B.2 Equation d'évolution des charges dans un semiconducteur	42
B.3 Courant induit sur un nœud	45
B.4 Charge totale déposée	45
B.5 L'effet "Funnel"	46
C Les Single Event Transient (SET)	47
C.1 Dans les pixels et les circuits de lecture	47
C.2 Dans les décodeurs	50
D Les Single Event Upset (SEU), MBU et MCU	50
E Le Single Event Latchup (SEL)	51
E.1 Localisation	51
E.2 Simulation	51
F Single Event Snapback (SES)	52
G Single Event Burnout (SEB)	53
H Single Event Gate Rupture - Single Event Dielectric Rupture (SEGR - SEDR)	53
I Conclusion du chapitre	53
IV Etude expérimentale : Capteurs à photodiodes standard	57
A Description de l'expérience	58
A.1 Source d'ions lourds	58
A.1.a L'Université Catholique de Louvain-La-Neuve (UCL)	58
A.1.b Le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL)	58
A.2 Banc de lecture des capteurs	59
A.3 Les capteurs utilisés	60
B SET sur les circuits annexes	60
C SET sur la matrice et mode de lecture	61
D Profils des SET sur les substrats uniformes	62
D.1 Profil axial et énergie des ions incidents	62
D.2 Évolution du profil axial avec le temps d'intégration	63
D.3 Comparaison au modèle STARDUST	64
D.4 Effet d'éblouissement	65
D.5 Variations de conception de la photodiode	66
D.6 Variation du pas de pixel	68
E Profils des SET sur les substrats épitaxiés	70
E.1 Simulations STARDUST avec des profondeurs effectives	72
F Charge totale collectée	73
G Impact des SET sur plusieurs images : "Hard" et "Soft" reset	78
G.1 "Soft" reset et rémanence	78
G.2 "Hard" reset	79
H Conclusion du chapitre	83
V Etude expérimentale : Capteurs à photodiodes "pincées"	87
A Description du banc de mesure et des capteurs utilisés	88
A.1 Banc de lecture	88
A.2 Capteurs utilisés	88
B SEL : Effets de lignes noires et effets de bandes	88

B.1	Mesure des propriétés du latchup	89
B.1.a	Section efficace	89
B.1.b	Points caractéristiques du SEL	91
B.2	Mécanisme de l'effet de ligne	92
B.3	Mécanisme de l'effet de bande	93
B.4	Conclusion et durcissement	95
C	SET sur les capteurs 4T et 5T avec une photodiode pincée	95
C.1	Charge totale collectée	96
C.2	L'anti-éblouissement	97
C.2.a	Détermination des tensions de grilles	98
C.2.b	Par le transistor de transfert de charge (pixels 4T)	99
C.2.c	Par le transistor dédié (pixels 5T)	100
C.2.d	Comparaison des capteurs	101
C.2.e	Effet sur la charge totale collectée	101
C.3	Simulations STARDUST	103
D	Conclusion du chapitre	104
Conclusion générale		107
Annexes :		135
A Equations dans un semiconducteur et diffusion ambipolaire		135
A	Introduction	136
A.1	L'équilibre, l'injection et l'extraction	136
A.2	L'injection	136
B	Description de la diffusion ambipolaire	136
C	Mise en équation	136
C.1	Diffusion bipolaire	136
C.2	Diffusion ambipolaire	137
C.3	Réduction du coefficient de diffusion ambipolaire	138
D	Simplification des coefficients selon le régime d'injection	138
D.1	faible injection	138
D.2	forte injection	139
B Le logiciel de modélisation de traces de particules : STARDUST		141
A	Le module de calcul de l'énergie déposée	142
B	Le module de collection de charges	142
C	La géométrie du capteur	143
D	Les données d'entrées	143
C Méthode de calcul de l'intervalle d'erreur pour les sections efficaces des SEE		145
A	Hypothèses	146
B	Intervalle de confiance pour un nombre de SEE faible	146
C	Intervalle de confiance pour un nombre de SEE important	147
D Schémas récapitulatifs des méthodes de protection		149

Introduction

Le premier satellite équipé d'un capteur d'image fut Explorer 6, mis en orbite par les États-Unis en 1959. Depuis ce premier vol, les capteurs d'images ont évolué jusqu'à devenir des capteurs à état solide. Encore aujourd'hui, la majorité des capteurs en orbite sont des dispositifs à transfert de charge (Charged Coupled Devices, CCD). Sur Terre, ces capteurs sont majoritairement remplacés par un autre dispositif appelé le capteur d'image CMOS (CMOS Image Sensor, CIS). Bien que cette technologie soit industriellement mature, les effets de l'environnement spatial ne sont pas entièrement connus, ce qui limite leur utilisation. Ces effets se divisent en deux catégories. Les effets de dose, cumulatifs, apparaissent pour une exposition prolongée des capteurs. Ils sont activement étudiés par la communauté scientifique. Les effets singuliers sont dus au passage d'une seule particule dans le composant, et ont une nature aléatoire. Peu d'études scientifiques existent sur le sujet. Pourtant, ces événements peuvent être de nature destructive et entraîner la perte de certains satellites si le composant est critique.

L'objectif de cette thèse est d'étudier les effets singuliers sur les capteurs d'images CMOS. Quel que soit le type de capteur CMOS utilisé, le mécanisme de ces effets doit être entièrement connu et compris afin de concevoir des solutions de durcissement, autant au niveau du capteur qu'au niveau du traitement d'image.

Les capteurs étudiés tout au long de cette thèse ont une architecture simple en comparaison des architectures utilisées dans l'industrie. Deux raisons motivent ce choix :

- les effets singuliers dans les circuits électroniques (autre que les capteurs d'images) sont activement étudiés par la communauté scientifique,
- cette architecture simple est à la base de la conception de tous les autres capteurs.

Les résultats sont donc extrapolables dans la mesure où les effets sur les circuits supplémentaires sont pris en compte.

La méthodologie de cette étude s'appuie sur une première analyse théorique de l'ensemble des événements singuliers susceptibles d'apparaître. Cette analyse est comparée aux données obtenues pour des capteurs de différents types afin de la valider et de comprendre les paramètres impliqués dans chaque mécanisme.

La notion de l'environnement radiatif spatial est introduite dans le premier chapitre. Ses interactions avec la matière, et particulièrement les composants électroniques, sont expliquées. Des exemples d'applications de systèmes contenant un capteur d'image illustrent le risque que pose ces rayonnements. Enfin, un exemple d'environnement similaire, la physique nucléaire, montre que ce type de problématique existe dans d'autres domaines.

Le fonctionnement du capteur d'image CMOS est décrit dans le deuxième chapitre. Après un court historique, l'architecture générale est donnée pour le circuit et l'ensemble de ses sous-circuits. Ce chapitre explique également les différences entre les pixels 3T, utilisant une photodiode standard, et les pixels 4T ou 5T utilisant une photodiode pincée. Enfin, la description de la phase de lecture et du signal de sortie de la puce permet de comprendre en détail les problèmes associés au fonctionnement du circuit.

L'analyse générale de l'ensemble des effets singuliers (Single Event Effects, SEE) sus-

ceptibles d'apparaître sur l'architecture décrite précédemment est développée dans le troisième chapitre. Elle commence par l'étude des phénomènes de transports et de collection des charges qui sont créées par la particule incidente. Les effets produits par les courants parasites sont alors étudiés en fonction de chaque sous-circuit, en se basant sur la littérature disponible et la simulation.

L'analyse théorique est comparée aux données obtenues sur les capteurs à pixels 3T utilisant des photodiodes standard dans le quatrième chapitre. Après la description du banc et des installations de mesures, les effets transitoires (Single Event Transient, SET) sur les circuits sont analysés. La partie suivante explique la relation entre le mode de lecture utilisé et la forme des SET observés sur la matrice de pixels. L'analyse de ces SET est alors divisée en deux parties selon le type de technologie utilisée (substrat uniforme ou épitaxié). La charge totale collectée lors de ces événements est ensuite analysée pour être comparée au dépôt théorique et comprendre l'origine des différences. Dans une dernière partie, l'effet des SET est observé sur les images suivantes, avec l'apparition de comportements complètement différents selon la tension d'alimentation de la diode.

L'analyse théorique est comparée aux données dans le cas de pixels 4T et 5T utilisant des photodiodes pincées dans le cinquième et dernier chapitre. L'étude se focalise d'abord sur les phénomènes de lignes noires et de bandes lumineuses qui apparaissent aléatoirement sur un des capteurs. Les mécanismes mis en jeu et leurs propriétés sont caractérisés et analysés. La plus simple des méthodes de protection est alors utilisée sur cette puce, et les données des SET sur ces capteurs sont analysées. La charge totale collectée est étudiée et montre une différence majeure avec les pixels 3T. Puis le profil de collection des SET est analysé en fonction du niveau de la fonction d'anti-éblouissement. Deux méthodes différentes d'anti-éblouissement sont testées et analysées.

Enfin, la conclusion retrace l'ensemble des résultats obtenus et expose les règles de durcissement qui en découlent pour les capteurs d'images CMOS. Ces résultats et ces lignes directrices sont ensuite extrapolés aux capteurs plus complexes.

Chapitre I

Evènements singuliers et imageurs : vue d'ensemble

A L'environnement spatial

A.1 Historique

L'histoire de la radioactivité commence par la découverte des rayons X par Wilhelm Conrad Roentgen en 1895. Il place une émulsion photographique derrière un tube enveloppé dans du carton, et découvre que la plaque noircit malgré l'absence de lumière lorsque certaines roches sont placées près de l'émulsion. Quelques mois plus tard, Henry Becquerel conjecture que d'autres matériaux phosphorescents peuvent émettre des rayons X. Il teste alors plusieurs composés, dont des sels d'uranium. L'expérience est répétée avec d'autres sels non phosphorescents, notamment par Pierre et Marie Curie, ce qui mène progressivement à la théorie de la décroissance radioactive. Les physiciens de l'époque découvrent alors des radiations dans l'environnement. Naturellement, ils supposent que ces radiations sont d'origine terrestre.

En 1912, Victor Franz Hess montre que les radiations détectables dans l'atmosphère ne proviennent pas de la Terre. Pour cela, il effectue des mesures de rayonnement en fonction de l'altitude. Il découvre que les radiations augmentent considérablement à partir d'une altitude limite, prouvant que ces rayons ne sont pas originaires des roches terrestres. Ils sont nommés rayons cosmiques et commencent à être étudiés par la communauté scientifique.

Durant l'ère "Apollo", les recherches sont considérablement poussées en avant. Un premier réseau de surveillance est mis en place par la NASA : le SPAN (Solar Particle Alert Network). Aujourd'hui, différents réseaux de "météorologie spatiale" sont mis en place au niveau national et international. Le but essentiel est la surveillance et la prévention de la dégradation des systèmes technologiques, dans l'espace et au sol. A titre d'exemple, la NASA dispose de plusieurs satellites de surveillance. Le satellite SOHO ("Solar & Heliospheric Observatory") de la NASA étudie le Soleil, et un second satellite nommé SDO (Solar Dynamic Observatory) observe son atmosphère. Les vents solaires qui sont éjectés vers notre planète sont analysés par le satellite ACE (Advanced Composition Explorer). En Europe, il existe un réseau équivalent : le SWENET ("Space Weather European Network"). Il regroupe et analyse les données des réseaux des états membres. La connaissance de ces radiations et de leurs effets sur les systèmes électroniques est importante puisque les dégradations peuvent entraîner la dégradation ou la perte du système [1].

A.2 Sources

Les radiations présentes dans l'environnement spatial ont pour origines plusieurs sources : le Soleil et les éléments extérieurs au système solaire (sources cosmiques) [2, 3]. La répartition statique est produite par le champ magnétique terrestre et solaire. La répartition dynamique est essentiellement due à la variation de l'activité solaire.

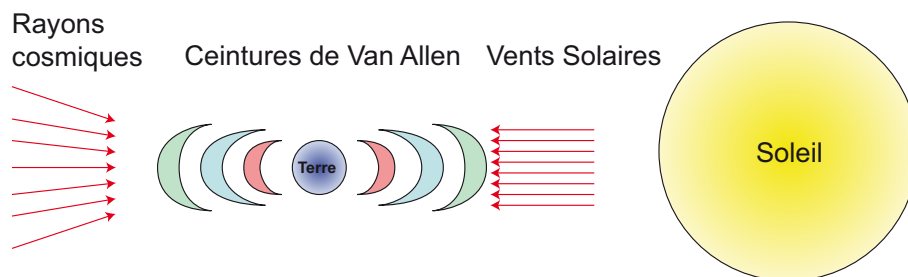


FIGURE I.1 – Schéma des sources de radiations dans l'environnement spatial.

A.3 Le vent solaire

Le vent solaire est composé des particules émises par le fonctionnement interne du Soleil. Les instabilités de champ magnétique en surface du plasma solaire provoquent des expulsions de plasma dans l'espace appelées éjections de masse coronale (Coronal Mass Ejection, CME). Ce plasma est composé principalement d'électrons et de protons, avec une proportion moindre de noyaux plus lourds (He, C ...).

Ce vent solaire est responsable de la compression des lignes de champ magnétique terrestre sur la face éclairée de la planète et du "remplissage" des ceintures de radiations. Il est aussi responsable du champ magnétique solaire qui dévie les rayons cosmiques. L'étude de la dynamique solaire est donc extrêmement importante pour comprendre la dynamique des radiations spatiales.

La Fig. I.2 montre l'évolution des points noirs sur le soleil. Le nombre de points est directement corrélé à l'activité solaire. Un cycle solaire dure environ 12 ans avec des maximums d'activité corrélés aux éruptions solaires et aux CME et en anti-corrélation avec les flux de particules cosmiques.

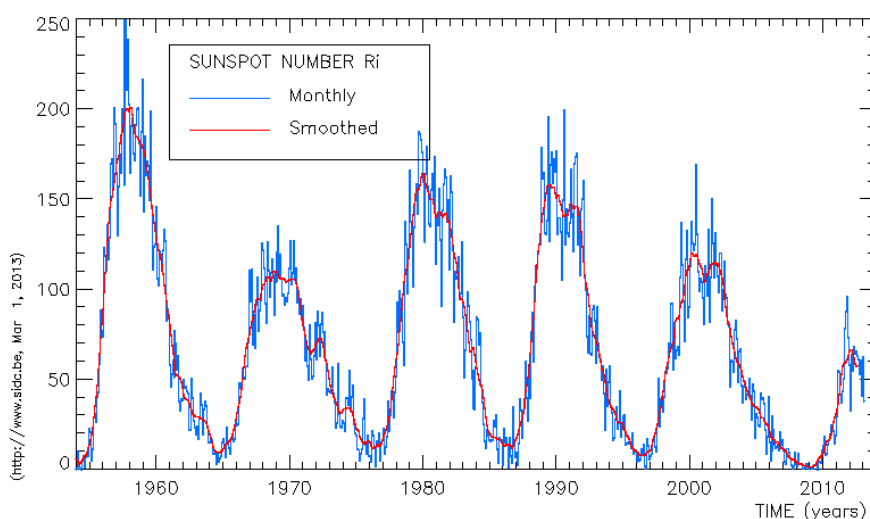


FIGURE I.2 – Évolution des points noirs sur le Soleil (sunspots). Le nombre de points visibles est directement corrélé avec l'activité solaire (éruptions, vents) [4].

A.4 Les rayons cosmiques

L'origine des rayonnements cosmiques est extérieure au système solaire. Deux flux sont distingués. Le flux primaire provient des sources astrophysiques en dehors de notre galaxie. Le flux secondaire provient de l'interaction entre le flux primaire et les gaz intergalactiques. En conséquence, les rayonnements cosmiques sont composés de particules très diverses. La majorité du flux est composé de protons, d'ions hélium, et d'ions plus lourds [5]. La Fig. I.3 montre le flux différentiel en fonction de l'énergie des particules. Ce flux différentiel est plutôt faible, cependant ces particules sont très énergétiques, elles traversent donc tout le blindage des satellites.

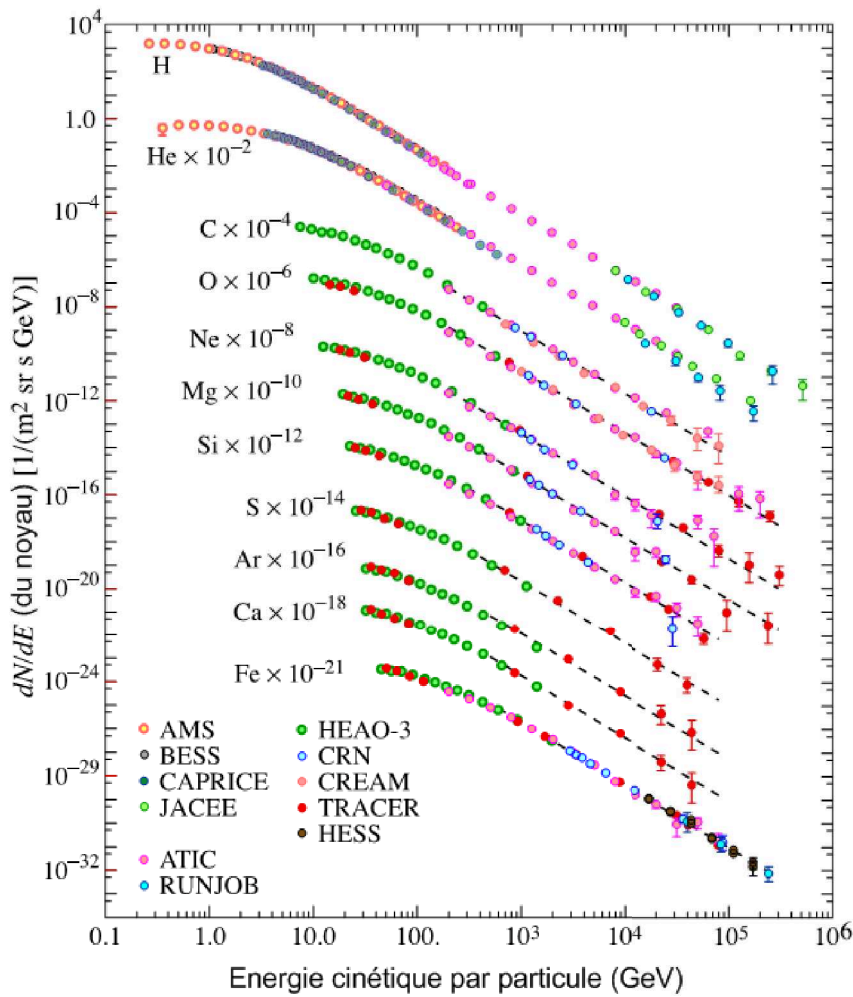


FIGURE I.3 – Flux différentiel des différentes particules cosmiques en fonction de l'énergie [5].

A.5 Les ceintures de Van Allen

Les particules émises par le Soleil et les rayons cosmiques interagissent avec le champ magnétique terrestre. Les forces résultantes de cette interaction provoquent l'apparition de zones où les particules sont piégées [6]. Ces zones sont nommées les ceintures de Van Allen en l'honneur du physicien et astronome James Van Allen, qui fut le premier à découvrir ces régions. Les ceintures de Van Allen ne sont donc pas réellement des sources, mais chaque ceinture possède un champ radiatif particulier (électrons et protons de différentes énergies). Elles sont donc souvent traitées comme des sources lorsque les effets produits sont considérés.

Le stockage des particules chargées dans ces régions devrait avoir lieu pendant de longues périodes si l'on considère le champ magnétique terrestre comme statique. Cependant, les interactions avec l'atmosphère terrestre et la dynamique des vents solaires empêchent ce stockage à long terme. Les ceintures de Van Allen ont donc une dynamique complexe qui dépend principalement de la densité, de la vitesse, et de la direction du vent solaire. Les activités humaines sont aussi responsables de l'augmentation du nombre d'électrons piégés dans certaines ceintures [7].

B Interaction rayonnement-matière

L'ensemble des particules provenant de ces sources interagit avec la matière. L'interaction dépend du type de la particule considérée : les particules massives neutres ou chargées et les photons.

B.1 Les photons

Les photons sont les particules associées aux rayonnements électromagnétiques. La masse et la charge du photon sont nulles, et sa vitesse est une constante dans le vide (nommée célérité c). Puisque ces particules sont neutres, elles ne perdent pas leur énergie de façon continue. Elles traversent le milieu jusqu'à interagir avec un électron ou un noyau des atomes du milieu, l'interaction est alors de nature aléatoire. Soit le photon est absorbé par l'effet photoélectrique ou par la création de paire, soit il est diffusé par effet Compton et perd une partie de son énergie. Pour caractériser la probabilité d'interaction, on introduit un coefficient appelé le coefficient d'atténuation linéaire α exprimé en cm^{-1} . Le plus souvent, on utilise le coefficient d'atténuation massique $\mu = \alpha/\rho$, exprimé en cm^2/g , à partir de la masse volumique ρ . Pour un flux de photons I , l'éq. I.1 permet de calculer le flux absorbé dI sur une distance dl .

$$\mu = \frac{\alpha}{\rho} = -\frac{1}{\rho} \frac{dI}{I} \quad (\text{I.1})$$

Il dépend du matériau cible et de l'énergie du photon. Au niveau macroscopique, le nombre de particules qui interagissent avec le milieu est donné par la loi de Beer-Lambert, ou loi d'absorption, de l'éq. I.2.

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) = I_0 \exp(-\mu x \rho) \quad (\text{I.2})$$

Où μ est le coefficient d'absorption, x la profondeur par rapport à la surface du matériau cible, et ρ la masse volumique. Parfois, cette formule est utilisée pour l'intensité ou la puissance lumineuse. Cependant, elle ne donne aucune indication sur la nature de l'interaction. On définit alors ce coefficient comme la somme des coefficients de chaque type d'interaction et de sa section efficace.

$$\mu_{\text{tot}} = \mu_{\text{pe}} + \mu_{\text{c}} + \mu_{\text{pp}} \quad (\text{I.3})$$

A basse énergie, les mécanismes principaux sont l'effet photoélectrique μ_{pe} , l'effet Compton μ_{c} , et la production de paires μ_{pp} [8, 9]

Dans l'effet photoélectrique, le photon est absorbé par un des atomes qui libère un de ses électrons liés (un électron libre ne peut pas absorber un photon et se déplacer sans violer la loi de conservation de l'énergie et du moment). L'énergie cinétique de l'électron libéré est alors égale à l'énergie du photon moins l'énergie de liaison entre l'électron et l'atome. La probabilité est difficile à calculer, mais elle diminue avec l'énergie du photon et elle est liée à l'énergie de liaison entre les électrons et le noyau. Comme les niveaux d'énergies des électrons sont quantifiés, la probabilité d'interaction augmente brusquement lorsque l'énergie du photon devient égale à celle de liaison entre l'électron et l'atome. Une de ces discontinuités est visible sur le coefficient d'absorption massique de la Fig. I.4 pour une énergie de 1,839 keV (première couche électronique K du silicium).

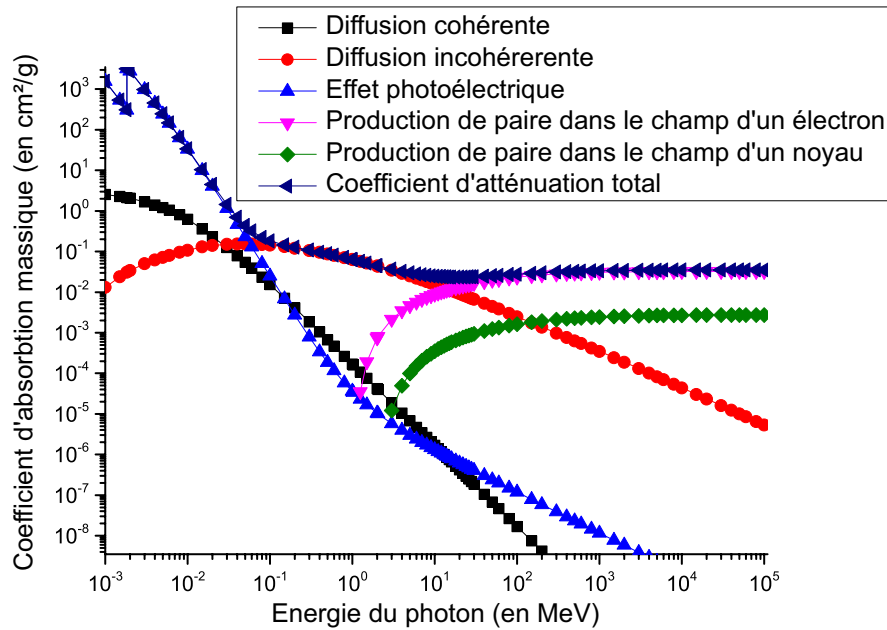


FIGURE I.4 – Coefficients d'absorption des photons dans le silicium pour les différents processus physiques. A faible énergie, l'effet photo-électrique est prédominant. Données extraites de la référence [10].

L'effet Compton se produit lorsque le photon est diffusé par un électron faiblement lié à l'atome. Son énergie est diminuée de celle donnée à l'électron. La Fig. I.5 résume schématiquement le processus d'interaction.

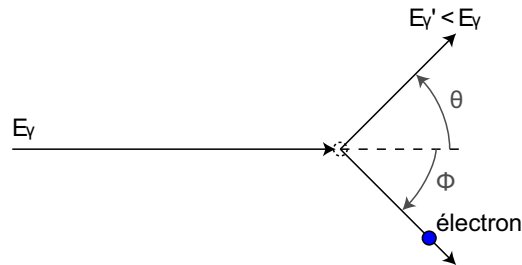


FIGURE I.5 – Schéma de l'interaction par effet Compton entre un photon et un électron.

La production de paires est un processus où le photon disparaît en créant un électron et un positron. Cette réaction ne peut se produire qu'en présence d'un atome pour absorber l'énergie de recul et respecter la loi de conservation de l'énergie. Cette réaction possède un seuil à 1,022 MeV, mais le processus ne devient dominant que pour des énergies supérieures à 10 MeV.

La Fig. I.4 montre les coefficients d'absorption massique du silicium en fonction de l'énergie du photon. L'effet photo-électrique est prédominant jusqu'à 60 keV, ce qui correspond à des longueurs d'onde supérieures à 0,2 Å. Dans les capteurs d'images, la lumière visible va donc pouvoir être détectée en collectant l'électron arraché à l'atome de silicium.

B.2 Les neutrons

Les neutrons sont des particules ayant presque la même masse que les protons, soit 940 MeV/c² ($1,67 \times 10^{-27}$ kg). Le neutron est une particule neutre qui interagit avec le

matériau cible par l'interaction forte. Les interactions sont donc des processus nucléaires (élastiques ou inélastiques en fonction de l'énergie du neutron incident). On peut définir un coefficient d'absorption linéaire, de façon similaire au photon, mais appelé section efficace macroscopique Σ (exprimé en cm^{-1}). On définit aussi la section efficace microscopique dans l'éq. I.4 en divisant par la densité du matériau cible N . Son unité est généralement le cm^2 , ou le barn en physique nucléaire (10^{-24}cm^2). Elle représente physiquement la surface effective que présente un seul atome aux particules incidentes.

$$\sigma = \frac{\Sigma}{N} \quad (\text{I.4})$$

La section efficace est une figure de mesure de la probabilité d'occurrence d'une réaction nucléaire. Pour un flux de neutrons incidents ϕ , la densité de réactions nucléaires est alors donnée par la formule I.5.

$$\text{densité de réaction} = \phi\Sigma \quad (\text{I.5})$$

Comme pour le coefficient d'atténuation, la section efficace macroscopique est la somme des sections efficaces macroscopiques pour chaque type de réaction. La somme reste valable pour la section efficace microscopique, ce qui donne l'éq. I.6. Les sections efficaces sont données en fonction de l'énergie dans la Fig. I.6.

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{diffusion élastique}} + \sigma_{\text{diffusion inélastique}} + \sigma_{\text{capture radiative}} + \dots \quad (\text{I.6})$$

La diffusion élastique est le processus de collision entre le neutron et le noyau de l'atome qui conserve l'énergie. La diffusion inélastique regroupe les collisions où le noyau cible passe dans un état excité, l'énergie n'est alors plus conservée si l'on considère la collision d'un point de vue classique. Enfin, la capture radiative a lieu lorsque le noyau capture le neutron. Quand le nouveau noyau est instable, il éjecte une particule pour retrouver son équilibre (photon, proton, alpha) ou il se divise en deux noyaux (fission).

La Fig. I.6 montre que les réactions entre le Si et les neutrons sont dominées par de la diffusion élastique jusqu'à quelques MeV, puis les réactions nucléaires ne sont plus négligeables. Dans tous les cas, les produits de réaction sont donc des particules chargées, dont les interactions avec la matière sont présentées dans le paragraphe suivant.

B.3 Les particules chargées

Les particules chargées interagissent de façon continue par des interactions coulombiennes avec les électrons et les noyaux des atomes. Le noyau représente un volume plus faible que celui de l'atome (environ 10^{-15} fois). En conséquence, les particules interagissent essentiellement avec les électrons [8]. Ces interactions ont plusieurs particularités :

- La portée des interactions coulombiennes est "infinie". La particule interagit donc simultanément avec plusieurs électrons. La perte d'énergie est alors quantifiée, mais apparaît comme continue sur l'ensemble de la trace.
- La particule incidente est très massive par rapport à un électron. Sa direction sera donc quasiment rectiligne.
- La perte de toute l'énergie de la particule requiert un grand nombre d'interactions. Une fois toute l'énergie perdue, la particule s'arrête. Il existe donc une longueur moyenne à partir de laquelle toutes les particules sont arrêtées.
- L'énergie pour ioniser un atome est de l'ordre de quelques eV. La particule va donc produire de nombreuses ionisations le long de sa trace. Parfois, des électrons vont

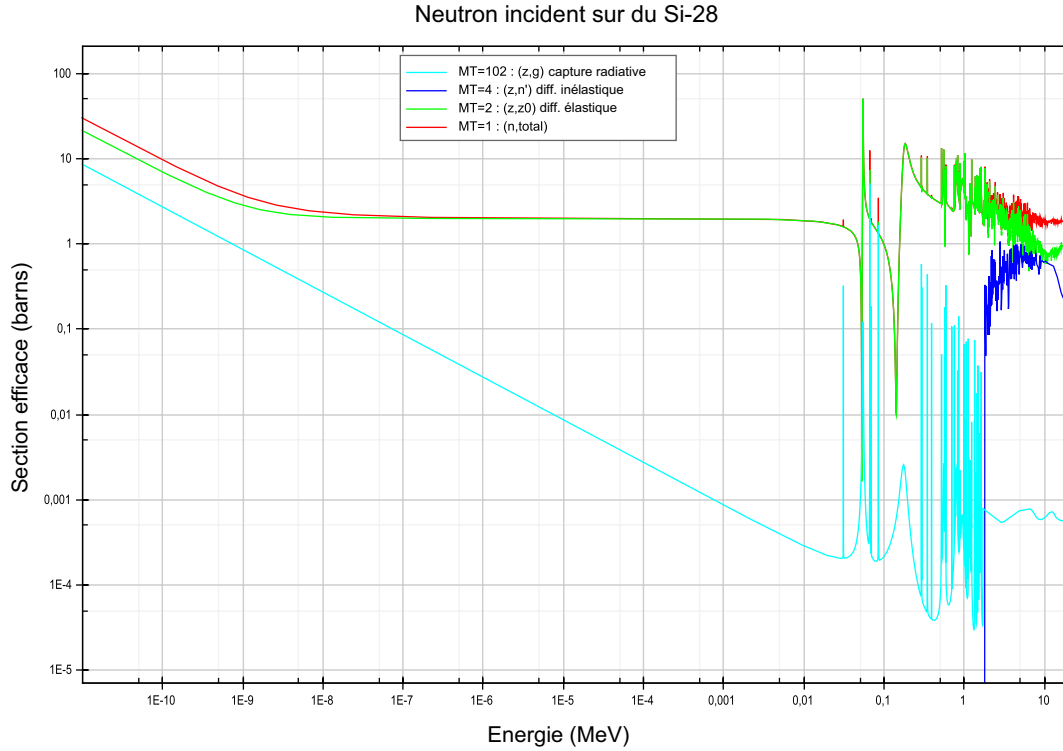


FIGURE I.6 – Section efficace totale des neutrons dans le Silicium-28, et pour les différents processus physiques. Le processus principal est la collision élastique pour les neutrons de 0,1eV à 1MeV. Au-delà, le neutron commence à produire des réactions nucléaires, et en dessous il donne lieu à une capture radiative. Graphique produit depuis le logiciel JANIS [11] et données de la bibliothèque JEFF [12].

acquérir suffisamment d'énergie cinétique pour ioniser à leur tour les atomes environnants, ces électrons sont appelés électrons "delta". Malgré ces électrons, le rayon de la trace de la particule (10 à 100 nm) reste très faible devant son parcours [13, 14]. Le pouvoir d'arrêt d'un matériau est défini comme la quantité d'énergie perdue par la particule par unité de longueur. Pour un ion relativement énergétique, la formule de Bethe de l'éq. I.7 permet de calculer le pouvoir d'arrêt d'un matériau donné¹.

$$S = \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB \quad (\text{I.7})$$

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (\text{I.8})$$

Dans ces équations, v et z sont la vitesse et la charge de la particule incidente. N et Z sont la densité numérique et le numéro atomique des atomes ciblés. m_0 et e sont la masse au repos et la charge de l'électron. Le paramètre I est déterminé expérimentalement. Il représente l'excitation moyenne et le potentiel d'ionisation des atomes ciblés.

Le pouvoir d'arrêt est la somme des pertes d'énergies par les interactions électroniques, nucléaires, et radiatives dans l'éq. I.9.

1. Une expression similaire existe pour les électrons rapides, mais ne sera pas détaillée dans cette thèse pour se concentrer sur les forts LET. Pour plus d'informations, le lecteur peut se rapporter à l'ouvrage [9].

$$S = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{el}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{rad}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{nucl}} \quad (\text{I.9})$$

Le pouvoir d'arrêt radiatif est généralement négligeable pour les particules de faible énergie. Le pouvoir d'arrêt nucléaire ne devient important que lorsque la particule a une faible énergie (à la fin de sa trajectoire). Le pouvoir d'arrêt électronique est le terme souvent majoritaire, il est aussi appelé transfert d'énergie linéique (Linear Energy Transfer, LET)².

Le logiciel SRIM (the Stopping and Range of Ions in Matter) [17, 18] permet d'effectuer les calculs en séparant les pouvoirs d'arrêts linéiques électroniques et nucléaires. Il se base sur la formule de Bethe en tenant compte des corrections disponibles dans la littérature.

Les courbes de la Fig. I.7 montrent que le pouvoir d'arrêt électronique (ou LET) est le plus important sur la majorité de la trace de la particule. En conséquence, le pouvoir d'arrêt nucléaire peut être négligé. Une fois ce LET déterminé, le nombre de paires électrons-trous générées dans le matériau peut être calculé. Le phénomène d'interaction est complexe, mais il peut être simplifié en considérant une énergie moyenne nécessaire à la création de la paire [19, 20]. Cette énergie dépend du semi-conducteur utilisé, et elle est toujours supérieure à l'énergie de la bande interdite. Pour le silicium, la valeur est constante pour les particules ayant une énergie supérieure à 5 eV [20], ce qui est le cas pour les ions lourds. La valeur se calcule à partir de l'énergie de la bande interdite E_g et de l'énergie des phonons $r\hbar\omega_R$ avec la formule $\epsilon = \frac{14}{5} \cdot E_g + r\hbar\omega_R$ [19]. Avec les données du silicium : $E_g = 1,12$ eV, $r = 8$, $\hbar\omega_r = 0,063$ eV, on trouve $\epsilon = 3,64$ eV.

B.4 Effets sur l'électronique

Du point de vue de la puce électronique, les particules incidentes vont produire différents effets selon la particule et le matériau traversé (isolant, substrat). Ces effets se divisent en deux catégories : les effets de dose et les effets singuliers [1, 21, 22].

B.4.a Les effets de dose

Les effets de dose sont dus à deux causes physiques : la dégradation des isolants et celle du réseau cristallin des atomes de silicium [23, 24, 25, 26].

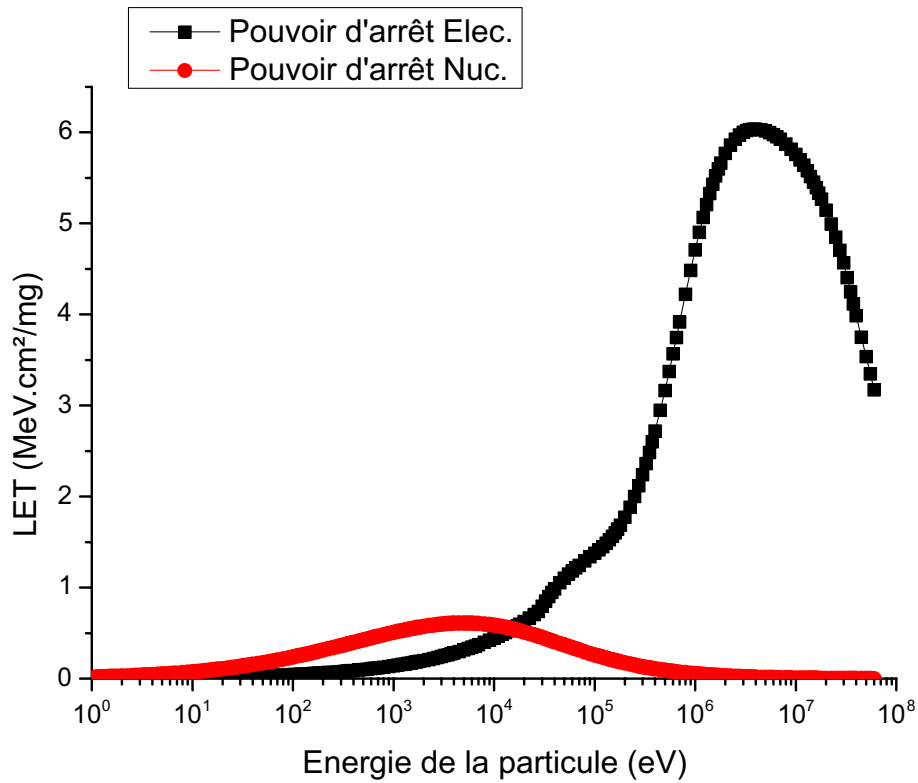
Dans les oxydes, les électrons ont une forte mobilité par rapport à celle des trous. Ils sont évacués par les contacts, ce qui laisse un ensemble de charges positives. Le transport de ces trous est un processus complexe :

- des trous restent dans l'oxyde, qui se charge positivement,
- d'autres migrent vers l'interface Si/SiO₂ et capturent un électron pour former un piège d'interface.

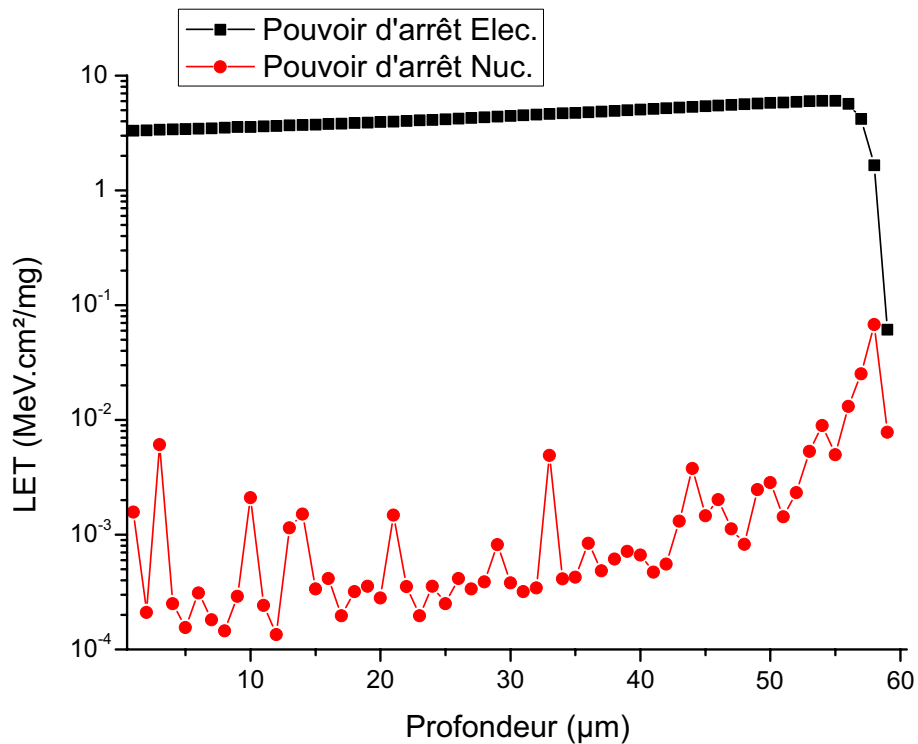
Un troisième mécanisme implique la dégradation des liaisons hydrogènes par les particules. Les impuretés ainsi créées sont mobiles et diffusent vers l'interface Si/SiO₂ pour former des pièges. Ces mécanismes sont dépendants du débit de dose et de la dose totale d'ionisation (TID) déposée dans l'oxyde, mais aussi du temps, de la température et de la polarisation. Les propriétés des transistors et des photodiodes sont sensiblement impactées par ces phénomènes [27].

Les propriétés du silicium dépendent de la qualité du réseau cristallin. Lorsque la particule incidente subit une collision avec un atome de silicium, l'énergie cinétique acquise par cet atome de Si est suffisante pour qu'il soit déplacé hors de sa position d'équilibre.

2. Dans cette thèse, seul le LET non restrictif est considéré. Pour plus de détails sur la définition du LET restrictif, le lecteur peut se référer aux rapports de l'ICRU n°16 et 85 [15, 16].



(a)



(b)

FIGURE I.7 – Dépendance du pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire de l'azote (60 MeV) à l'énergie de la particule et à la distance dans le silicium. Le LET est le plus important sur presque tout le parcours de la particule, puis la tendance s'inverse sur les derniers μm où la particule possède peu d'énergie. Données calculées par le logiciel SRIM [17].

Des mailles du réseau souffrent alors d'atomes de silicium manquants (lacunes) et supplémentaires (interstitiels) [28]. La grande majorité de ces défauts agit comme des centres de recombinaisons pour les électrons et les trous [29]. La quantité de centres de recombinaisons créés dépend de la dose de dommages de déplacement (DDD), et de nombreux autres paramètres (température, dopage, etc.) [30].

L'impact des effets de dose sur les propriétés des capteurs d'images (courant d'obscurité, bruit ...) est activement étudié [31, 32, 33, 34], c'est pourquoi cette thèse se concentre uniquement sur les effets singuliers.

B.4.b Les effets singuliers

Les charges créées par ionisation dans le capteur sont mobiles et donnent lieu à un courant électrique transitoire qui peut provoquer des modifications fonctionnelles du circuit. Ce sont les événements singuliers, ou "Single Event Effects" (SEE).

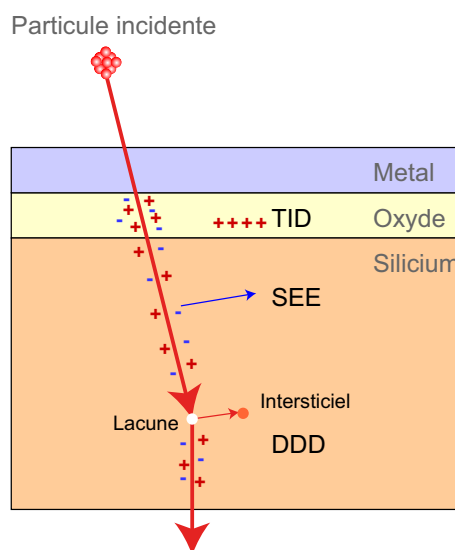


FIGURE I.8 – Schéma du passage d'une particule dans un composant. Trois types d'effets sont produits : le TID, le DDD, et les SEE.

Ces événements peuvent être de diverses natures allant d'une perturbation transparente pour le circuit à la destruction du composant. La classification des différents SEE et les effets sur les circuits sont donnés dans le tableau I.1 [35, 36, 37, 38].

Il est important de noter que les SEE se divisent en deux catégories reliées par les liens de causes à effets. Les SEFI (Single Event Functional Interrupt) et SEH (Single Event Hard Error) sont des dénominations d'erreurs au niveau système du circuit, tandis que les autres sont les dénominations d'erreurs produites par un mécanisme physique particulier.

Single Event Transient (SET) Le passage de la particule provoque la génération de paires électrons-trous dans le silicium. Dans la zone active du circuit, ces charges sont collectées par les nœuds environnants, provoquant l'apparition d'un courant transitoire. Ce phénomène est appelé SET.

Single, Multiple Bit Upset (SEU, MBU), ou Multiple Cell Upset (MCU) Dans les circuits numériques, le SET provoque un ou plusieurs basculements de bits dans deux cas :

TABLE I.1 – Classification des différents événements singuliers.

Sigle	Désignation	Description	Effet sur le circuit
SEE	Single Event Effects	Terme générique pour l'ensemble des événements singuliers	
SET	Single Event Transient	Courant transitoire dans une partie du circuit	temporaire
SEU	Single Event Upset	Basculement d'un niveau logique (bascule) ou d'une cellule mémoire	temporaire / jusqu'au redémarrage
MCU	Multiple Cell Upset	Basculement simultané de plusieurs niveaux logiques (bascule) ou de plusieurs cellules mémoires	temporaire / jusqu'au redémarrage
MBU	Multiple Bit Upset	Basculement simultané de plusieurs niveaux logiques (bascule) ou de plusieurs cellules mémoires sur un même mot binaire	temporaire / jusqu'au redémarrage
SEL	Single Event Latchup	Déclenchement du thyristor parasite inhérent au CMOS	jusqu'au redémarrage / destructif
SES	Single Event Snapback	Déclenchement du transistor bipolaire parasite inhérent au CMOS	temporaire / jusqu'au redémarrage / destructif
SEFI	Single Event Functional Interrupt	Perte de fonctionnalité du circuit ou d'un sous-circuit (dû à un SEU, SEL, SES ...)	jusqu'au redémarrage
SEB	Single Event Burnout	Destruction thermique du composant par un courant important	destructif
SEGR	Single Event Gate Rupture	Rupture de l'oxyde de grille d'un transistor	destructif
SEDR	Single Event Dielectric Rupture	Rupture d'un oxyde dans le circuit	destructif
SEH	Single Event Hard Error	Modification définitive du fonctionnement d'un circuit (dû à un SEL, SES, SEGR)	définitif

- Si le SET arrive en entrée d’une bascule, la mémorisation peut être faussée une ou plusieurs fois, selon la durée de la variation de potentiel et la période de l’horloge. Le nombre d’erreurs dépend alors de la fréquence d’utilisation du composant.
- Le SET décharge les nœuds flottants dans les cellules mémoires des SRAM ou des DRAM. Dans ce cas, il existe une charge critique déposée par la particule dans la cellule pour provoquer le basculement de l’état logique.

En utilisant des techniques de détection et de correction d’erreurs, la majorité des SEU sont généralement éliminés, mais les MBU et les MCU restent problématiques [36]. Les techniques de détection et de correction sont implémentées au niveau du système [39] et au niveau du logiciel [40, 41].

Single Event Latchup (SEL) Le latchup provient d’une structure composée de plusieurs zones de silicium respectivement dopées PNPN nommée thyristor. Ce thyristor peut être considéré comme deux transistors bipolaires (N et P) possédant une base et un collecteur connectés. Un exemple de structure parasite est donné dans la Fig. I.9.

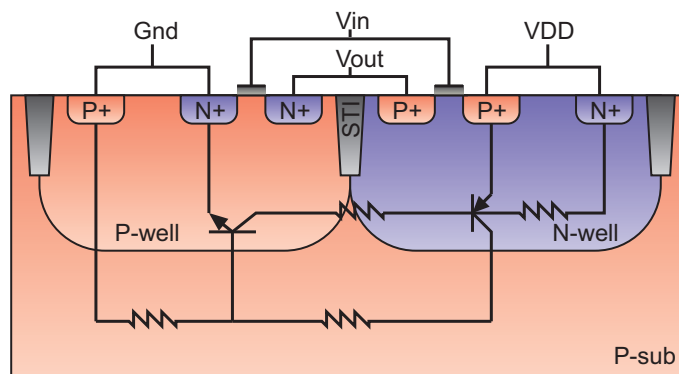


FIGURE I.9 – Schéma de la structure thyristor parasite dans un inverseur CMOS.

La collection des charges déposées par l’ion induit un courant qui fait varier le potentiel à la base d’un des transistors bipolaires parasites. Si celui-ci devient passant, le courant induit dans la branche du collecteur fait varier le potentiel de la base du second transistor, qui devient passant à son tour. La structure s’auto-entretient et reste en état de basse impédance entre les deux rails d’alimentation. Le thyristor reste dans cet état jusqu’à la coupure de l’alimentation ou la dégradation du silicium par voie thermique [42, 43].

Single Event Snapback (SES) Dans le cas où les charges du substrat ne sont pas recombinées ou diffusées en profondeur, l’accumulation de trous (respectivement d’électrons) dans le substrat du transistor NMOS (respectivement du transistor PMOS) provoque le déclenchement du transistor bipolaire parasite représenté sur la Fig. I.10. Ce phénomène est appelé “snapback” [44, 45].

Dans le cas du transistor NMOS, les électrons diffusent vers la zone de charge d’espace, le champ électrique les dirige ensuite vers la zone N+ du collecteur (connecté à l’alimentation VDD) où ils sont collectés par le contact (par diffusion). Les trous restent confinés dans le substrat, augmentant sensiblement le potentiel de la base du transistor bipolaire. Cette augmentation polarise la jonction de l’émetteur (connecté à la masse) qui injecte des électrons tant que le potentiel de la base reste supérieur à la tension de seuil du transistor. L’effet est parfois transitoire, une simple “amplification” de la charge déposée, et est nommé “Floating Body Effect” (FBE). Dans le cas où le mécanisme est auto-entretenu, le transistor est verrouillé dans un état de basse impédance entre collecteur et émetteur

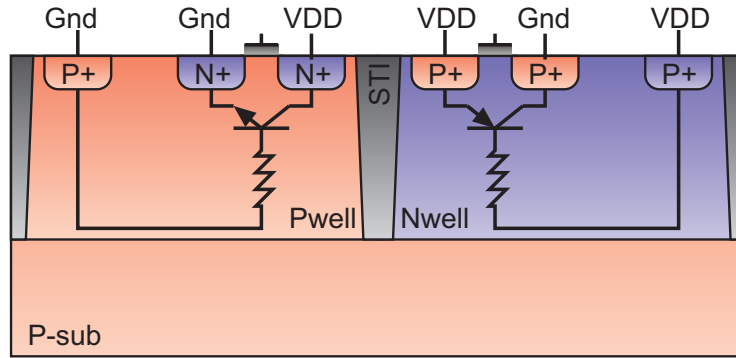


FIGURE I.10 – Schéma du transistor bipolaire parasite dans les transistors CMOS. La base du transistor est dans le substrat (connecté au potentiel correspondant pour que ce transistor soit bloqué). Cependant, une particule peut provoquer la variation nécessaire pour le rendre passant.

(effet “snapback”). Dans le cas des effets singuliers, le mécanisme est nommé SES. Cet effet peut mener à une interruption de la fonction du circuit (SEFI), ou une destruction du transistor par voie thermique. Pour rétablir la structure dans son état initial, les entrées du transistor (collecteur et émetteur) doivent être forcées au même potentiel, ou l'alimentation doit être coupée.

Single Event Burnout (SEB) Ce SEE ne concerne que les composants de puissance. Le SET provoque l'apparition d'un courant important qui dégrade le composant par effet thermique. Le mécanisme est similaire à celui du SES. L'ion traverse la structure du composant de puissance et déclenche un des transistors bipolaires parasites de la structure. Le mécanisme est auto-entretenu par l'ionisation par impact, ce qui requiert de forts champs électriques. C'est pourquoi l'effet n'apparaît que dans les composants de puissance qui sont alimentés par de fortes tensions (plusieurs centaines de volts) [46].

Single Event Gate Rupture (SEGR) et Single Event Dielectric Rupture (SEDR) Lorsqu'un ion lourd traverse une couche de matériau isolant, la densité de génération de charges joue un rôle important. Les électrons ayant une faible mobilité transmettent leur énergie sous forme thermique (interaction électrons/phonons) dans une région de faible volume, ce qui peut donner lieu à une fusion locale le long de la trace de l'ion. Le plasma d'électrons/ions créé peut déclencher deux phénomènes.

- Si un champ électrique suffisamment intense est présent, les électrons et les noyaux sont déplacés (claquage), et un cylindre conducteur est créé dans la couche d'oxyde, ce qui détruit définitivement le composant. Le composant doit être polarisé à une tension suffisante durant l'irradiation. Cet effet sera appelé SEGR dynamique.
- Si le champ électrique est faible ou nul, un mélange des phases se produit au niveau des interfaces entre le silicium et l'oxyde, causant l'apparition d'excroissances de Si dans l'oxyde, appelées « nano-bump » ou « nano-dot ». Compte tenu de leur hauteur (de l'ordre de 1 nm), ces structures sont soupçonnées de causer des courants de fuite élevés ou des courts-circuits dans les isolants des technologies ayant de faibles épaisseurs d'oxyde. Le phénomène de dégradation se produit lors de la première utilisation après l'irradiation, et ce même si le composant n'était pas alimenté durant l'expérience. Cet effet sera appelé SEGR statique.

Quel que soit le mécanisme, l'effet est nommé SEGR ou SEDR. Il met en jeu des tensions relativement élevées et/ou des oxydes très fins [35].

C Effets sur les imageurs

C.1 Description d'un imageur CMOS

Un système d'observation numérique est composé de trois grandes parties : l'optique, le capteur d'image, et la carte électronique, visibles sur la Fig. I.11 [47]. Le capteur d'image CMOS (CMOS Image Sensor, CIS) est un composant électronique dont le rôle est de transformer le signal lumineux en un signal électrique exploitable par l'électronique. Il est composé d'une matrice d'éléments photosensibles, les pixels, accompagnés par des circuits électroniques périphériques permettant de lire leur signal. Les photons sont d'abord transformés en électrons par l'effet photoélectrique. Puis les pixels collectent ces électrons, ce qui fait diminuer la tension du pixel. La sortie de chaque pixel est ensuite connectée au circuit de lecture. Les CIS utilisent le même procédé de fabrication que les circuits microélectroniques CMOS. Le composant est un circuit intégré en silicium placé dans le système électronique. Il est exposé à la lumière en sortie du système optique.

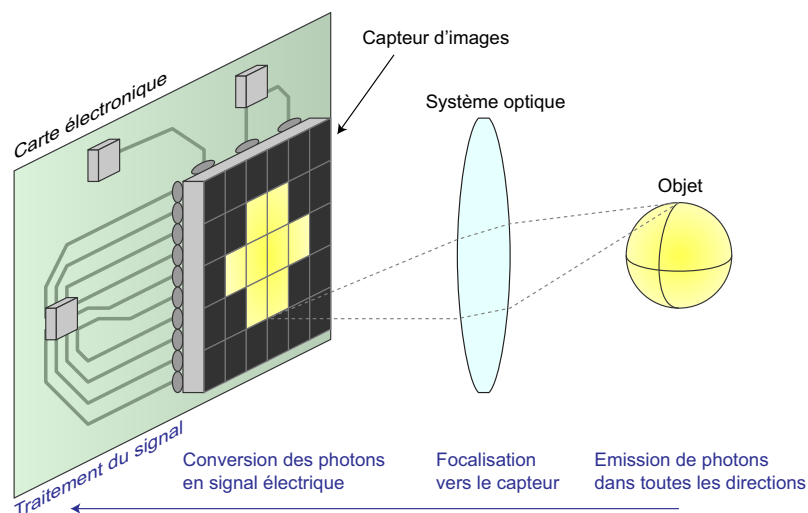


FIGURE I.11 – Schéma d'un système d'imagerie avec les fonctions de chaque partie. Le rôle du capteur d'image est de convertir les photons en électrons pour fournir un signal exploitable à la carte électronique.

Dans le milieu spatial, ils sont exposés aux menaces présentées dans la section précédente. Cette partie décrit l'utilisation des capteurs dans le domaine spatial afin de comprendre les problèmes rencontrés et leurs impacts sur les systèmes employés.

Les capteurs d'images CMOS remplacent progressivement les capteurs CCD dans le domaine spatial, pour réduire les coûts et la consommation électrique. Ils sont employés dans divers systèmes couvrant les domaines de la sécurité, de l'ingénierie, et de la science. On trouve par exemple :

- Surveillance visuelle de structures, de personnes
- Senseurs stellaires
- Observations scientifiques (Terre, Soleil, etc.)

C.2 Les senseurs stellaires

Les senseurs stellaires sont des systèmes autonomes de contrôle d'attitude. Ils permettent au satellite de se repérer dans l'espace et de se positionner de façon autonome conformément à une consigne préétablie [48, 49]. Ils utilisent la comparaison entre la position des étoiles acquise par des capteurs et une base mémoire (cartographie des étoiles).

Par exemple, le capteur HAS-2 (ON Semiconductor) est utilisé sur l'instrument HYDRA (EADS Sodern). Ce système est installé sur le satellite SPOT-6 qui est en cours d'exploitation.

Ce type de capteur nécessite une fiabilité et une disponibilité élevée. Les SEE ne doivent donc pas ou peu (durant un temps très court) perturber le fonctionnement du système. Pour pallier le problème, les capteurs sont souvent protégés par des circuits externes qui redémarrent le capteur lorsqu'un fonctionnement anormal est détecté. De plus, les évènements tels que les SET ne doivent pas être confondus avec des étoiles sur le capteur (voir les satellites Galileo, Mer 1 et 2 dans la référence [1]). Des algorithmes de traitement d'image permettent de séparer les SET des étoiles environnantes.

C.3 Les instruments scientifiques

Les missions scientifiques ne sont pas toujours aussi critiques que les senseurs stellaires. Cependant, la perte de l'instrument doit être exclue, et la disponibilité de l'instrument doit être en adéquation avec la mission, en particulier pour des opérations telles que l'observation (météo ...). La plupart du temps, les capteurs d'images CMOS sont protégés contre les évènements destructifs en utilisant des circuits de protection, mais ils restent sensibles aux SET.

Ce problème est corrigé en utilisant des algorithmes de traitement d'image. Cependant, la méthode ne fonctionne que si les évènements restent peu nombreux. L'exemple de l'instrument ISTP/POLAR/VIS pour l'observation du Soleil est assez explicite puisque le capteur est aveuglé lorsque le flux de particules émises par le Soleil est trop important. Les images successives sont visibles sur la Fig. I.12, où le capteur est aveuglé pendant toute la durée de la tempête solaire.

D Évènement singuliers dans d'autres environnements radiatifs

L'environnement spatial n'est pas le seul environnement radiatif. Les domaines de la physique nucléaire et de la physique des particules sont un autre exemple de ces milieux.

D.1 La fusion nucléaire

Différentes méthodes sont explorées pour produire de l'énergie à partir de la réaction de fusion nucléaire. L'une d'elles s'appuie sur le chauffage de micro-capsules de deutérium et de tritium par plusieurs lasers de hautes énergies. Un centre de test a été créé à Bordeaux : le Laser MégaJoule (LMJ). Pour étudier la réaction et effectuer un diagnostic du fonctionnement, les sous-produits de la réaction sont étudiés. Pour l'observation des neutrons, un système comprenant un scintillateur couplé à un capteur d'image a été choisi. Le test de ce système prouve que les capteurs d'images CMOS sont plus résistants à l'environnement radiatif que les CCD[51]. Cependant, il semble que les fluences attendues lors de la fusion induisent trop de SET pour une lecture correcte du capteur. Des techniques de réduction de ces effets doivent donc être implémentées.

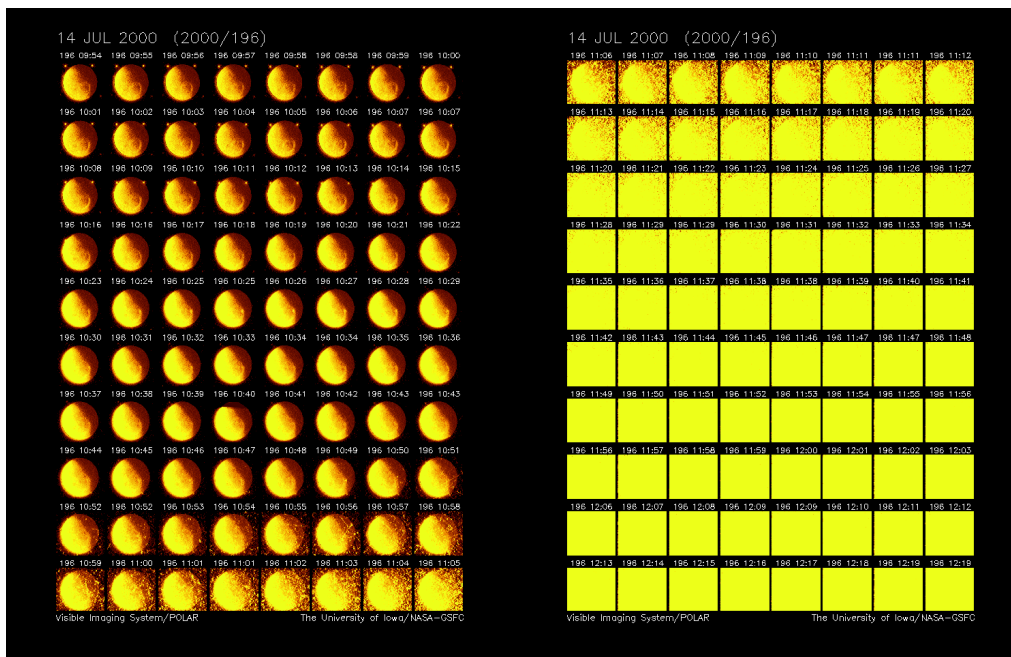


FIGURE I.12 – Images de l’instrument Visible Imaging System (VIS) au cours d’une forte activité solaire, sur le satellite POLAR du projet International Solar-Terrestrial Physics (ISTP) [50].

D.2 La physique des particules

L’utilisation des capteurs d’images CMOS en physique des particules est sensiblement différente. Les capteurs sont utilisés afin de détecter des particules diverses (protons, muons, etc.) plutôt que des photons. Certains capteurs sont également modifiés afin de maximiser la collection de charges dans le silicium.

Plusieurs capteurs sont étudiés par la communauté (liste non exhaustive).

- Les puces MIMOSA utilisent une structure de capteur d’image 3T avec une technologie de fabrication sur un substrat épitaxié [52, 53]. Les variations incluent des pixels avec plusieurs diodes et des pixels positionnés en quinconce pour diminuer le nombre de pixels adjacents.
- Les puces RAPS utilisent une structure de capteur d’image 3T avec une technologie de fabrication sur un substrat profond [54, 55, 56]. Les variations incluent des pixels utilisant des structures pour accélérer la lecture (WIPS) ou pour avoir un reset automatique et une lecture par évènement (SHARPS)
- Les puces MEDIPIX [57, 58] utilisent l’architecture d’un capteur d’image avec des pixels bien plus complexes pour détecter le nombre de rayons X par pixels.

Globalement, la recherche de l’efficacité de collection maximale conduit les équipes de recherche à utiliser des structures différentes (3D, DEPFET ...) ou avec de relativement hautes tensions de fonctionnement [59]. De plus, les rares exemples utilisant des capteurs d’images CMOS similaires à ceux de cette thèse se concentrent sur des particules ayant un faible Transfert d’Énergie Linéique (LET). Il existe donc un “vide” dans l’étude de l’effet des particules de fort LET sur les capteurs CMOS.

E Conclusion du chapitre

L'environnement spatial est composé d'un flux de différentes particules : des électrons, des protons, et des ions plus lourds. Ces particules sont soumises à la dynamique du champ magnétique solaire, ce qui rend la prédiction de l'environnement spatial difficile. Certaines de ces particules les plus énergétiques peuvent traverser le blindage des satellites, qui est limité par les capacités du lanceur et son coût. Elles induisent différents types d'effets sur les circuits électroniques, et en particulier les capteurs d'images. Cette thèse se focalise sur les effets singuliers (SEE) qui sont des effets originaires du passage transitoire de la particule dans le composant. Ces effets contiennent des mécanismes pouvant détruire le capteur (SEL, SEGR), ou induire des phénomènes parasites capables de perturber son fonctionnement (SES, SEU, MBU, MCU) ou l'analyse des données (SET). Les capteurs occupent des fonctions importantes dans le satellite : par exemple les senseurs stellaires qui permettent le contrôle de son attitude, les capteurs pour les missions scientifiques, etc. D'autres environnements utilisent au contraire cette sensibilité pour détecter les particules. Par exemple en physique des particules, les SET permettent de déterminer le dépôt d'énergie d'une particule et la localisation de l'impact. Cependant, les phénomènes destructifs posent toujours un problème.

Il convient donc d'implémenter des méthodes de protection du capteur :

- La méthode de durcissement par des procédés opérationnels, par exemple le redémarrage du composant lors d'un SEFI, souffre d'un défaut majeur : le capteur est indisponible (ou fonctionne en mode dégradé) pendant une durée déterminée. Selon la criticité du circuit et les paramètres de la mission, cela n'est pas toujours acceptable.
- La méthode de durcissement par la modification des procédés de fabrication est efficace, mais elle reste limitée par le choix des procédés industriels disponibles.
- La méthode de durcissement par la conception du capteur souffre de limitations puisque les procédés sont fixés. Elle reste cependant la moins chère à implémenter.

Quelle que soit la méthode utilisée, la connaissance des mécanismes physiques des SEE est indispensable. Comme les effets singuliers sont particulièrement dépendants de l'architecture des circuits, le chapitre suivant s'intéresse à la méthode de conception des capteurs et à leur architecture interne.

Chapitre II

Caractéristiques des imageurs CMOS étudiés

Dans les paragraphes précédents, l'effet des radiations sur l'électronique a été présenté. L'état de l'art se révèle incomplet sur l'étude des effets singuliers des particules de fort LET sur les capteurs CMOS. Afin de comprendre ces effets, il est important de connaître et de comprendre l'architecture d'un capteur d'image et les différents types de pixels existants.

A Historique

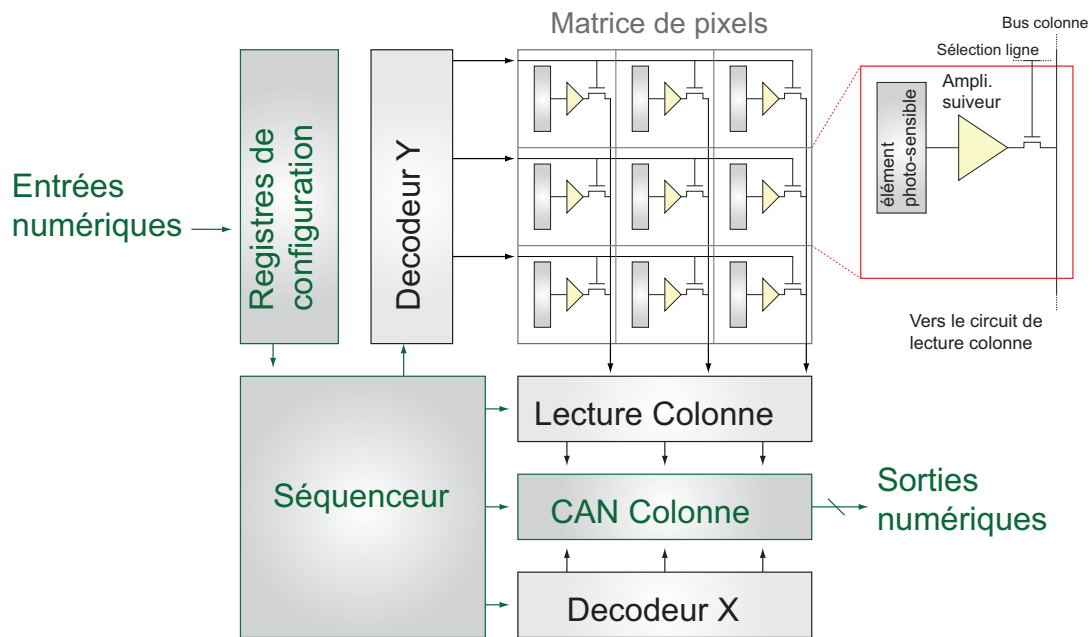
Avant de se plonger dans l'architecture du capteur, un court historique des capteurs d'images est développé afin de comprendre l'architecture actuelle. Les premiers capteurs d'images électroniques utilisaient des tubes à vide. En 1963, les premières matrices d'éléments photosensibles à état solide sont développées [60, 61], mais les courants dans ces structures sont faibles, ce qui limite grandement leurs performances. En 1965, la photodiode est utilisée en mode intégration pour augmenter sa sensibilité [62, 63]. Les années suivantes marquent le développement du système d'adressage sur le même substrat que la matrice [64, 65] pour obtenir le capteur à pixels passifs (Passive Pixel Sensor, PPS). En 1969, Chamberlain utilise un transistor MOS dans chaque pixel [66] et forme les premiers capteurs à pixels actifs (Active Pixel Sensor, APS). Cependant, ses performances sont moindres¹ [67] que celles du CCD (Charged Coupled Device) qui apparaît vers 1970 [68]. Le développement se concentre alors sur le CCD jusqu'à la fin des années 80 pour la détection du rayonnement infrarouge et la physique des particules, puis 90 pour la détection du rayonnement visible. Les besoins industriels (faible coût, haute intégration et faible consommation) deviennent importants et l'APS (aussi appelé CMOS Image Sensor, CIS) redevient alors le principal sujet d'étude avec l'utilisation du procédé CMOS standard [69, 70, 71].

B Principe général des capteurs à pixels actifs

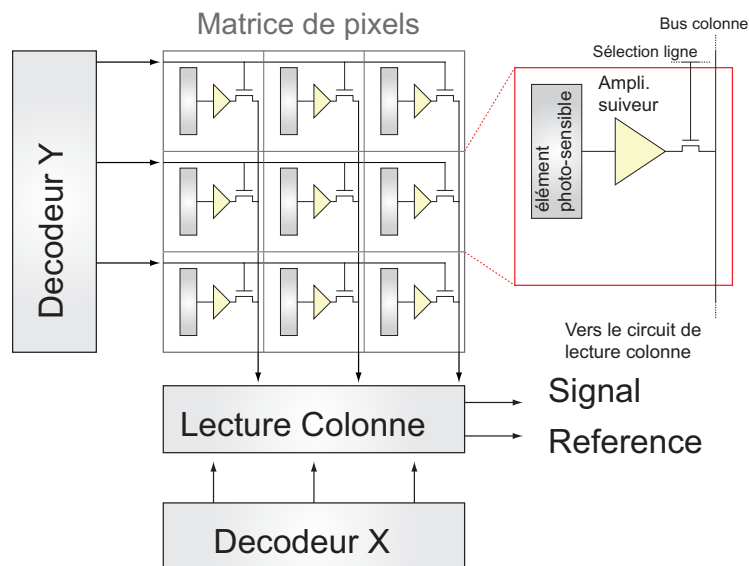
Un capteur d'image CMOS (CMOS Image Sensor, CIS) utilise le procédé de fabrication CMOS² standard à la microélectronique. Le capteur est donc constitué d'éléments photosensibles entourés par des circuits de traitement du signal. Selon l'application ces circuits peuvent être simples (décodeurs d'adresse et circuit de lecture pour le signal et sa référence), ou complexes (CAN, traitement du signal, traitement de l'image, compression numérique, ...). Deux exemples sont visibles sur la Fig. II.1.

1. En particulier à cause du bruit fixe (Fixed Pattern Noise, FPN) produit par les différences entre les circuits de lecture colonne. Ce problème est lié aux méthodes de fabrication qui produisent une dispersion des performances des transistors.

2. L'acronyme CMOS signifie "Complementary Metal Oxide Semiconductor" et représente le procédé de fabrication de MOSFET de type N et P sur un même substrat. La raison principale de cette dénomination est historique puisque les premières technologies ne pouvaient pas toujours fabriquer les deux types de transistors sur le même substrat (on avait alors deux technologies PMOS ou NMOS). Les deux autres technologies principales sont les procédés bipolaires et biCMOS.



(a) Architecture d'un capteur d'image "intégré" qui est habituellement utilisé dans le milieu industriel.



(b) Architecture d'un capteur d'image "simple".

FIGURE II.1 – Architecture de deux capteurs d'images de complexités différentes.

C Architecture des imageurs étudiés

C.1 Approche générale

Dans cette thèse, les capteurs utilisés sont conçus avec une architecture simple. Ils sont constitués du minimum d'éléments pour assurer l'adressage et la lecture des pixels. Plusieurs raisons motivent ce choix :

1. Les SEE sont mal compris dans les CIS, car peu d'études existent sur le sujet (pour de forts LET), pour les pixels 3T à photodiode standard [72, 73, 74, 75], et pour les pixels 4T et 5T à photodiode pincée [76].

2. L'étude des SEE doit commencer par le circuit le plus simple possible pour diminuer la complexité de l'analyse des données.
3. L'étude des SEE dans les circuits périphériques (par exemple les convertisseurs analogiques-numériques, les séquenceurs, etc.) est complexe et nécessite une étude dédiée. De plus, certaines études existent déjà, même si elles se focalisent sur les utilisations en dehors du contexte des CIS [77, 78, 79].
4. Les résultats sur un capteur simple peuvent se transposer à un capteur plus complexe, à condition que les effets sur les sous-circuits ajoutés soient pris en compte.

L'architecture utilisée pour les dispositifs de test est visible sur la Fig. II.1b. Elle contient les pixels qui sont les éléments photosensibles, les circuits d'adressages pour permettre de sélectionner un pixel particulier, et les circuits de lecture (un par colonne) qui échantillonnent la sortie de référence et la sortie du signal après l'éclairement (et réamplifie le signal).

C.2 Types de pixels étudiés

Les deux types de pixels utilisés dans les dispositifs de test sont détaillés dans ce paragraphe. Ces deux pixels sont appelés 3T à photodiodes standards (PD), et 4T à photodiodes pincées (Pinned PhotoDiode, PPD) pour le nombre de transistors utilisés dans chaque pixel.

Le pixel 3T présenté dans la Fig. II.2 utilise une photodiode standard.

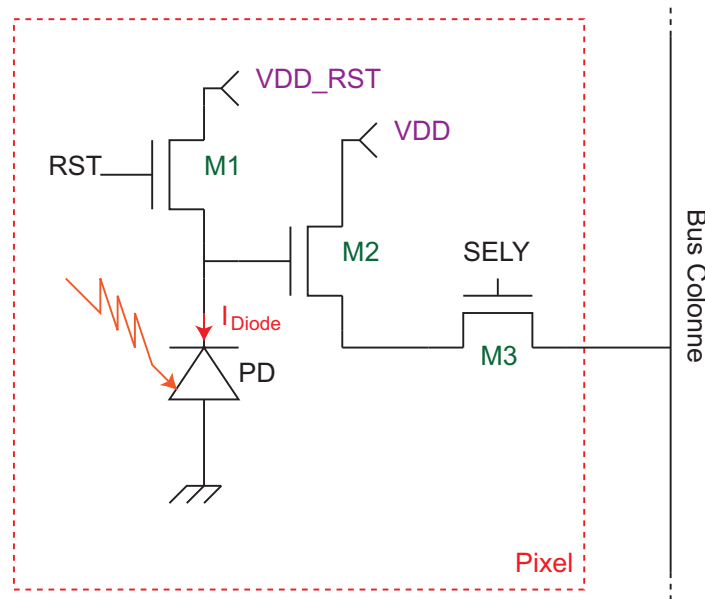


FIGURE II.2 – Schéma d'un pixel 3T

Dans un premier temps, la jonction PN est polarisée en inverse, puis elle est laissée flottante. Les charges générées par effet photo-électrique vont diffuser dans le Si. Celles qui atteignent la photodiode sont collectées et produisent une perte de potentiel aux bornes de la diode flottante. Le temps durant lequel la diode est laissée flottante est appelé le temps d'intégration (à cause de l'intégration des charges). Il est important de noter que pour des temps d'intégration longs, ou des flux lumineux importants, la diode va être totalement déchargée, ce qui va faire saturer le signal utile.

Les transistors positionnés dans le pixel ont différentes fonctions :

- M1 : Transistor d’initialisation de la photodiode à la fin du temps d’intégration, pour la repolariser en inverse.
- M2 : Transistor connecté en suiveur pour effectuer l’amplification dans le pixel.
- M3 : Transistor de sélection du pixel sur le bus colonne lorsque le signal SELY est à l’état haut.

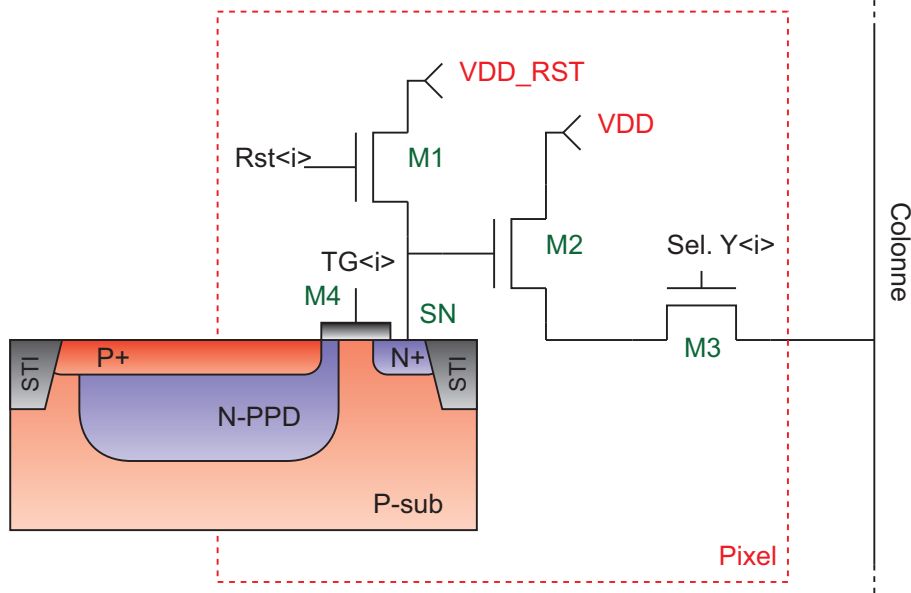


FIGURE II.3 – Schéma d’un pixel 4T. Les signaux de commandes sont communs à une ligne $\langle i \rangle$.

Le pixel 4T présenté dans la Fig. II.3 utilise une photodiode pincée (PPD), qui ressemble à une photodiode standard enterrée sous un implant P fortement dopé. Dans un premier temps, les électrons sont collectés par la PPD. Puis le transistor de transfert M4 est activé (TG à l’état haut) et les charges sont transférées par le canal créé vers le nœud de lecture, appelé Sense Node (SN). Le fonctionnement du SN est analogue à la photodiode dans le pixel 3T. C’est une diode polarisée en inverse qui sera déchargée par le transfert d’électrons depuis la PPD.

Pour mieux comprendre le fonctionnement de la PPD, du transistor de transfert et du SN, la Fig. II.4 donne le diagramme de potentiel pour les électrons. Lorsque la commande TG est à l’état bas, il se forme une accumulation de trous sous la grille, ce qui diminue le potentiel. Les électrons collectés par la PPD sont donc bloqués. Au contraire, lorsque la commande TG est à l’état haut, le potentiel sous la grille augmente, et les électrons sont alors collectés par le SN.

C.3 Circuits de lecture

Le circuit de lecture est représenté sur la Fig. II.5. La baisse de potentiel sur la PD ou le SN est répercutée sur le bus colonne par le transistor suiveur M2. Quand une ligne est sélectionnée, tous les pixels de la ligne sont connectés au circuit de lecture de la colonne correspondante par le transistor M3. Le transistor M6 est configuré en source de courant. Les signaux SHR et SHS permettent d’échantillonner la valeur de tension du pixel avant et après l’intégration, respectivement sur les capacités C_{ref} et C_{sig} .

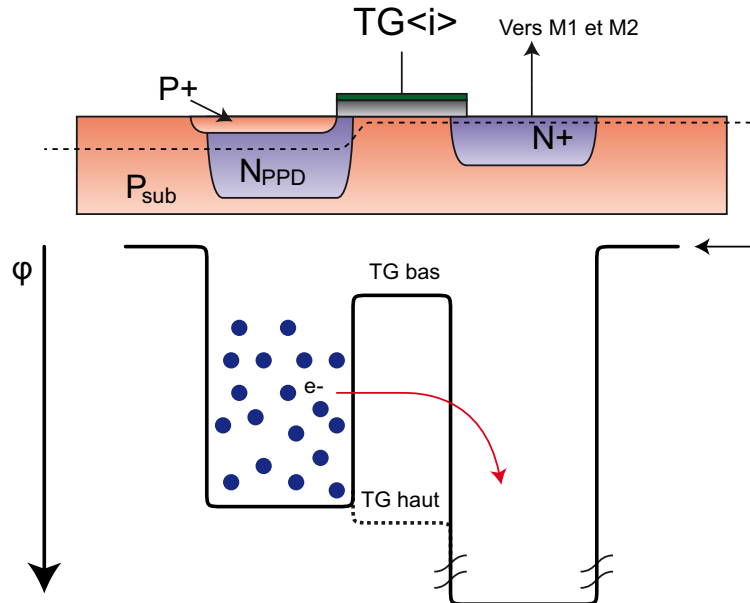


FIGURE II.4 – Représentation simplifiée du potentiel le long de la coupe de la structure de la PPD et du SN (ligne pointillée).

C.4 Décodeurs d’adressage

Les circuits d’adressage sont des circuits numériques composés de portes logiques. Il s’agit de décodeurs permettant de sélectionner la ligne correspondant au nombre binaire entré. Ils ne contiennent pas de bascules ni de mémoires, seulement des portes logiques. La Fig. II.6 montre un exemple de décodeur simple pouvant adresser quatre signaux. Les décodeurs des lignes sont plus complexes puisqu’ils incluent les signaux d’échantillonnage (SHS et SHR), de transfert de charge (TG) et de reset (RST). Cependant, le circuit reste combinatoire avec des portes logiques de type NON, NON-ET, NON-OU et ET.

Dans certaines architectures utilisées, le décodeur a été conçu à partir d’un bloc déjà existant vendu par le fondeur de la technologie. Ce bloc utilise de la logique 1,8V alors que les pixels sont conçus pour fonctionner en 3,3V. En conséquence, certains décodeurs utilisent l’architecture donnée dans la Fig. II.7, avec des adaptateurs de tension.

D Déroulement de la phase de lecture de la matrice (“rolling shutter”)

Le fonctionnement de tous ces circuits nécessite un séquençage particulier. Dans les circuits présentés, le séquenceur est programmé dans un composant FPGA qui est déporté de la carte de proximité du capteur pour éviter d’être irradié et de chauffer pour les mesures sous vide.

Deux modes de lecture sont utilisés dans les capteurs d’images. Le mode “global shutter” est une méthode qui consiste à initialiser l’ensemble de la matrice, puis la lire après le temps d’intégration ; cependant, elle nécessite un transistor dédié. Le mode “rolling shutter” initialise et lit les pixels ligne par ligne. Toutes les lignes ont donc le même temps d’intégration décalé par le temps de lecture d’une ligne. Dans le cas où le sujet de l’image bouge pendant le temps de lecture de la ligne, des déformations peuvent avoir lieu sur l’image obtenue. Les capteurs utilisés dans cette thèse sont configurés en mode “rolling

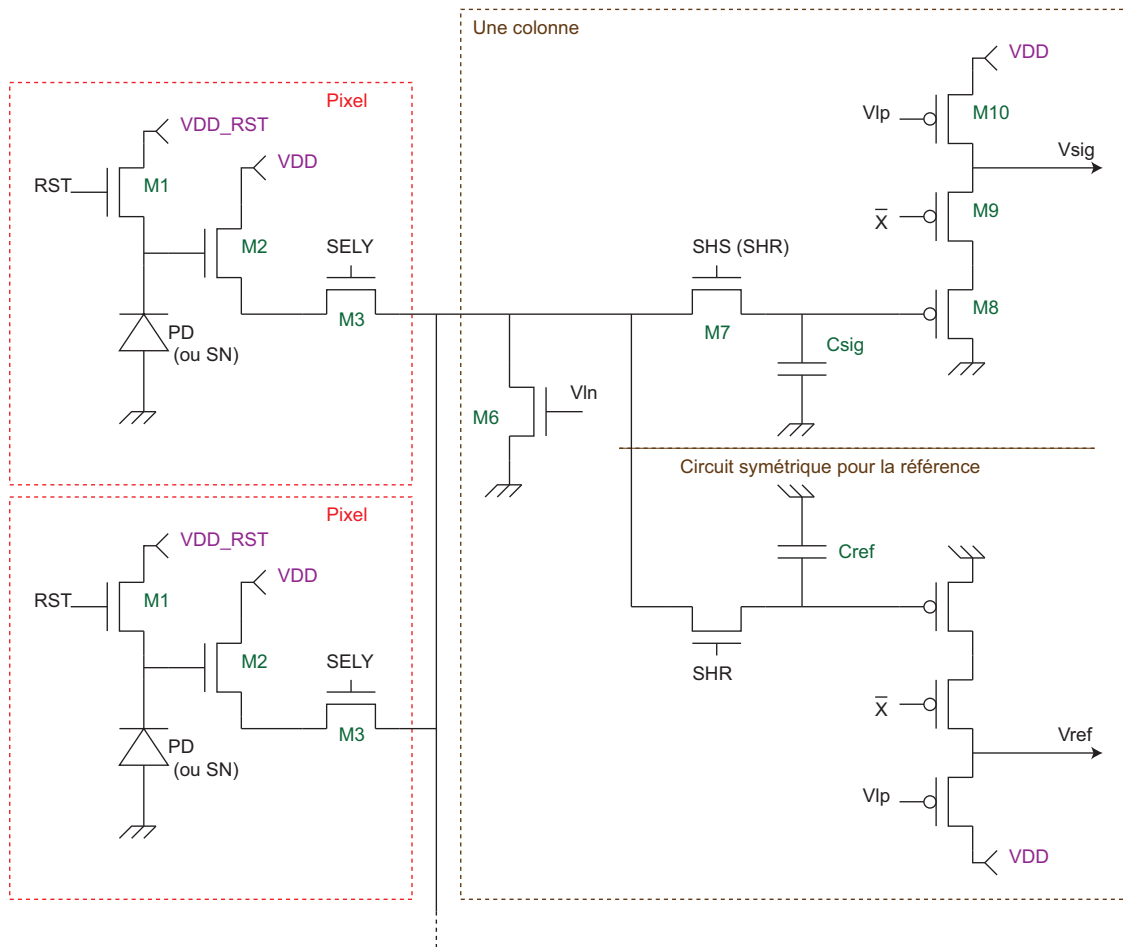


FIGURE II.5 – Schéma de deux pixels (3T) et du circuit de lecture d’une colonne. Le circuit de lecture est le même dans le cas des pixels 4T et 5T.

shutter”.

La lecture doit proposer le signal de référence de la diode et celui après l’intégration du photo-courant, mais ce n’est pas réalisable en 3T. Le séquencement utilise donc le chronogramme présenté dans la Fig. II.8. La référence en sortie du capteur correspond alors à l’image suivante. Ce mode de lecture est appelé double échantillonnage non corrélé (Non Correlated Double Sampling, NCDS).

Pour le chronogramme d’un circuit de pixels 4T, montré dans la Fig. II.9, l’ajout du signal de transfert de charge est nécessaire. Ce signal permet de transférer les électrons collectés par la PPD vers le SN pour le décharger. Dans ce cas, la référence et le signal après intégration sont pris sur la même image. Ce mode de lecture est appelé double échantillonnage corrélé (Correlated Double Sampling, CDS).

Les deux chronogrammes utilisés imposent un temps d’intégration (du signal de reset jusqu’à l’échantillonnage) qui soit au moins égal au temps de lecture de la matrice. Dans le cas des capteurs utilisés dans cette thèse, la durée minimale d’intégration est de l’ordre de 10ms. Il est donc difficile d’observer les effets de la dynamique de la collection de charges pour des durées inférieures à 10 ms³.

3. Il est toujours possible de ne lire qu’une petite partie de la matrice (par exemple 10×10 pixels) pour obtenir des temps d’intégration plus rapides. Cependant, la zone où l’ion doit tomber se réduit grandement (environ $100 \times 100 \mu\text{m}^2$). Il faut alors utiliser des irradiations microfaisceau, ou un flux important pour

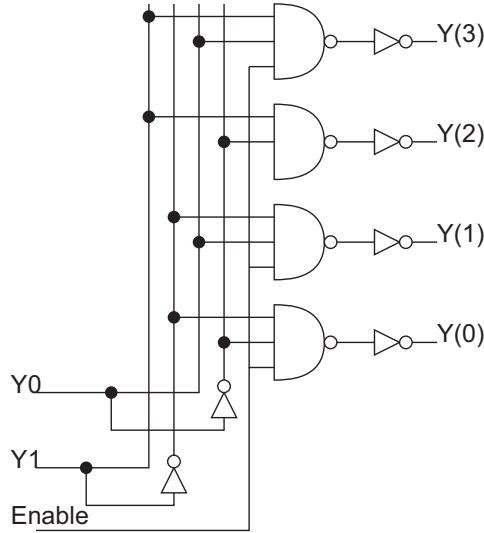


FIGURE II.6 – Exemple de décodeur pour 4 lignes.

Bloc décodeur	Adaptateurs de tension	Inverseurs
1,8V	1,8 - 3,3 V	3,3 V (optionnel)

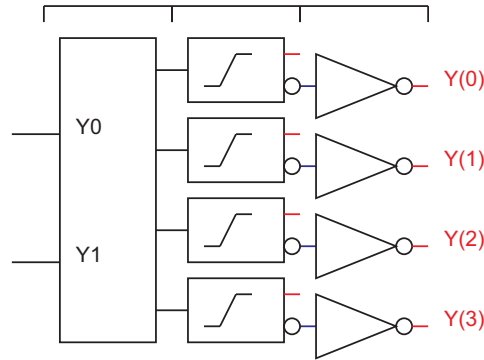


FIGURE II.7 – Schéma du circuit d'adressage de 4 lignes utilisant le bloc de décodage 1,8V conçu par la fonderie.

E Signal de sortie

Le signal de sortie d'une photodiode standard (ou du sense node dans le cas du pixel 4T) est donné dans la Fig. II.10.

En sortie, on obtient le signal utile ΔV proportionnel à l'éclairement en effectuant l'opération $\Delta V = V_{ref} - V_{sig}$ où V_{sig} est la tension aux bornes de la diode, soit $V_{sig} = V_{ref} - \frac{1}{C_d} \int_0^{\tau_{int}} I_d(t) dt$. Avec C_d la capacité de la diode, τ_{int} le temps d'intégration, et $I_d(t)$ le courant dans la diode au cours du temps, et donc la charge collectée $Q_{col} = \int_0^{\tau_{int}} I_d(t) dt$. Pour un éclairement constant, le courant dans la diode est constant et l'on obtient bien un signal proportionnel à l'éclairement. En prenant en compte le gain total de la chaîne de lecture G , on obtient l'éq. II.1

$$\Delta V = G \cdot V_{ref} - G \cdot V_{sig} = G \cdot \frac{Q_{col}}{C_d} \quad (\text{II.1})$$

que l'ion impacte la zone lue.

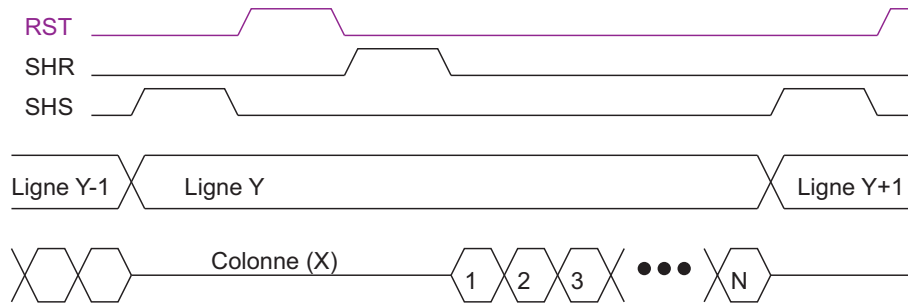


FIGURE II.8 – Chronogramme de lecture d’un circuit 3T

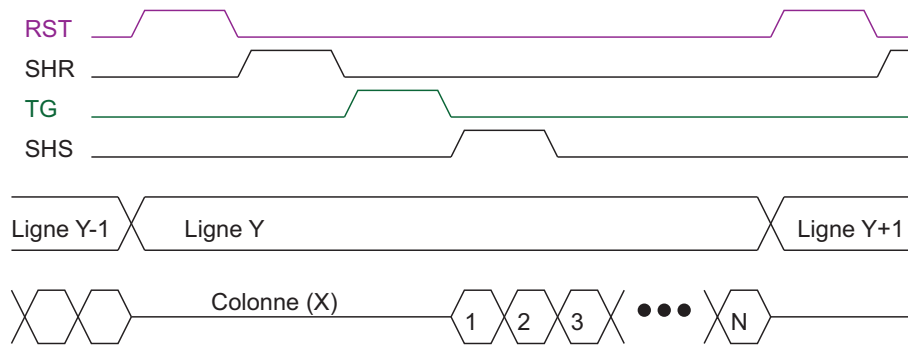


FIGURE II.9 – Chronogramme de lecture d’un circuit 4T

On définit alors souvent le facteur de conversion d’un capteur (CVF) comme dans l’éq. II.2. Il est usuellement exprimé en $\mu\text{V}/\text{électron}$. Le CVF est très utilisé comme une des figures de mérite des capteurs d’images.

$$\text{CVF} = \frac{q}{C_d} \quad (\text{II.2})$$

Le signal de sortie n’est pas idéal et subit les effets du bruit. Les différentes composantes ne seront pas toutes détaillées ici et un traitement plus exhaustif se trouve dans la référence [80].

F Problème du reset de la photodiode : “Soft” et “Hard” Reset

Le transistor de reset de la photodiode (M1) passe par plusieurs modes de fonctionnement durant la période de reset. Dans un premier temps, le faible niveau de tension aux bornes de la photodiode va faire fonctionner le transistor en mode ohmique. Le courant de recharge dans la diode est important. Puis lorsque la tension aux bornes de la photodiode s’approche de la tension de seuil du transistor, le transistor passe en fonctionnement sous le seuil, produisant un faible courant de recharge.

Cet effet produit de la rémanence dans le cas des pixels 3T. La Fig. II.11 montre le signal de sortie d’un pixel dans le cas d’une forte illumination. Lorsque le pixel est réinitialisé, le niveau de tension ne remonte pas à son niveau avant éclaircissement. C’est seulement à la réinitialisation suivante (dans le noir) que le niveau initial est atteint. La différence entre la référence et le signal est alors non nulle pour une image prise dans le noir. Le signal parasite est appelé rémanence (ou “lag”). Le phénomène peut s’étaler

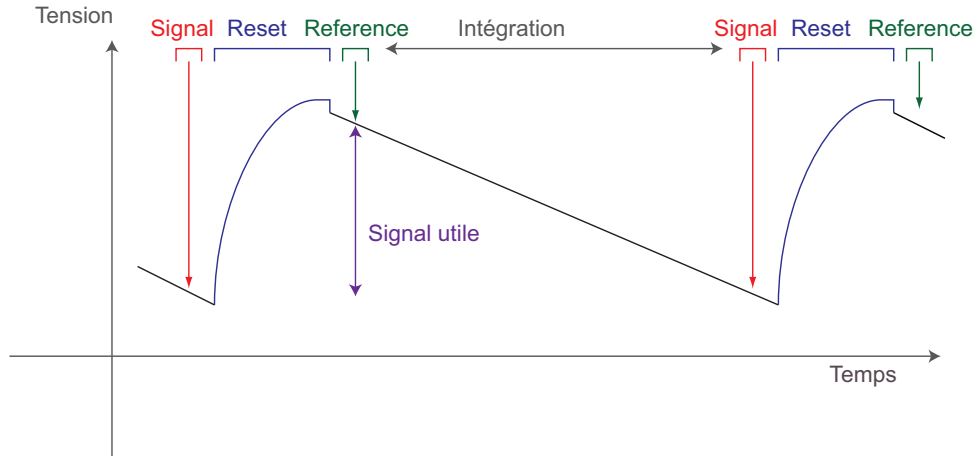


FIGURE II.10 – Signal aux bornes de la photodiode

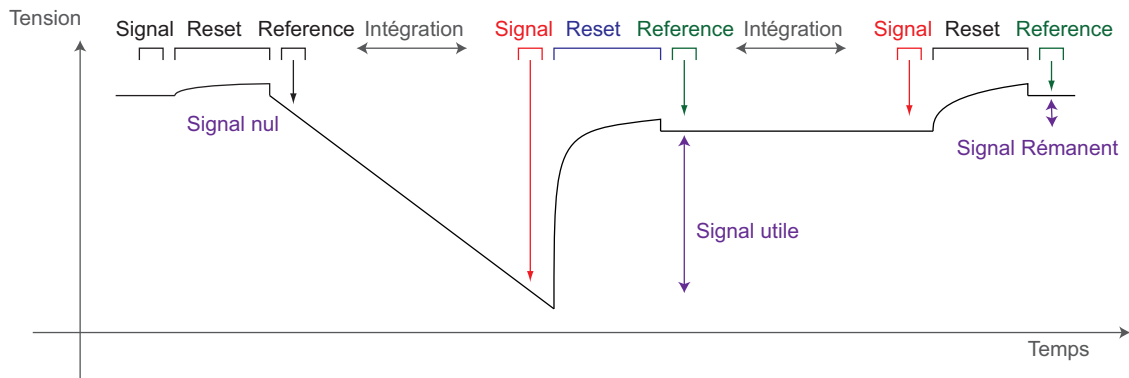


FIGURE II.11 – Signal aux bornes de la photodiode

sur plusieurs images consécutives lorsque l'éclairement est fort. Dans le cas des ions, ce phénomène va être maximum à cause de la forte injection.

Un moyen existe pour se prémunir de la rémanence. La tension d'alimentation du reset de la photodiode VDD_RST peut être abaissée pour éviter le fonctionnement sous le seuil du transistor de reset. La recharge se déroule alors entièrement avec un transistor fonctionnant en régime ohmique. Le niveau de la photodiode après le reset est alors le même à chaque répétition du reset, ce qui élimine la rémanence. Cette méthode a cependant le défaut d'augmenter le bruit de lecture et de potentiellement réduire la dynamique de lecture. Le vocabulaire suivant est défini pour différencier les deux méthodes d'opération :

- Le terme de “Soft reset” est utilisé lorsque la tension de reset est supérieure à celle du seuil du transistor : $VDD_RST > VDD - V_{TH}$. Les images sont donc soumises aux problèmes de rémanence [81, 82, 83].
- Le terme de “Hard reset” est utilisé lorsque la tension de reset est inférieure à celle du seuil du transistor : $VDD_RST < VDD - V_{TH}$. Les images ne sont donc pas soumises aux problèmes de rémanence, mais le bruit de lecture est multiplié par un facteur $\sqrt{2}$. Si la chaîne de lecture possède une forte excursion, ce mode peut réduire la dynamique du capteur, mais ce n'est pas le cas dans les circuits testés [84].

G Conclusion du chapitre

La compréhension du fonctionnement des capteurs est nécessaire pour étudier les SEE. Les capteurs d'images CMOS utilisent le même procédé de fabrication que l'industrie électronique (CMOS), avec des implants dédiés pour l'imagerie. Ils sont composés d'une matrice de pixels photosensibles accompagnés par des sous-circuits permettant l'adressage et la lecture de ces pixels. Cette thèse se concentre sur les capteurs à pixels 3T à photodiodes standard, et 4T/5T à photodiodes pincées. Les sous-circuits annexes comprennent deux circuits numériques similaires pour l'adressage (ligne et colonne), et un circuit de lecture par colonne qui échantillonne la référence et le signal après intégration. Les matrices sont lues ligne par ligne, en mode "rolling shutter", avec un traitement NCDS pour les pixels 3T et CDS pour les pixels 4T et 5T. Le signal en sortie de la puce est alors proportionnel à l'éclairement du pixel sélectionné. Les performances peuvent être caractérisées par des figures de mérite telles que le facteur de conversion (CVF). Le fonctionnement réel n'est pas idéal, les capteurs ont donc des défauts tels que le bruit de lecture et la rémanence. Le mode de fonctionnement en "soft reset" permet de réduire le bruit de lecture, mais de la rémanence apparaît sur le capteur. Au contraire, le mode de fonctionnement en "hard reset" supprime la rémanence et augmente le bruit. Les effets singuliers peuvent donc varier selon la conception du capteur, mais aussi de ses paramètres opérationnels.

Chapitre III

Evènements singuliers attendus sur les capteurs d'images CMOS testés : Etude préliminaire

A Introduction du chapitre

Dans les chapitres précédents, nous avons vu que les capteurs d'images CMOS sont des circuits électroniques qui sont sensibles aux évènements singuliers de l'environnement spatial. Ce chapitre a pour but de déterminer les évènements susceptibles d'apparaître sur le capteur à partir de la bibliographie et de l'analyse théorique. Le modèle physique d'évolution des charges dans le semiconducteur est introduit dans une première partie. La seconde partie consiste à analyser l'ensemble des SEE connus dans la littérature pour connaître leurs impacts sur les CIS.

B Évolution des charges dans le silicium : mécanismes de transport

La connaissance du profil de génération des charges dans le silicium n'est pas suffisante pour connaître le nombre de charges collectées par les composants environnants. Les mécanismes de transport des charges dans le semiconducteur doivent être connus. Ils vont donc être succinctement présentés ici ; le lecteur pourra se référer à un traitement plus complet dans les ouvrages suivants [85, 86, 87].

B.1 Niveau d'injection

Avant d'aborder les phénomènes de transport, il faut définir la notion d'injection. Dans un semiconducteur majoritairement dopé N à l'équilibre, les densités d'électrons n_n et de trous p_n sont à leurs valeurs d'équilibre n_0 et p_0 . L'injection de charge en excès (par des radiations par exemple) doit préserver la neutralité, ce qui donne les valeurs de densités $n_n = n_0 + \delta n$ et $p_n = p_0 + \delta p$. A partir de considération sur la recombinaison, la référence [85] définit la valeur de transition entre les injections faible et forte comme la somme des valeurs d'équilibres $n_0 + p_0$. Pour un semiconducteur extrinsèque, le dopage minoritaire est négligeable. Donc si les atomes dopants sont tous considérés comme ionisés, la limite entre les deux niveaux d'injection est égale à la concentration de dopant majoritaire comme on le voit sur la Fig. III.1.

B.2 Equation d'évolution des charges dans un semiconducteur

Les charges dans un semiconducteur subissent les phénomènes de diffusion et de déplacement par le champ électrique. La prise en compte de ces deux phénomènes pour les électrons et les trous mène aux éq. III.1.

$$\begin{cases} \text{Majoritaire : } \frac{\partial n_n}{\partial t} = G - U_n + \mu_{n_n} \operatorname{div}(\vec{E} \cdot n_n) + D_{n_n} \Delta n_n \\ \text{Minoritaire : } \frac{\partial p_n}{\partial t} = G - U_p - \mu_{p_n} \operatorname{div}(\vec{E} \cdot p_n) + D_{p_n} \Delta p_n \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

Où G est le terme de génération, U est le terme de recombinaison, μ est la mobilité, \vec{E} est le champ électrique, D est le coefficient de mobilité. Le terme n ou p indique que l'on parle de la densité d'électrons ou de trous, et l'indice indique le dopage majoritaire de la zone de silicium considérée. L'éq. III.1 indique donc l'évolution des densités de porteurs dans un semiconducteur dopé N. Les mêmes équations peuvent donc être dérivées pour un semiconducteur dopé P.

Ces équations sont couplées à celle de Poisson pour être résolues numériquement. Du point de vue analytique, il n'est pas possible de les résoudre en l'état, elles doivent donc

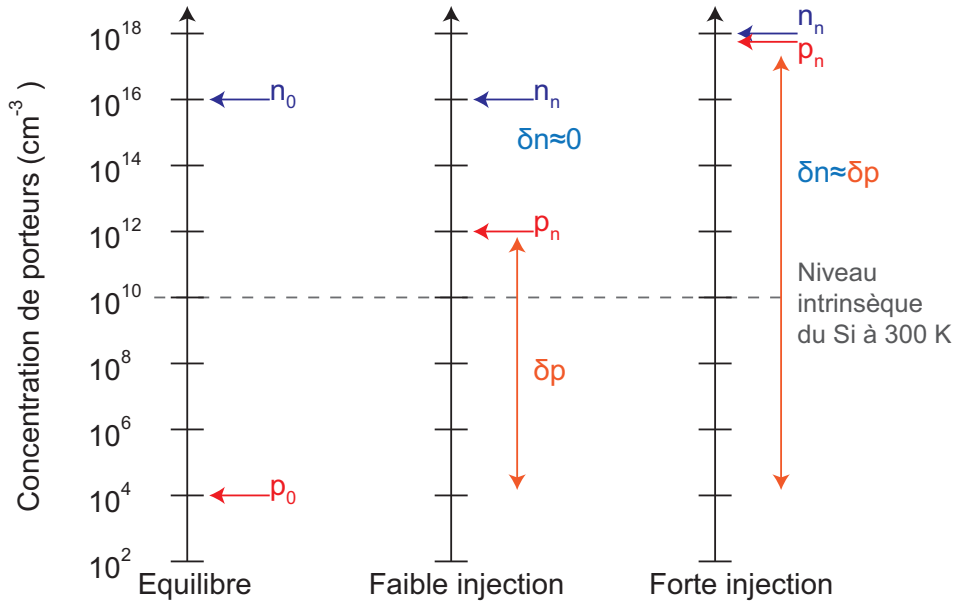


FIGURE III.1 – Schéma des niveaux d'injection dans le semiconducteur.

être simplifiées à partir d'hypothèses physiques valables. Il est possible de simplifier si la densité de porteurs majoritaires est très supérieure à celle de minoritaires, l'éq. III.2 donne une seule équation pour un semiconducteur majoritairement dopé N.

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G' - U' - \mu_{p_n} \operatorname{div}(\vec{E} \cdot p_n) + D_{p_n} \Delta p_n \quad (\text{III.2})$$

Pour la **faible injection**, l'évolution des charges peut être simplement considérée comme celle des porteurs minoritaires de la zone étudiée, c'est la diffusion bipolaire. Cette équation n'est plus valable dans le cas de la **forte injection** où la diffusion est dite ambipolaire, c'est-à-dire que la diffusion des électrons et des trous n'est plus indépendante (voir l'annexe A pour le détail de calcul de la diffusion ambipolaire).

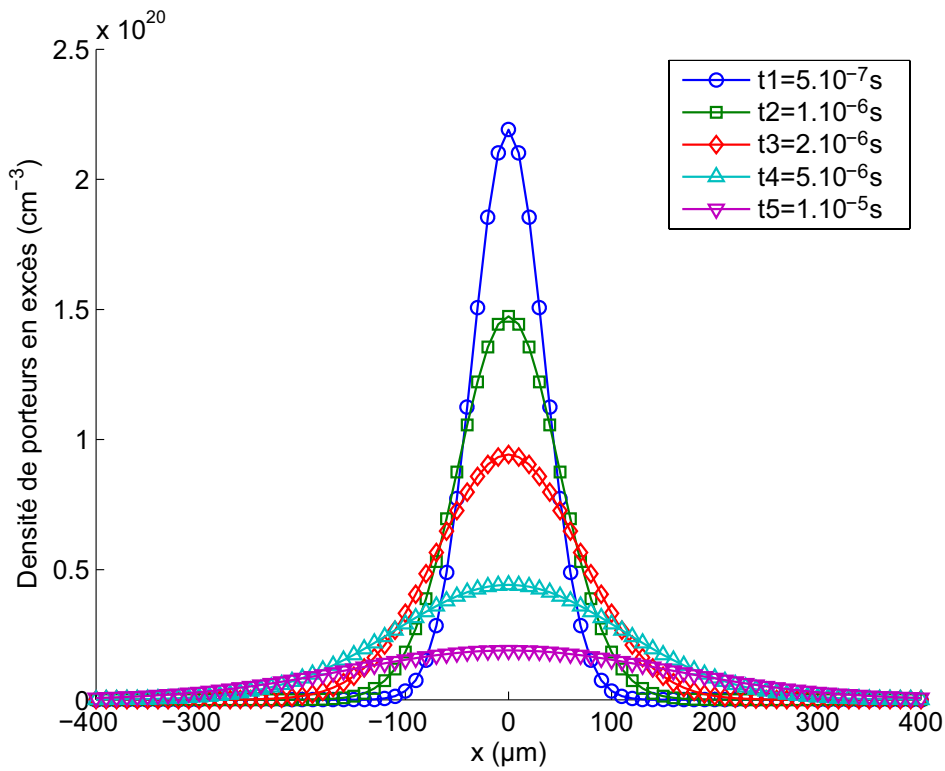
La solution de l'équation de diffusion bipolaire pour une source de la forme de la fonction de Dirac positionnée à l'origine dans un semiconducteur infini est donnée dans l'éq. III.3 [88, 89], avec N une constante dépendante des conditions initiales. La solution avec un champ électrique est la même en remplaçant la variable x par $x - \mu_p E_x t$ dans la solution (de même pour y et z si E_y et E_z sont non nuls) [87, 85].

$$p_n(x, y, z, t) = \frac{N}{(4\pi D_p t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2 + z^2)}{4D_p t} - \frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{III.3})$$

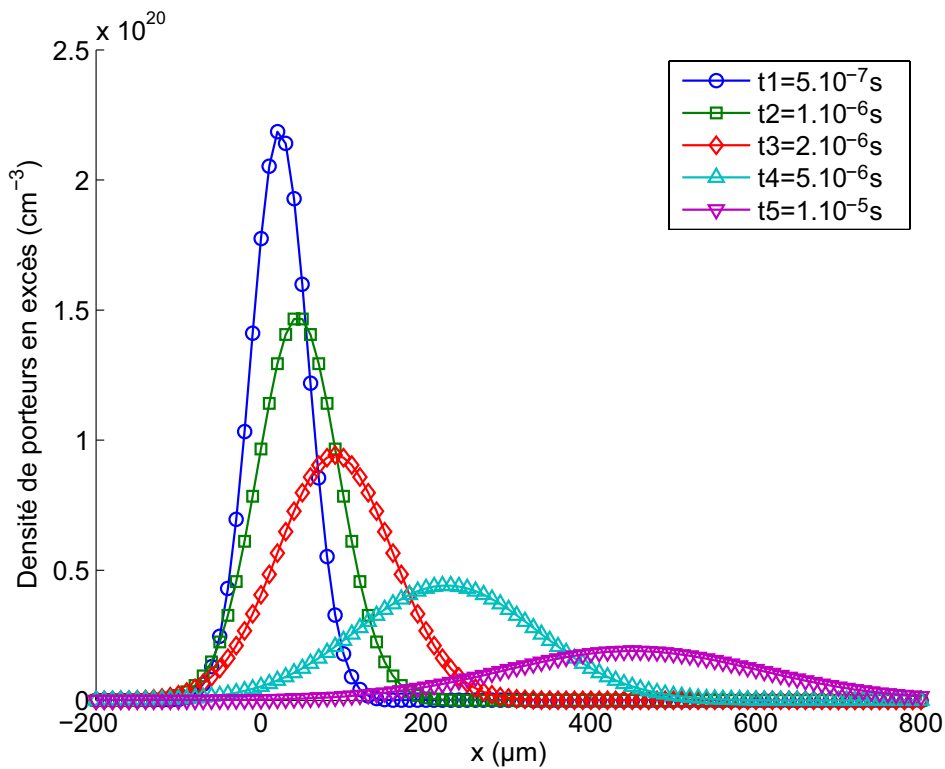
La Fig. III.2 illustre cette solution pour une dimension (radiale). La solution est de la forme d'une courbe gaussienne avec une variance dépendante du temps, et qui est soumise à une diminution à cause des recombinaisons dans le substrat. Le centre de cette courbe gaussienne subit un déplacement si un champ électrique est présent.

Il est donc important de comprendre qu'un point source généré profondément va affecter un grand nombre de pixels avec un faible nombre de charges par pixel. Au contraire, un point généré plus proche de la surface va grandement affecter un nombre de pixels restreint.

Dans le cas d'un ion, la trace peut être découpée en un ensemble de points possédant un LET donné. La solution sera alors une superposition de toutes ces contributions. Les



(a) Solution pour un champ électrique nul.



(b) Solution pour un champ électrique de 10 V/cm.

FIGURE III.2 – Illustrations de l'évolution d'un dépôt de charges au cours du temps (pour la solution à une dimension spatiale x) dans du silicium dopé N (10^{18}cm^{-3}).

paramètres qui se dégagent comme les plus influents pour une particule donnée sont donc :

- Le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires, qui est lié à sa mobilité par les relations d'Einstein : $D = \frac{kT}{q}\mu$
- La durée de vie moyenne des porteurs minoritaires τ
- La longueur de la trace, c'est-à-dire le nombre de points sources du point de vue analytique.

Il existe alors des solutions simples pour réduire le nombre de charges collectées :

- Augmenter le dopage du substrat, ce qui va diminuer la longueur de diffusion $L = \sqrt{D\tau}$ et augmenter le nombre de recombinaisons.
- Diminuer l'épaisseur du substrat.

Dans le domaine des capteurs d'images, le substrat est faiblement dopé pour profiter d'une forte longueur de diffusion, et ainsi maximiser la collection des charges photogénérées en profondeur. On ne peut donc pas modifier ce paramètre sans diminuer les performances électro-optiques du capteur. Par contre, l'utilisation d'une couche épitaxiée (faiblement dopée) sur un substrat fortement dopé va limiter le phénomène de collection aux charges générées dans cette couche.

B.3 Courant induit sur un nœud

La résolution des équations n'est réalisable que pour des cas simples. Dans le cas d'une photodiode qui n'est pas laissée flottante, ou d'un nœud de transistor connecté à un rail d'alimentation, il faut considérer toutes les régions (zone dopée N, zone de charge d'espace, zone dopée P), en prenant en compte les conditions aux limites et la géométrie. Deux solutions sont possibles, utiliser un modèle semi-analytique utilisant l'intégration numérique (STARDUST [88, 89], MUSCA-SEP [90], etc.) ou résoudre le problème avec des outils de simulation numérique (TCAD) [91, 92].

La simulation du courant sur une jonction PN dans l'outil de simulation TCAD Sentaurus [91] donne le profil visible sur la Fig. III.3. La simulation est réalisée dans une diode en 2 dimensions (large de 10 μm sur un substrat de 10^{15}cm^{-3}) et pour un ion d'un LET de 67,7 MeV.cm²/mg sur une profondeur de 37 μm . L'ordre de grandeur du temps de collection est de l'ordre de la microseconde, ce qui est cohérent avec la littérature [93, 94, 95]. Trois zones sont visibles sur la figure : le courant de déplacement, le courant de diffusion ambipolaire et le courant dû à la diffusion bipolaire et au champ électrique.

B.4 Charge totale déposée

Si le nœud est flottant, la perte de potentiel peut être estimée en utilisant la formule $\Delta V = \frac{\Delta Q}{C}$ où ΔQ représente la charge collectée par le nœud et $C = \epsilon S/W$ est la capacité du nœud ayant une surface S et une zone dépeuplée de profondeur W . En considérant le dépôt d'énergie comme le LET de la particule sur la longueur de collection, la charge créée s'exprime dans l'éq. III.4 avec l'énergie moyenne de création d'une paire électrons-trous ϵ_{ehp} .

$$Q_{\text{dep}} = q \cdot \frac{\text{LET} \cdot L_{\text{col}}}{\epsilon_{\text{ehp}}} \quad (\text{III.4})$$

L'éq. III.5 donne alors la perte de potentiel si l'on considère que la charge est collectée dans la zone de déplétion, c'est-à-dire $L_{\text{col}} = W$.

$$\Delta V = q \cdot \frac{\text{LET} \cdot W^2}{\epsilon_{\text{ehp}} \cdot \epsilon \cdot S} \quad (\text{III.5})$$

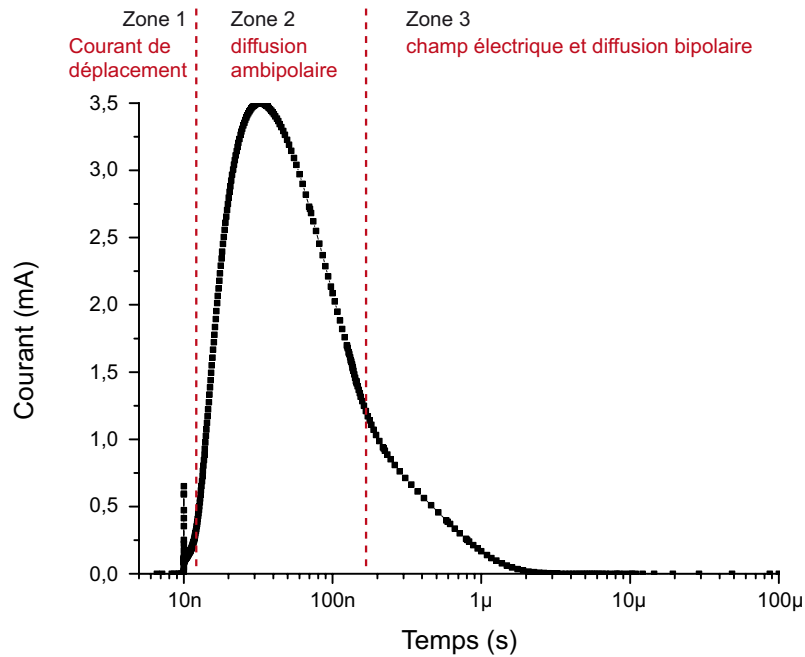


FIGURE III.3 – Simulation TCAD en 2D du courant généré sur une jonction PN par un ion Xe de l’UCL. L’ion frappe la diode 10ns après le début de la simulation.

En première approximation, la différence de potentiel induite par l’impact de l’ion dépend directement du LET de la particule pour un nœud donné. Cependant, cette formule sous-estime les résultats expérimentaux [96]. La longueur de collection L_{col} est bien plus importante que la longueur de la zone de déplétion à cause d’un effet appelé effet “funnel”. Par conséquent, cette formule donne la borne inférieure de la charge réellement collectée. La borne supérieure (le pire cas) peut être calculée en considérant que toute l’énergie de la particule déposée dans le silicium est collectée.

B.5 L’effet “Funnel”

L’effet de diffusion ambipolaire provoque l’apparition d’un champ électrique entre la diffusion du nuage d’électrons et celui des trous. Ce champ électrique est plus important que celui créé par la jonction et il dépend de l’espace et du temps, car on se trouve en régime de forte injection. Lors de l’impact de l’ion, le champ électrique est réparti autour de la trace de l’ion, puis il se déplace de sa position initiale vers les électrodes. Cet effet entraîne la collection d’un plus grand nombre de charges que celui attendu si l’on considère le champ électrique constant dans le temps. Dans la littérature, il est nommé effet “funnel” à cause des lignes de potentiels qui forment une “cheminée” le long de la trace de l’ion [97, 96, 98, 99]. La Fig III.4 montre la déformation du potentiel sur la même simulation que le paragraphe précédent. Par conséquent, la longueur de collection n’est pas égale à l’épaisseur de la zone de charge d’espace. Il faut prendre en compte une longueur effective beaucoup plus importante.

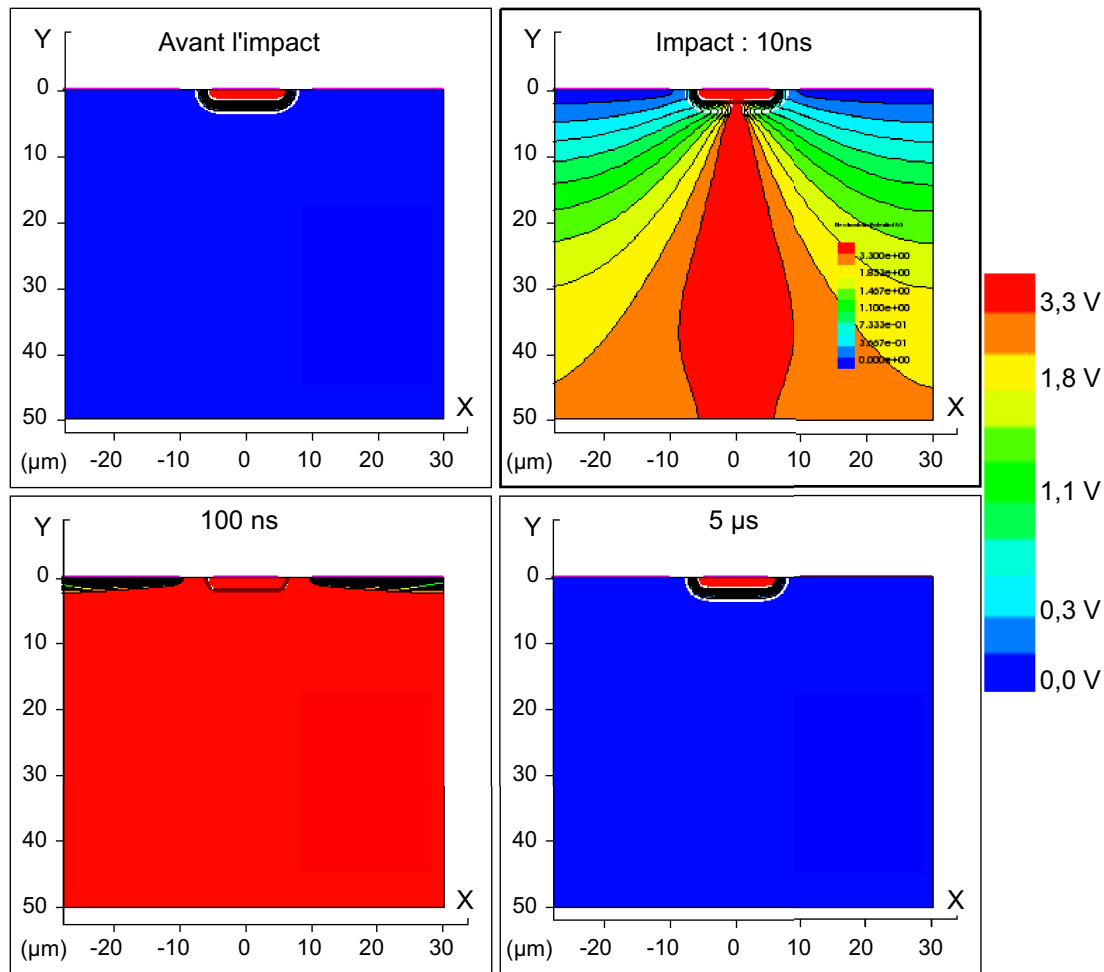


FIGURE III.4 – Illustration de l’effet “funnel” sur la même simulation (2D) que la Fig. III.3 (ion Xe de l’UCL). Les lignes isopotentielle se déforment le long de la trace de l’ion lors de l’impact, puis elles se regroupent le long des contacts reliés à la masse. La jonction finit par retrouver son potentiel initial.

C Les Single Event Transient (SET)

C.1 Dans les pixels et les circuits de lecture

La Fig. III.5 présente le schéma électrique depuis la photodiode jusqu’à la sortie du signal (pixel et circuit de lecture colonne). Pour étudier l’effet des SET, il faut considérer les effets d’un courant parasite sur chacun de ces nœuds. Le Tableau III.1 résume les probabilités et les caractéristiques de chacun des nœuds du circuit.

Pour simplifier le raisonnement, le nœud est considéré comme une zone carrée où chaque ion déclenche un événement. Les probabilités d’occurrence P pour plusieurs nœuds sont alors données par l’éq. III.6. ϕ représente le flux de particules incidentes, S la surface d’un nœud, N le nombre de nœuds affectés et Δt la fenêtre de temps où un ion peut déclencher un événement. Le nombre d’images nécessaires pour obtenir un événement est donc $1/P$.

$$P = \phi \times N \cdot S \times \Delta t \quad (\text{III.6})$$

Dans la suite, les valeurs numériques sont données pour une matrice de 128×128 pixels (16 kpixels) avec un temps de lecture de 8,19 ms (la fréquence de lecture des pixels est de 2MHz) et un flux de 10000 particules/cm²/s.

TABLE III.1 – Analyse des SET sur chacun des nœuds du circuit.

Nœud	Commentaires	Commentaires	Probabilité	Nombre d'images
0	Connecté à l'alimentation VDD_RST	Les alimentations sont connectées à des capacités de découplage de forte valeur (100nF et 4,7µF). La variation de potentiel est donc extrêmement faible (< 1mV)	-	-
1	Connecté à l'alimentation VDD			
4	Connecté à VDD par M2	Perturbation transitoire puisque les nœuds sont connectés à une alimentation. Le SET dure peu de temps (< 1µs) donc, au maximum, un seul pixel est touché	pour un nœud carré de 0,2 µm de côté	$500 \cdot 10^9$
5	Connectés à la masse par MLN			
7	Connecté à VDD par M8			
8	Connecté à la masse par MLP		$2 \cdot 10^{-12}$	
6	La capacité ne peut pas être perturbée puisqu'elle est réalisée en polysilicium très fortement dopé. Cependant, elle est flottante pendant la lecture d'une ligne ; elle peut alors être déchargé par le transistor M7	Le SET dure peu de temps (< 1µs) donc, au maximum, un seul pixel est touché. La probabilité augmente pour les dernières colonnes puisque le temps pendant lequel la capacité est laissée flottante est plus grand.	Pour un nœud carré de 0,2 µm, Dans le pire cas (colonne en fin de ligne) : $2,6 \cdot 10^{-10}$	Pour 1 ligne : $4 \cdot 10^9$ Pour la dernière colonne des 128 lignes : $3 \cdot 10^7$ Pour 1 image : $244 \cdot 10^3$
2	La photodiode est laissée flottante pendant la durée d'intégration et représente la majorité de la surface du pixel.	Pour 1 pixel : Pour les 16 kpix :	$8,2 \cdot 10^{-5}$ 1,3	12207 < 1

Ces résultats sont théoriques et un certain nombre d'éléments peuvent modifier ces probabilités : le temps de lecture de la matrice est légèrement plus long à cause du protocole de communication avec le PC (pixels et lignes de synchronisation), et l'utilisateur peut volontairement ajouter du temps d'intégration au minimum de lecture de la matrice. Malgré ce temps d'intégration, la discussion reste valide puisque toutes les probabilités sont affectées de la même façon.

D'après les considérations précédentes, seuls les nœuds n2 et n4 à n8 sont impactés par les SET. Le nœud n2 est impacté de façon récurrente tandis que les autres ont une faible probabilité d'apparition. En conséquence, les perturbations sur les nœuds n4 à n8

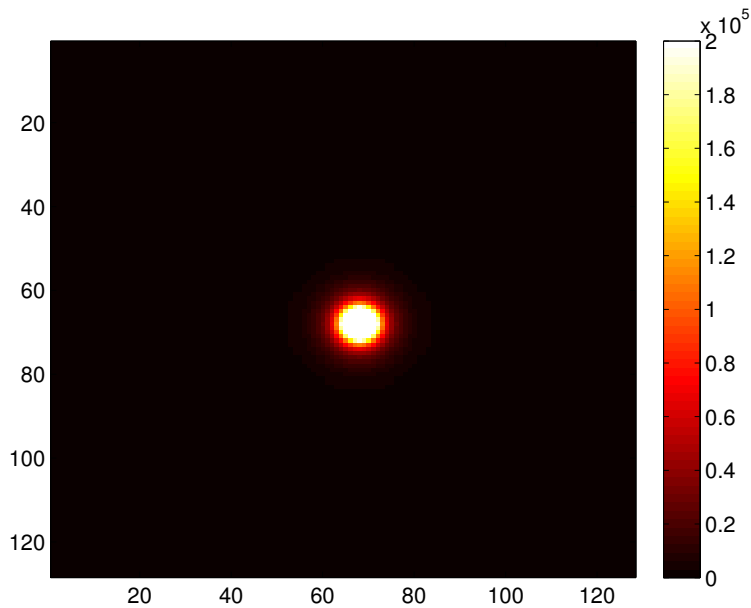


FIGURE III.6 – Exemple de simulation de SET avec le logiciel STARDUST, pour un ion Xe de 420 MeV sur une matrice de 128x128 pixels de 10µm de côté. L'échelle de couleur représente le nombre d'électrons collectés par chaque pixel.

C.2 Dans les décodeurs

Les pics transitoires de courant peuvent apparaître sur les transistors qui sont frappés par les ions. Le nœud correspondant peut donc être perturbé transitoirement. Un tel évènement signifie que l'adressage en cours peut être perturbé. Cependant, ces courants transitoires sont extrêmement rapides (quelques ns) [106, 107, 95, 108, 109] comparé à la lecture d'un pixel (500 ns dans les capteurs utilisés), ou la durée du signal de reset (500 ns).

La probabilité est donc faible puisque l'ion doit perturber la zone sensible du transistor (une partie de la surface du décodeur) pendant le temps de lecture du pixel. De plus, la perturbation de l'adressage ne peut pas durer plus d'un pixel.

Ces effets sont donc négligés pour les trois raisons suivantes :

- La probabilité de l'évènement est très faible.
- Il ne sera visible que si le pixel sélectionné par l'adresse perturbée est illuminé, et les images sont prises dans le noir, ce qui diminue la probabilité de l'observer.
- Cet évènement n'affecte qu'un seul pixel, ou une ligne si le reset est impacté.

Les circuits d'adressage contrôlent aussi les signaux de reset ($RST_{<i></i>}$) et de sélection ($Sel_{<i></i>}$) des pixels. Un évènement transitoire sur un de ces signaux est susceptible d'impacter la ligne, mais la probabilité est faible.

D Les Single Event Upset (SEU), MBU et MCU

Les pixels et les circuits de lecture (voir Fig. III.5) ne contiennent pas d'éléments de mémorisation, c'est-à-dire aucune bascule et aucune cellule mémoire (SRAM, DRAM). De même, les circuits d'adressage (voir Fig. II.6) n'en contiennent aucune puisqu'ils sont simplement composés de portes logiques. Donc, le capteur n'est pas susceptible aux évènements de type SEU.

Dans un cadre plus général, il est important de réaliser que l'utilisation de fonctions avancées mixtes (CAN) ou numériques (traitement du signal, compression de données, etc.) dans le capteur va ajouter le problème des SEU. Par exemple, dans les CIS commerciaux, la quasi-totalité des capteurs contient des circuits de séquençement qui sont configurés par des registres d'accès. Ces registres sont constitués de bascules et/ou de cellules mémoires qui sont vulnérables aux SEU/MBU/MCU. En conséquence, la configuration du capteur peut être affectée dans un environnement radiatif, ce qui oblige le système à réécrire la configuration du capteur avant chaque acquisition d'une image [74].

E Le Single Event Latchup (SEL)

Le SEL est un phénomène à effet de seuil (à partir d'un LET critique) qui peut parfois apparaître selon le type de technologie utilisée et la conception du circuit [105, 76]. Dans le cas des travaux de Marshall et al. [73], le latchup apparaît uniquement dans la partie de conversion analogique vers numérique. Il est clair que ce type de SEE nécessite une analyse dédiée pour chaque sous-circuit. Dans un premier temps, les parties vulnérables doivent être identifiées.

E.1 Localisation

L'architecture du type de puce utilisée est donnée dans la Fig. III.7. D'après les schémas électriques des pixels (voir la Fig. II.2 et II.3), seuls des transistors NMOS sont utilisés dans la matrice de pixels. Cette partie ne comporte donc pas de thyristor parasite, et n'est pas sensible au latchup.

Le circuit de lecture (voir la Fig. II.5) contient des transistors de chaque type. Ils sont séparés en deux étages par la capacité d'échantillonnage qui représente une large surface (70 μm de long). Comme chaque étage est composé d'un seul type de transistor, la structure du thyristor parasite est très étendue, ce qui diminue le gain des transistors parasites qui le composent. La sensibilité au latchup est donc réduite [110]. Dans ce cas, l'éloignement est proche d'une longueur de diffusion, le SEL ne peut donc pas avoir lieu.

Les décodeurs sont composés de portes logiques (voir Fig. II.6) qui utilisent des distances très proches des règles minimales. Par conséquent, ce circuit est potentiellement sensible au latchup. Il faut donc étudier la sensibilité de ce sous-circuit.

E.2 Simulation

Le déclenchement du thyristor parasite est une conséquence du transitoire de courant induit par la particule. Les conditions de déclenchement pour une structure comme un inverseur sont dépendantes de nombreux paramètres (par exemple les profils de dopages du substrat et des caissons, l'éloignement des structures, leurs positions ...) [42, 43]. Il est donc nécessaire de simuler numériquement une structure de test représentant le pire cas pour chaque paramètre. Cette simulation a été effectuée à partir de profils de dopages réalistes de la technologie étudiée, sur un substrat profond (pas de couche épitaxiée fortement dopée) avec les règles minimum imposées par le manuel de conception de la technologie. La structure de latchup simulée, visible sur la Fig. III.8, est composée du minimum nécessaire pour le déclenchement, c'est-à-dire quatre électrodes connectées aux rails d'alimentation.

La simulation de l'évolution temporelle de la structure (avec un impact d'ion) donne les valeurs du courant à travers chacune des électrodes. Dans le cas où ce courant est transitoire, le latchup est considéré comme absent. Si le courant reste à une haute valeur durant la totalité de la simulation (après l'impact de l'ion), le latchup est considéré comme

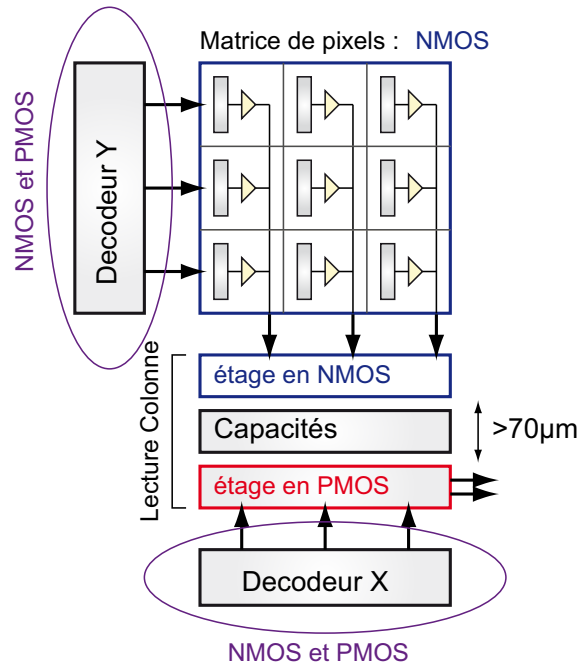


FIGURE III.7 – Schéma présentant l'architecture du circuit et le type de transistor utilisé dans chaque sous-partie.

déclenché. La Fig. III.9 regroupe les courants dans ces deux cas. Il est important de noter que le thyristor parasite est déclenché dans tous les cas, mais pas la réaction d'auto-entretien du courant.

La simulation indique que le déclenchement du thyristor parasite ne peut avoir lieu que pour des LET énormes et une alimentation supérieure à 5V. Les CIS testés sont donc théoriquement insensibles puisque la tension d'alimentation est de 3,3V.

La courbe de relation entre la tension et le courant aux bornes du thyristor est schématisée dans la Fig. III.10. Il existe trois points de fonctionnement du composant pour une tension donnée, dont deux sont stables. Au démarrage, le composant se trouve dans l'état avec le plus faible courant (forte impédance). Si une élévation de tension transitoire fait augmenter le courant au-delà du point de déclenchement, l'unique point de fonctionnement existe pour un fort courant. Le retour à la tension nominale se fait alors sur la partie haute de la courbe, ce qui stabilise le système sur le point de plus fort courant (basse impédance). Pour revenir à l'état initial, il faut que la tension soit inférieure au point de maintien pendant un temps minimal, ce qui est généralement réalisé en coupant l'alimentation. Dans le cas de la simulation, la Fig. III.11 montre que la tension de maintien est de l'ordre de 6V. Le latchup est donc exclu, quel que soit le LET de la particule pour les capteurs utilisés qui sont alimentés en 3,3V.

F Single Event Snapback (SES)

Un transistor MOS est composé de jonctions NPN ou PNP avec une grille en surface du silicium. Il possède donc une structure de transistor bipolaire parasite avec une base connectée au substrat. Une accumulation de trous (leur mobilité est moindre dans le Si) peut donc théoriquement modifier le potentiel et déclencher ce transistor. La caractéristique de ce mécanisme est similaire à celle du latchup.

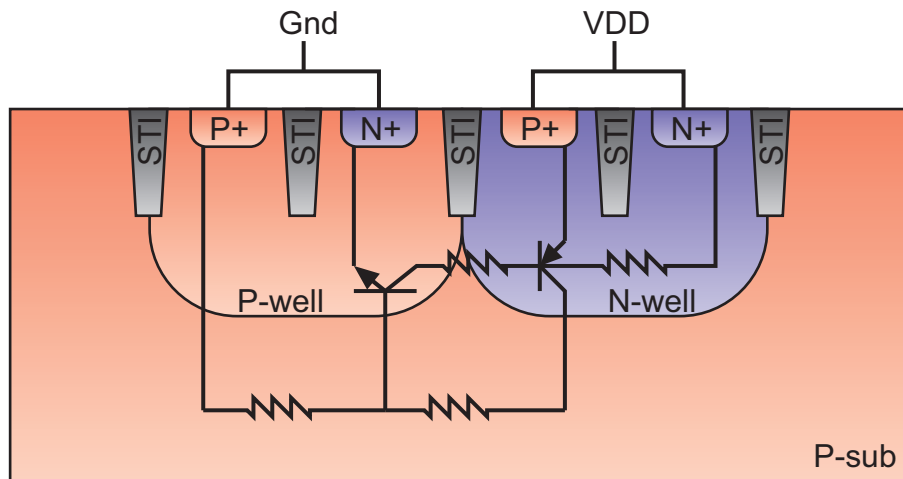


FIGURE III.8 – Structure de test minimum utilisée pour la simulation TCAD.

Ce type d'effet est dépendant des paramètres de longueur de canal, de dopage, et de la tension d'alimentation [44]. En pratique, cet effet apparait pour des technologies à canal court [111] ou dans lesquelles l'effet de base flottante est important (comme la technologie Silicon On Insulator, SOI) [45]. Les capteurs utilisés dans cette thèse sont fabriqués avec des technologies sur substrat uniforme et sur substrat épitaxié, avec des transistors relativement courts pour les CIS ($0.18\mu\text{m}$). Cependant, l'étude du snapback dans les ESD (ElectroStatic Discharges) montre que les tensions nécessaires pour l'apparition de l'effet sont supérieures à celle utilisée dans notre technologie (3,3V) [44, 112, 113].

G Single Event Burnout (SEB)

Le paragraphe B.4.b du chapitre I précise que le SEB est un effet qui n'apparait que dans les transistors de puissance à cause de la tension nécessaire pour provoquer le phénomène d'avalanche. Les circuits testés ne sont alimentés qu'en 3,3V. Cet effet n'a donc pas lieu d'être sur les capteurs d'images utilisés dans cette thèse.

H Single Event Gate Rupture - Single Event Dielectric Rupture (SEGR - SEDR)

Le paragraphe B.4.b du chapitre I décrit cet effet, qui nécessite des épaisseurs d'oxydes fines. Les SEGR dynamiques apparaissent peu sur les technologies CMOS usuelles (pour les imageurs) où les épaisseurs d'oxydes fins sont de l'ordre de 5 à 10 nm et les tensions d'alimentation faibles (1,8 à 3,3V) [114]. Les SEGR statiques ne représentent pas de risques puisque les nano-points provoqués par la fusion des interfaces Si-SiO₂ sont de l'ordre du nm pour des ions plus lourds et énergétiques que ceux utilisés pour les expérimentations de la thèse [115, 116].

I Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons vu que les charges générées par les particules ionisantes sont collectées par les composants environnants. Dans le cas de forts LET, le haut niveau

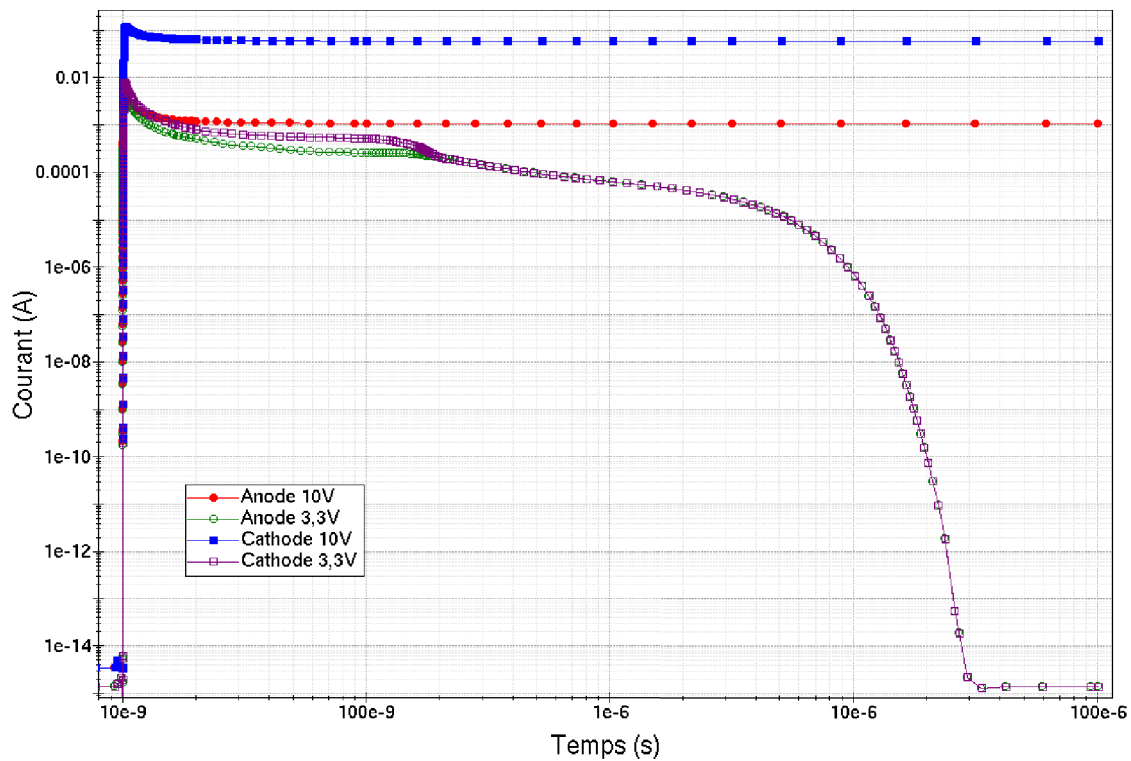


FIGURE III.9 – Courant dans la structure du thyristor parasite pour plusieurs tensions d'alimentation des structures de 3,3V et 10V. Les courants de l'anode et de la cathode sont opposés, mais le courant négatif de l'anode est montré positif pour l'échelle logarithmique. La particule incidente frappe à 10^{-8} s, avec un LET de $2,7 \text{ GeV.cm}^2/\text{mg}$.

d'injection créé provoque l'apparition d'un phénomène spécifique : la diffusion ambipolaire. La haute injection et la diffusion ambipolaire génèrent l'effet "funnel" qui provoque l'excursion du potentiel de la jonction dans le substrat. La longueur de collection du nœud impacté est donc plus grande que la profondeur de la zone de déplétion.

A cause de ces effets et de la complexité de la géométrie, les équations sont très difficiles à résoudre. C'est pourquoi elles sont résolues numériquement avec des logiciels de simulation. Malgré cette difficulté, la charge totale collectée par un nœud peut être encadrée de façon simple à partir du LET de la particule, de la capacité du nœud, et de la profondeur de collection (prise comme celle de la zone de déplétion ou de la couche épitaxiée, ou de pénétration de la particule sur substrat profond).

Les SEE qui affectent le capteur sont regroupés dans le Tableau III.2. D'après l'analyse du chapitre, seuls les SET sont susceptibles d'impacter le CIS. Le SEL n'apparaît pas d'après la simulation dans les pires conditions et les SEU n'ont pas lieu d'être. Les SEGR ne peuvent apparaître que pour des irradiations à des énergies plus élevées, ou pour des ions plus lourds, que ceux programmés pour les mesures.

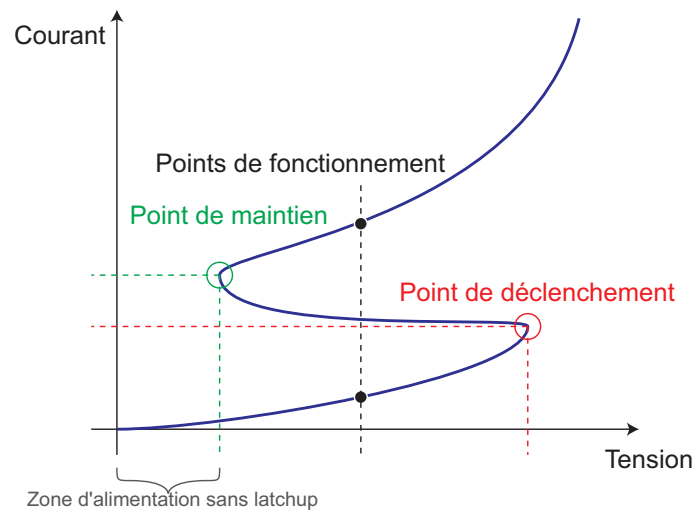


FIGURE III.10 – Schéma de la courbe I(V) d'un thyristor. Il existe une zone de tension ayant deux points de fonctionnement. Deux points sont caractéristiques de la courbe : le point de déclenchement et le point de maintien.

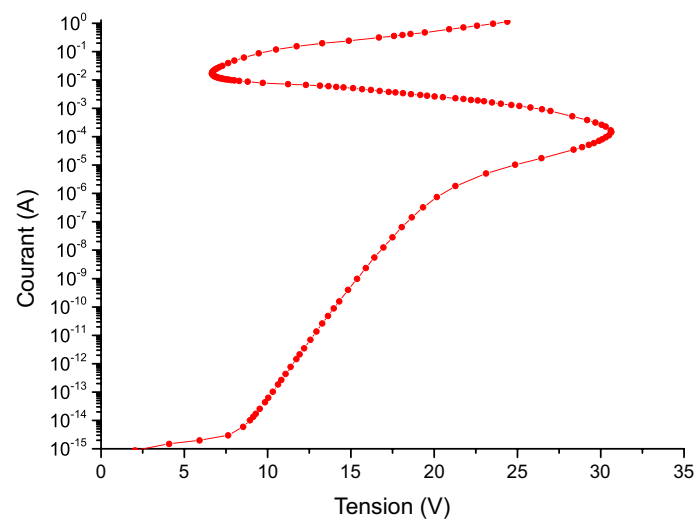


FIGURE III.11 – Simulation de la courbe I-V pour la structure de test.

TABLE III.2 – Classification des différents évènements singuliers attendus dans les CIS.

Évènements	Location	Probabilité	Description
SET	Photodiodes	élevée	Plusieurs pixels impactés par chaque ion
SET	Capacités d'échantillonnage	faible	Un pixel affecté
SET	Décodeurs	faible	Un pixel affecté, et il n'est pas toujours visible
SEU MBU MCU	-	0	Pas de bascules, ni de cellules mémoires dans les capteurs utilisés
SEL	Circuits d'adressage ligne et colonne	0 (simulation pire cas)	D'après la simulation, à vérifier expérimentalement
SES	-	0	reporté pour le SOI et la puissance seulement
SEFI	Décodeur		cf. SEL
SEB	-		cf. SEL
SEGR	tous les transistors MOS	0	Pour les irradiations choisies, les ions ne sont pas assez lourds ou énergétiques
SEDR	-	0	Les technologies utilisées ont des diélectriques plus épais que les grilles
SEH	-	0	cf. SEGR

Chapitre IV

Etude expérimentale : Capteurs à photodiodes standard

L'ensemble des SEE retenus par l'étude théorique doit être confronté à des données de mesures. Dans un premier temps, les sources d'irradiations et le banc de mesure sont décrits. Dans la deuxième partie, les résultats obtenus sont discutés, d'abord pour les capteurs sur un substrat uniforme, puis ceux sur un substrat épitaxié.

A Description de l'expérience

Cette section décrit d'abord les sources d'ions lourds utilisées, puis le banc de mesure et la configuration de lecture.

A.1 Source d'ions lourds

Deux installations sont utilisées pour irradier les circuits avec des ions lourds.

A.1.a L'Université Catholique de Louvain-La-Neuve (UCL)

Le cyclotron de l'Université Catholique de Louvain-La-Neuve (UCL) en Belgique permet d'accélérer des protons (jusqu'à 75MeV) et des ions jusqu'au xénon (de 0,6 à 27,5 MeV/n). Les ions lourds sont produits par un ECR (Electrons Cyclotron Resonance) externe qui permet de produire des ions ou des cocktails d'ions ayant un rapport masse/charge similaire. Une fois les ions produits et accélérés, un sélecteur d'ion permet de choisir l'ion arrivant sur la ligne utilisateur.

Deux cocktails sont disponibles, le cocktail fort LET ou le cocktail forte pénétration. Le cocktail fort LET a été choisi pour disposer de particules ayant une large gamme de LET pour étudier les SEE. Le tableau IV.1 résume les différents ions accessibles, leur énergie et leur LET.

TABLE IV.1 – Cocktail d'ions utilisé pour les irradiations à l'UCL (fort LET).

M/Q	Ion	Énergie (MeV)	Pénétration ($\mu\text{m Si}$)	LET ($\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$)
5	$^{15}\text{N}^{3+}$	60	59	3,3
5	$^{20}\text{Ne}^{4+}$	78	45	6,4
5	$^{40}\text{Ar}^{8+}$	151	40	15,9
5	$^{84}\text{Kr}^{17+}$	305	39	40,4
5	$^{124}\text{Xe}^{25+}$	420	37	67,7

Le faisceau est transporté jusque dans une chambre sous vide contenant le composant à tester et sa carte de proximité. Des connecteurs (DB25, SMA ...) permettent de traverser la chambre pour raccorder cette carte de proximité aux circuits spécifiques (séquenceur et PC) et aux alimentations.

A.1.b Le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL)

Le GANIL dispose d'une production d'ions par collision d'un faisceau sur une cible. Les produits de réactions sont récupérés puis accélérés par différents moyens selon la ligne. Le faisceau utilisateur est configuré pour accélérer du krypton. Il sort de la ligne par une fenêtre d'Havar [117] de 4,445 μm d'épaisseur, puis par une épaisseur d'air de 1cm avant d'arriver sur la capteur. Le tableau IV.2 contient l'énergie et les propriétés de l'ion après chacune des couches traversées jusqu'au capteur.

A.2 Banc de lecture des capteurs

Le banc de lecture est composé de plusieurs cartes électroniques. Le capteur est placé sur une carte de proximité qui comporte un amplificateur d'instrumentation pour les signaux de sortie, et les différentes polarisations du capteur (Vln et Vlp sur la Fig. II.5). Le signal de sortie est numérisé sur cette même carte avant d'être transféré à une carte de conversion des niveaux de tensions (TTL vers RS422), puis au PC. Le séquençage de l'ensemble de la chaîne est généré sur une carte dédiée par la programmation d'un FPGA. Toutes les tensions d'alimentation sont fournies par des alimentations de laboratoire (limitées en courant). La première mesure comportait également un dispositif de protection contre le latchup (détection et redémarrage de l'alimentation) TILU fourni par le CNES. Ce dispositif a ensuite été enlevé puisque les capteurs de la fonderie A n'étaient pas sensibles au SEL. Le schéma de la Fig. IV.1 regroupe la totalité du banc de mesure.

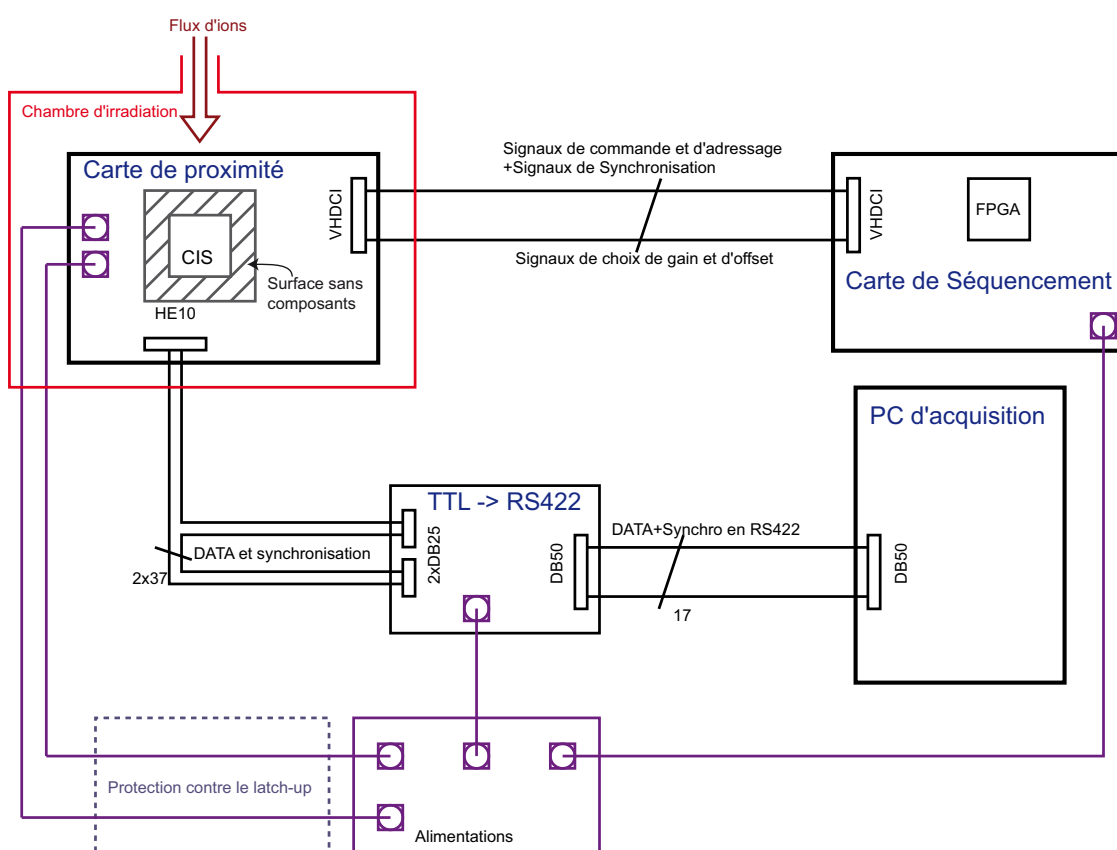


FIGURE IV.1 – Schéma des différentes parties du banc de mesure.

TABLE IV.2 – Energie et LET de l'ion en sortie de la ligne du GANIL jusqu'à l'entrée dans le silicium.

Emplacement	Ion	Énergie (MeV)	Pénétration	LET (MeV/cm ² /mg)
sous vide	$^{86}\text{Kr}^{32+}$	771	35 μm Havar	25,4 dans le Havar
dans l'air	$^{86}\text{Kr}^{32+}$	678	133 mm Air	38,9 dans l'air
sur le capteur	$^{86}\text{Kr}^{32+}$	629	76 μm Si	35 dans le Si

A.3 Les capteurs utilisés

Le chronogramme de lecture (Fig. II.8) est celui des capteurs à pixels 3T présentés dans le paragraphe D du chapitre II. La fréquence de lecture des pixels est de 2 MHz. Le temps d'intégration est de 9,8 ms (sauf dans la section d'étude de l'effet du temps d'intégration) pour pouvoir lire toute la matrice de 128×128 pixels (16 kpix) et les signaux de synchronisation avec le PC. Le tableau IV.3 récapitule les différents CIS utilisés et leurs performances.

TABLE IV.3 – Tableau récapitulatif des capteurs 3T utilisés pour les mesures à l'UCL et au GANIL.

Numéro	Nom	Technologie	Pas de pixel (μm)	CVF ($\mu\text{V}/\text{électron}$)
CIS 1	Done	Fonderie A, substrat profond	7	16
CIS 2	Icare	Fonderie A, substrat épitaxié	10	7,6
CIS 3	Smart	Fonderie A, substrat épitaxié	7	12
CIS 4	Pirate	Fonderie A, substrat profond	10	13

Aucune interruption de fonctionnalité n'a été observée pour le LET maximum testé ($67,7 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$) et pour une fluence de $3,7 \times 10^6 \text{ part}/\text{cm}^2$.

B SET sur les circuits annexes

Le chapitre précédent mentionne les SET sur les décodeurs d'adresses. La Fig. IV.2 montre des parties d'images perturbées par des lignes et des points lumineux. La ligne lumineuse de la Fig. IV.2a représente un SET sur le décodeur de ligne (Y) tandis que les pointillés de la Fig. IV.2b représentent une erreur sur le décodeur des colonnes (X).

Dans la suite, les sections efficaces sont calculées pour déterminer la probabilité d'apparition des événements. La méthodologie consiste à observer le nombre d'événements N_e pour une fluence Φ donnée [118, 37, 38]. La section efficace est alors calculée avec l'éq. IV.1 qui utilise le nombre d'images prises N_i et le flux moyen ϕ pour déterminer la fluence.

$$\sigma = \frac{N_e}{\Phi} = \frac{N_e}{N_i \cdot \phi} \quad (\text{IV.1})$$

Les perturbations ont toujours lieu sur une ligne à cause du mode de lecture. Les SET sur le décodeur de la ligne (voir Fig. IV.2a) doivent avoir lieu pendant les signaux d'échantillonnages, ce sont donc des événements rares ayant une section efficace inférieure à $2,2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ pour le Xe sur le CIS 1. Les SET sur le décodeur colonne (voir Fig. IV.2b) sont beaucoup plus courants puisqu'ils peuvent avoir lieu durant toute la lecture de la ligne. Les résultats obtenus sont des pointillés lumineux de longueur et d'écartement variable dont la section efficace est de l'ordre de $6,5 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ (6% des images touchées) pour le Xe sur le CIS 1.

Ces SET ne sont pas critiques dans la mesure ou ils n'empêchent pas le fonctionnement du capteur. Ils possèdent une signature particulière qui est facilement détectable par un humain ou un algorithme de traitement d'image. Le durcissement contre ces événements n'est donc pas une mesure critique pour la majorité des applications, dans la mesure où les SET sur la matrice sont bien plus nombreux et affectent un nombre bien plus important de pixels.

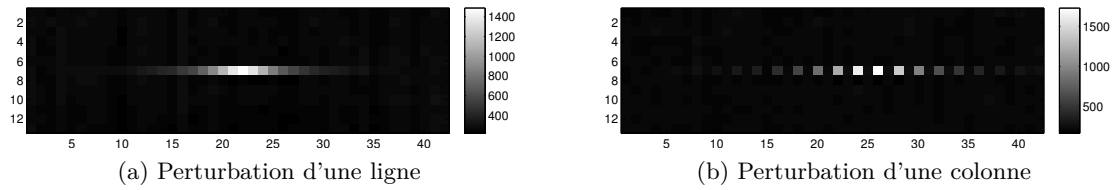


FIGURE IV.2 – Evènements transitoires sur les circuits d'adressage.

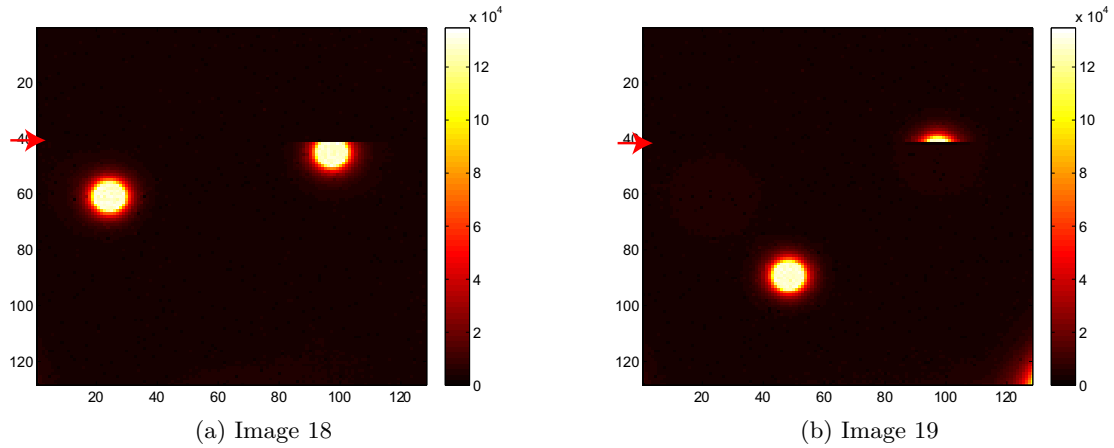


FIGURE IV.3 – Images successives obtenues sur le capteur CIS 1. L'échelle de couleur représente le nombre d'électrons collectés. Certaines taches sont entières alors que d'autres sont coupées sur deux images.

C SET sur la matrice et mode de lecture

La Fig. IV.3 montre des SET sur le capteur d'image CIS 1. Deux types de SET sont visibles, les taches circulaires et des taches coupées horizontalement sur deux images successives.

La coupure des taches sur les deux images est due au mode de lecture “rolling shutter” qui fonctionne ligne par ligne, et les ions qui interagissent aléatoirement au cours du temps avec un temps de collection très inférieur à celui de lecture. Pour comprendre l'effet du moment de l'impact de l'ion, le chronogramme de lecture de la Fig. IV.4 doit être analysé.

1. Dans le cas 1, l'ion frappe bien avant l'échantillonnage de la ligne. La tache est donc échantillonnée par le signal SHS et la ligne est réinitialisée. L'ensemble des lignes lues a intégré le signal, ce qui fait apparaître une tache circulaire.
2. Dans le cas 2, l'ion frappe durant l'échantillonnage. La valeur de sortie des pixels de la ligne est alors diminuée puisque le temps de chargement de la capacité d'échantillonnage est de l'ordre de celui du signal SHS. Les lignes suivantes se comportent normalement.
3. Dans le cas 3, l'ion frappe durant le signal de reset de la diode. La charge est alors évacuée et n'apparaîtra ni sur cette image ni sur la suivante. Éventuellement, le signal de l'image suivante sera faussé, comme dans le mécanisme de rémanence des pixels 3T en optique.
4. Dans le cas 4, la référence est faussée, ce qui diminue le signal de la ligne lue et augmente celui de la ligne suivante. Les autres lignes se comportent correctement.

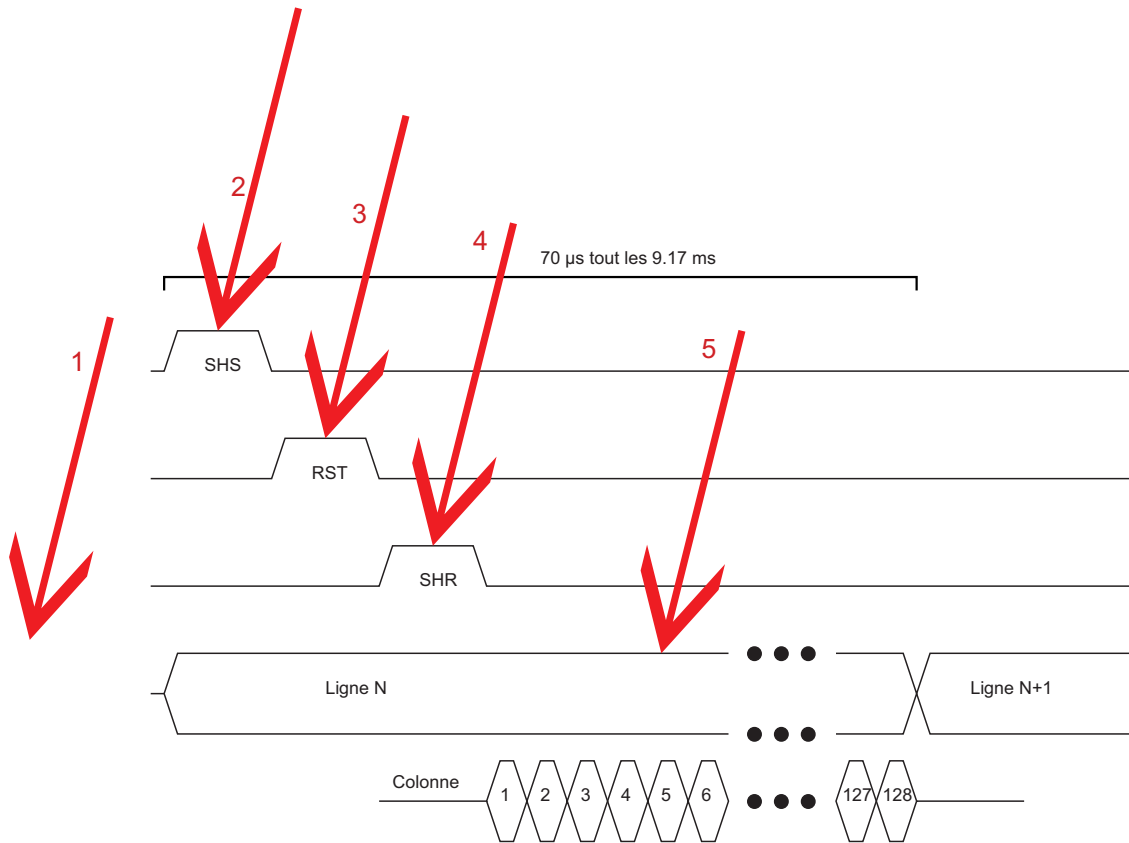


FIGURE IV.4 – Chronogramme de lecture d’une ligne avec les différents cas pour l’impact d’un ion.

5. Dans le cas 5, la ligne reste noire puisque l’échantillonnage sur les capacités des circuits de lecture colonne a déjà eu lieu. Seule la ligne suivante collecte les charges, faisant apparaître uniquement la partie inférieure de la tache.

Dans les cas 2 à 5, les lignes avant celle impactée par l’ion sont noires, la ligne d’impact possède un signal corrompu, et les suivantes collectent correctement. Seule la partie inférieure de la tache est alors visible sur l’image acquise. L’image suivante possède alors la partie supérieure de la tache. Cet effet est visible sur les SET de la Fig. IV.3.

La tache entière peut éventuellement être reconstruite à partir des deux images, mais les cas 2 à 4 montrent que la ligne de coupure peut avoir un niveau de sortie corrompu qu’il faut prendre en compte pour le traitement des données. Dans la suite, tous les calculs ont utilisé des taches “entières” (circulaires) pour éviter le problème d’une ligne corrompue.

D Profils des SET sur les substrats uniformes

D.1 Profil axial et énergie des ions incidents

Le mécanisme de collection de charges induit la formation de taches sur l’image. Les propriétés de ces taches (telles que la densité de charge et le rayon de la zone saturée) dépendent notamment du nombre de charges générées par la particule et de la technologie de fabrication du substrat. Dans le cas d’un substrat profond, la totalité de l’énergie déposée par la particule incidente est déposée dans le silicium. Cette hypothèse est valable si les réactions nucléaires sont négligeables et la particule est arrêtée dans le substrat. Plus

l'énergie déposée sera importante, plus la tache de l'ion sera large à cause de l'augmentation de la profondeur de pénétration et de la diffusion. La Fig. IV.5 affiche le profil axial des taches pour les différents ions sur le capteur CIS 1. Ce profil correspond à la coupe de la moyenne de plusieurs taches (entières) selon l'axe X. On retrouve bien l'élargissement du profil de la tache et l'augmentation de l'énergie totale de la particule, particulièrement visibles pour les deux ions Krypton d'énergies différentes (UCL et GANIL).

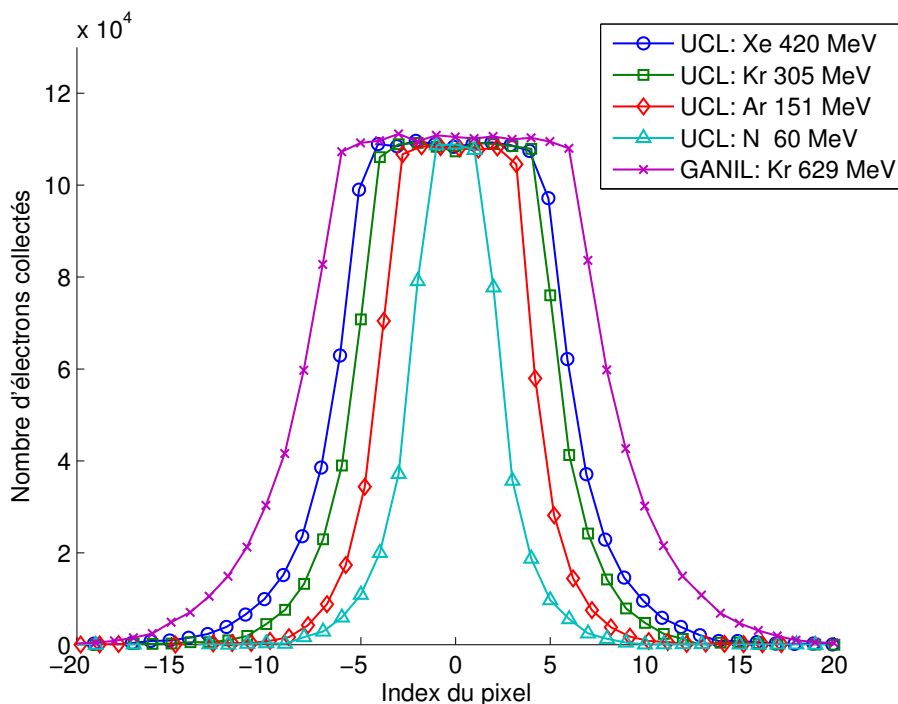


FIGURE IV.5 – Profil axial des différents ions sur le capteur CIS 1.

D.2 Évolution du profil axial avec le temps d'intégration

Certains des travaux précédents, portant sur les effets des ions lourds dans les capteurs d'images CMOS montrent une augmentation de la charge collectée avec le temps d'intégration du capteur jusqu'à 25ms [105]. Cette augmentation est interprétée comme un effet de retard de la collection des charges générées par l'ion à cause des pièges induits par les irradiations précédentes. Pour tester cette hypothèse, le capteur CIS 1 a été exposé à l'argon après deux expositions au xénon et au krypton à des fluences de $3,7 \times 10^6$ particules/cm² pour chacun des ions. La Fig.IV.6 présente les profils obtenus pour des temps d'intégration de 9, 17, 50 et 100 ms.

Les résultats montrent que la variation n'est pas significative pour les différents temps d'intégration. Ces résultats sont en accord avec les travaux de X. Belredon [105] pour les photodiodes. Cependant il observe un temps de collection de l'ordre de 20ms pour des pixels à photoMOS attribués aux dommages des effets de dose. Dans le cas des photodiodes, la zone de contact entre la zone d'espace de charge et les oxydes est réduite par rapport au photoMOS, ce qui pourrait expliquer la différence.

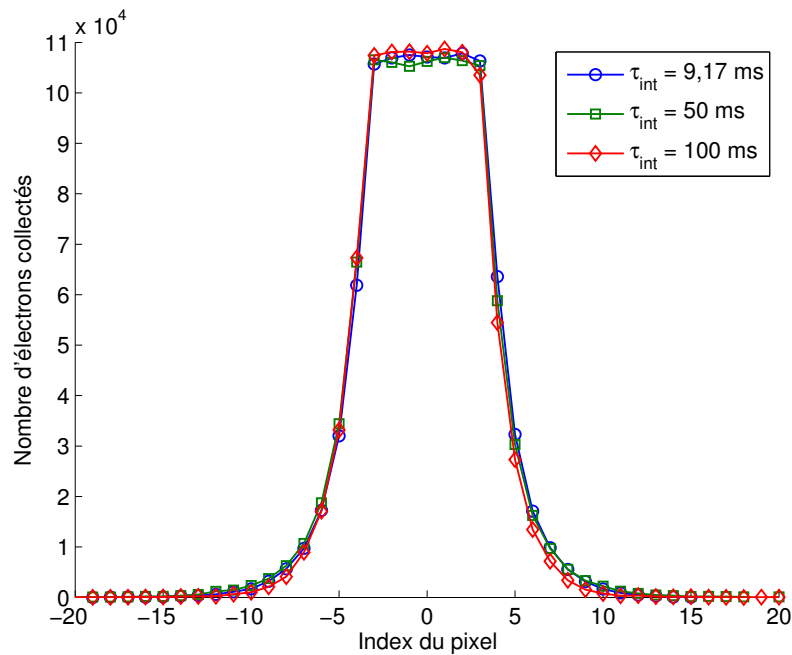


FIGURE IV.6 – Profil axial de l'argon sur le capteur CIS 1 pour trois temps d'intégration différents.

D.3 Comparaison au modèle STARDUST

Il est intéressant d'utiliser un modèle pour prévoir les effets sur un capteur donné. Deux pistes peuvent être explorées : l'utilisation d'un modèle basé sur une résolution analytique ou un modèle empirique. Ici, le choix a été fait de tester un modèle semi-analytique (STARDUST, qui utilise des intégrations numériques sur une solution analytique des équations de diffusion [88]) afin de profiter de la généralité des équations et de s'affranchir des paramètres d'ajustement.

Le modèle de la simulation STARDUST utilise une structure simple, décrite dans l'annexe B. Elle est composée d'une zone de charge d'espace (ZCE) d'épaisseur fixe et du substrat. La ZCE collecte l'ensemble de la charge déposée tandis que la collection dans le substrat est modélisée par un modèle analytique de la diffusion. Le niveau de saturation de la chaîne de lecture est le plus bas dans les capteurs utilisés. Les simulations sont donc tronquées à la valeur expérimentale de la saturation de la chaîne de lecture. La Fig. IV.7 montre les simulations STARDUST (tronquées) et les données expérimentales pour chacun des ions testés à l'UCL.

Les simulations ne nécessitent pas de paramètres d'ajustement, mais elles requièrent la longueur de diffusion du porteur de charge minoritaire dans le substrat, qui dépend de la durée de vie et de la mobilité. Ces valeurs n'ont pas été mesurées puisqu'elles nécessitent des techniques utilisant des échantillons ou des circuits dédiés qui n'étaient pas disponibles. Le substrat possède un faible niveau de dopage de 10^{15}cm^{-3} . La longueur de diffusion retenue pour les simulations est donc de $80 \mu\text{m}$ [119].

L'ordre de grandeur des simulations est correct, cependant les causes de la surestimation ont été recherchées. L'azote possède la différence la plus grande, c'est pourquoi la longueur de diffusion en entrée de la simulation a été modifiée pour réduire cette erreur. La Fig. IV.8 montre les résultats obtenus. L'erreur est minimisée pour l'azote quand la longueur de diffusion est moins importante ($20 \mu\text{m}$), mais celle des ions de plus forte énergie

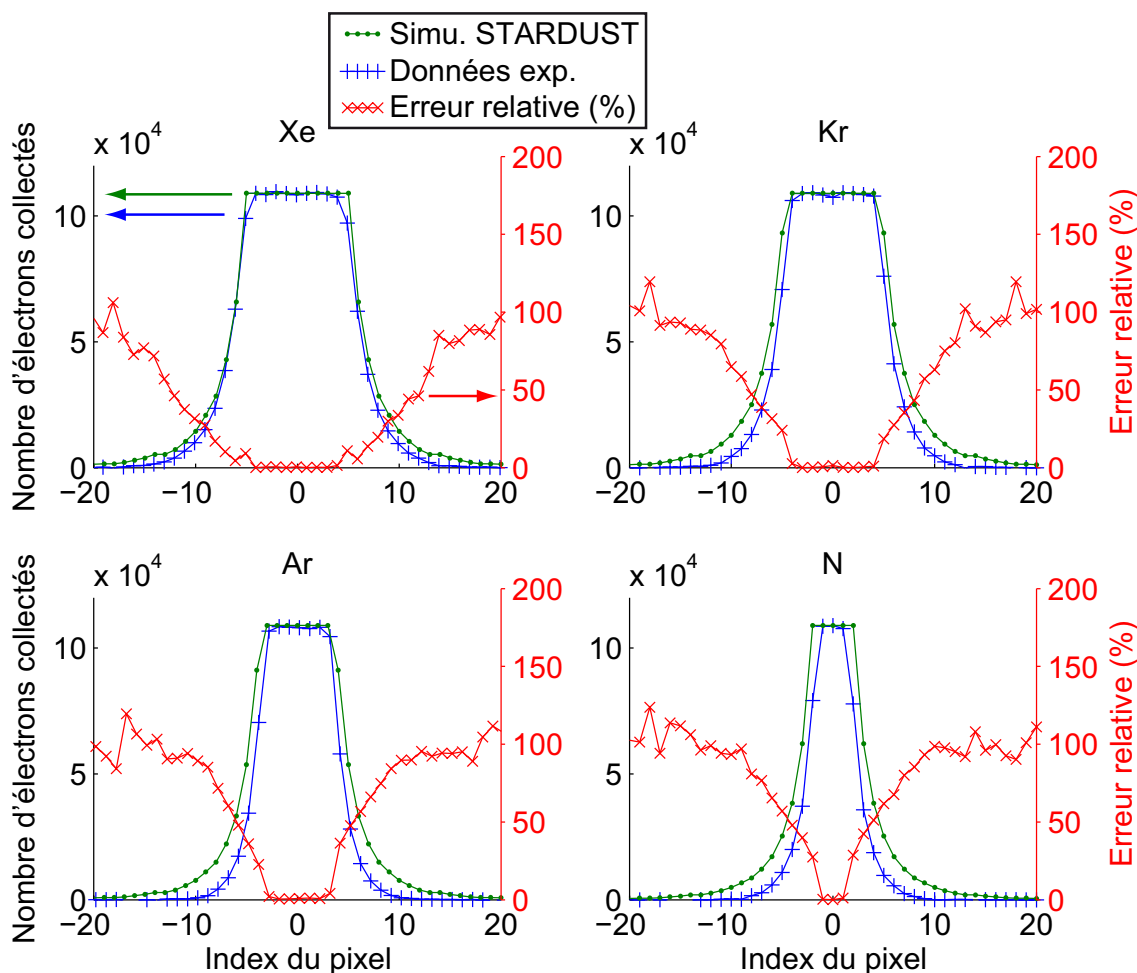


FIGURE IV.7 – Profils radiaux expérimentaux (croix bleues) et simulations (ronds verts) pour chacun des ions sur le CIS 1.

est considérablement augmentée. Cette méthode n'est donc pas valable.

La précision des simulations reste limitée à quelques dizaines de pour cent, ce qui est déjà remarquable compte tenu du nombre d'approximations qui sont réalisées dans le modèle, et du peu d'informations nécessaires à la réalisation du calcul. Du point de vue physique, la négligence des effets des composants situés dans les premiers microns du substrat est justifiée par l'importance relative de la quantité de charges collectées qui remonte du substrat par rapport à celles générées dans ces premiers microns. Une telle justification pose cependant le problème de l'éblouissement.

D.4 Effet d'éblouissement

L'éblouissement est un phénomène souvent observé en optique quand la source possède un flux de photons suffisamment intense pour saturer une ou plusieurs photodiodes. Une partie des charges qui sont générées ne sont alors plus collectées par cette diode et vont diffuser jusqu'aux photodiodes environnantes (qui ne sont pas déchargées). La compréhension du phénomène et sa quantification permettent de savoir si des méthodes de réductions de l'effet peuvent être efficaces pour réduire la taille des SET.

Dans le paragraphe précédent, l'accord entre la simulation et les données est correct. Comme la simulation STARDUST ne prend pas en compte les effets de saturation et

d'éblouissement, cet effet n'apparaît donc pas en sortie du capteur. Dans la suite, l'explication de cette invisibilité va être développée.

La Fig. IV.9 trace la tension V en sortie du capteur en fonction du nombre d'électrons collectés par la diode N_e . Le calcul a été réalisé à partir de l'éq. IV.2 théorique de la capacité C de la diode [87] intégrée numériquement, et de la fonction de transfert de la chaîne électronique mesurée sur le capteur. Q représente la charge de la diode, q la charge d'un électron, ϵ_{Si} la permittivité diélectrique du Si, N le dopage le moins dopé de la jonction et V_{bi} le potentiel interne ("built-in") de la jonction. Le signal de sortie sature pour environ 100 ke- alors que la diode peut collecter jusqu'à 200 ke-. Une partie du signal collecté par la diode est donc "caché" par la saturation de la chaîne de lecture.

$$N_e = \frac{Q}{q} = \frac{1}{q} \int C(V) dV = \int \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Si}} N}{2q(V_{\text{bi}} + V)}} dV \quad (\text{IV.2})$$

Cette partie de la charge qui est collectée, mais n'est pas visible en sortie de la chaîne de lecture est responsable de l'invisibilité de l'effet d'éblouissement en sortie du capteur. Lorsque les charges saturent une photodiode, elles vont diffuser vers les photodiodes voisines qui ne sont pas saturées. Cependant, l'ensemble des diodes saturées et de celles collectant plus de charges que prévu à cause de l'éblouissement est au-dessus du niveau de saturation de la chaîne de lecture. Ce niveau cache donc l'effet d'éblouissement. La Fig. IV.10 illustre le résultat du raisonnement. Les pixels qui sont impactés par l'effet d'éblouissement (pointillés bleus) ont un niveau supérieur à celui de saturation du circuit de lecture (trait rouge). Les pixels visibles en sortie du capteur (barres pleines bleues) suivent donc la courbe calculée par le modèle de STARDUST jusqu'à la saturation du circuit de lecture.

Puisque l'effet d'éblouissement est caché, les variations de conception du pixel visant à réduire cet effet sont potentiellement inutiles pour diminuer l'effet des SET. Le paragraphe suivant le confirme expérimentalement.

D.5 Variations de conception de la photodiode

Le CIS 4 contient des zones avec des variations de conception des pixels. Ces variations incluent des diodes entourées de jonctions P+N, et d'ELT (Enclosed Layout Transistor), visibles sur la Fig. IV.11 qui sont originalement prévues pour diminuer le courant d'obscurité [33].

Le test de ces structures a pour objectif de vérifier que les variations des implants autour de la photodiode ne modifient pas la distribution de la charge observée en sortie du capteur. C'est clairement le cas dans la Fig. IV.12 et la Fig. IV.13 où les profils de collection de charges pour les variantes suivent exactement ceux des photodiodes standard. La seule différence provient du niveau de saturation entre les photodiodes standard et leurs variantes. Puisque les variantes ont des modifications de conception, la capacité de la photodiode change (à cause de la surface et du périmètre de la diode, ou des capacités parasites) et le CVF du pixel est modifié. La tension de saturation (en V) de la chaîne électronique est similaire, mais la conversion en charge (nombre d'électrons) par les différents CVF, montrés dans le Tableau IV.4 modifie ce niveau de façon différente.

Les conclusions importantes sont alors :

- La charge collectée est dominée par la contribution de la partie profonde de la trace (car le modèle simplifié de STARDUST s'applique IV.7).
- L'ajout de profils de dopage autour de la photodiode ne modifie pas le profil de charge visible en sortie du capteur.

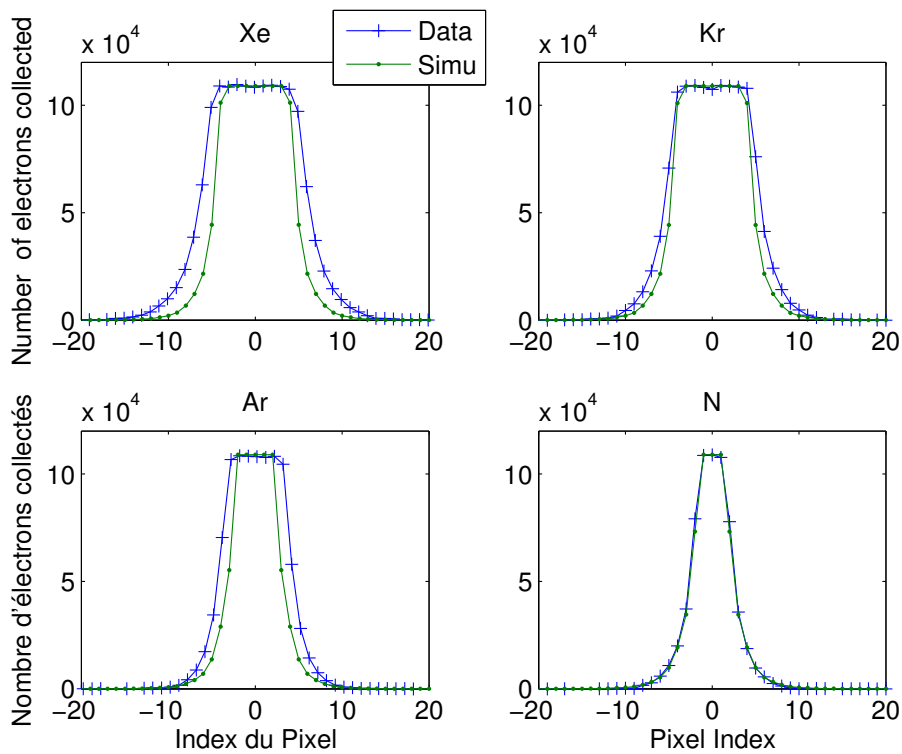


FIGURE IV.8 – Profils radiaux expérimentaux (croix bleues) et simulations (ronds verts) pour chacun des ions avec une longueur de diffusion de $20\mu\text{m}$.

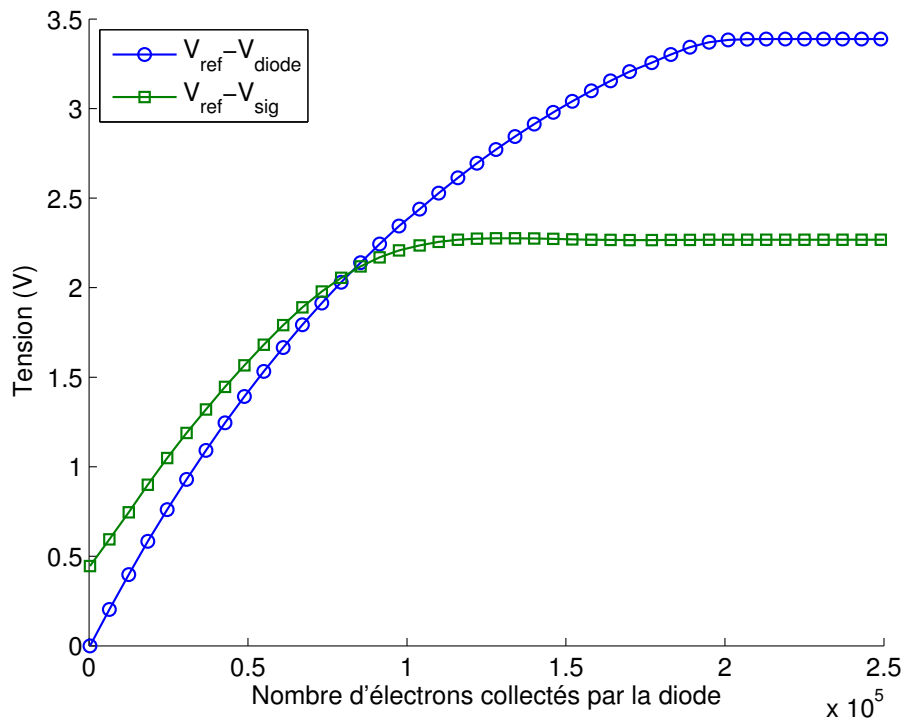


FIGURE IV.9 – Tension en sortie de la diode et en sortie du capteur. La tension de la diode est estimée grâce aux équations. La fonction de réponse de la chaîne de lecture est mesurée expérimentalement.

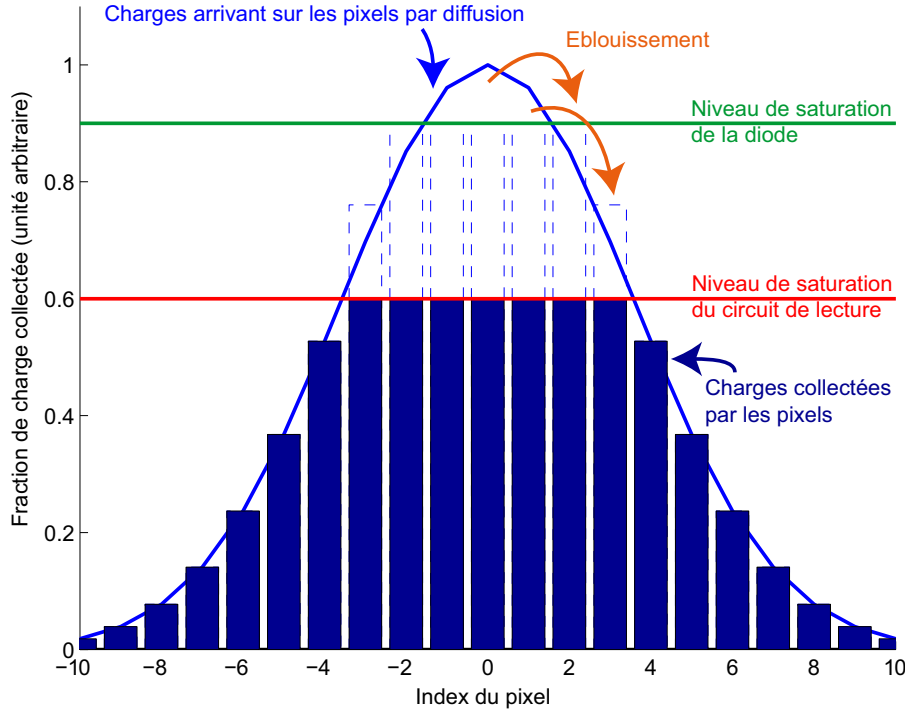


FIGURE IV.10 – Illustration de l’effet d’éblouissement. La courbe gaussienne (en trait plein) représente le dépôt de charge s’il n’y avait pas de saturation. Les charges supplémentaires générées dans les pixels ayant des diodes saturées vont diffuser jusqu’aux pixels voisins non saturés (barres en pointillés). Cet effet est caché par la chaîne de lecture qui sature avant les photodiodes (barres pleines).

- La taille de la diode n’influe pas sur la collection de la charge.

D.6 Variation du pas de pixel

Plus un pixel est grand, plus sa photodiode va collecter un nombre de charges important. La Fig IV.14 montre cet effet pour les capteurs CIS 1 et CIS 4, respectivement aux pas de 7 et 10 μm .

Cependant, la charge déposée dans le silicium et la diffusion des zones profondes du substrat vers la zone de charge d’espace ne changent pas selon la taille des pixels. Si l’on considère que les zones de charge d’espace de toutes les diodes forment une surface collectant les électrons, la quantité $Q(z_0, x, y)$, qui donne le nombre de charges collectées en un point (x, y) de la surface ($z = 0$) pour un point source créé aux coordonnées $x = 0$, $y = 0$ et $z = z_0$ peut être définie.

L’objectif est de calculer la charge collectée. Il faut intégrer $Q(z_0, x, y)$ sur la surface du pixel S_{pix} pour obtenir la charge totale collectée par le pixel $Q_c(z_0)$.

$$Q_c(z_0) = \iint_{S_{pix}} Q(z_0, x, y) dx dy \quad (\text{IV.3})$$

Pour extraire la valeur Q des données, il faut donc normaliser par la surface du pixel. Dans ce cas, le pixel est un carré, donc l’équation IV.4 donne une approximation de la valeur de Q pour un pixel à la ligne k_y et à la colonne k_x .

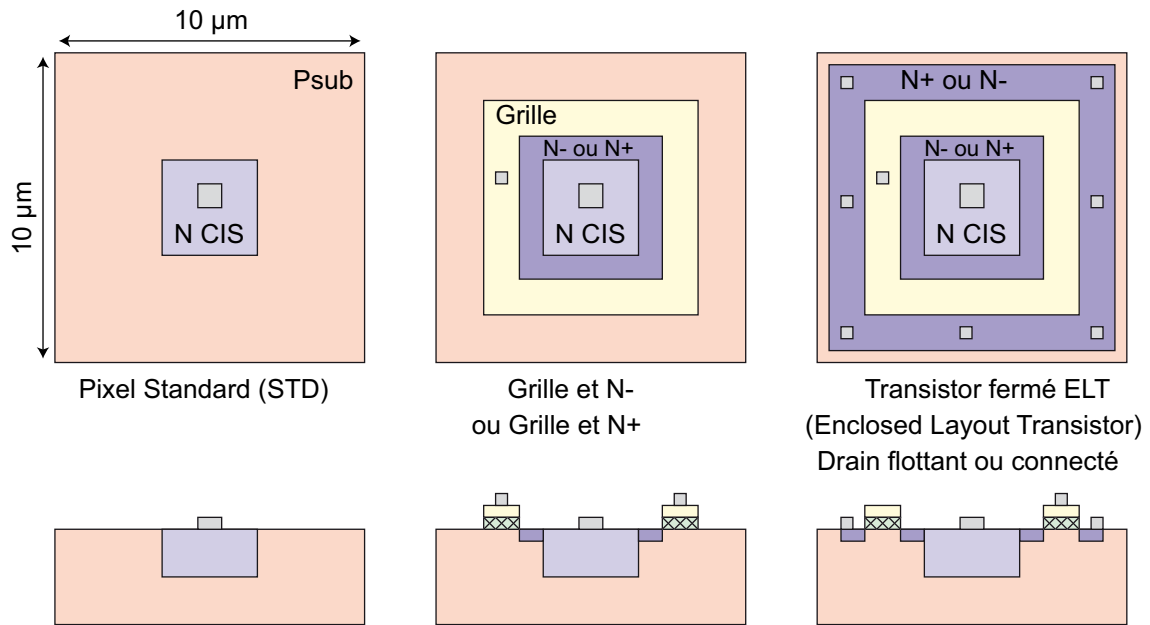


FIGURE IV.11 – Schéma des photodiodes utilisées sur le CIS 4.

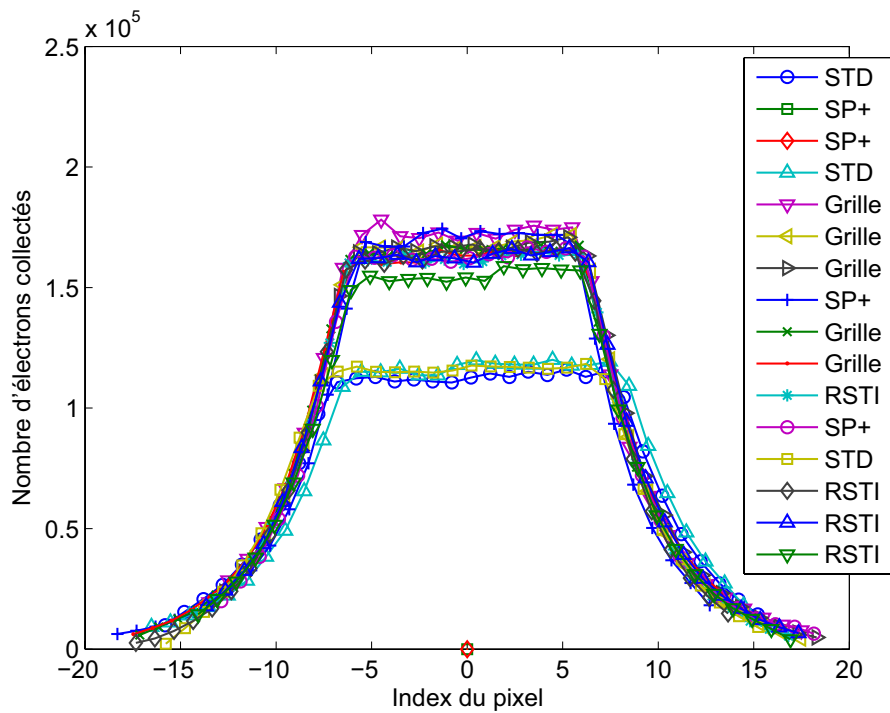


FIGURE IV.12 – Résultats des profils de collection de charges obtenus sur le CIS 4, matrice 2 pour le Kr du GANIL. Les variations incluent des photodiodes standard (STD, entourées de P+ (SP+), avec des oxydes reculés (RSTI).

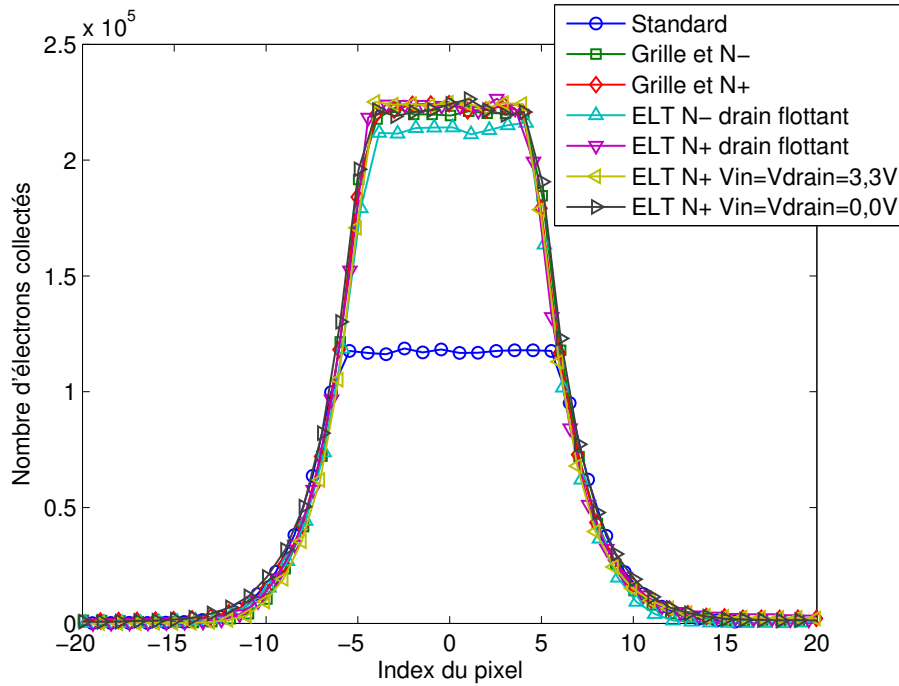


FIGURE IV.13 – Résultats des profils de collection de charges obtenus sur le CIS 4, matrice 1 pour le Kr du GANIL.

$$\bar{Q}(z_0, k_x, k_y) = \frac{Q_c(z_0, k_x, k_y)}{S_{pix}} \quad (\text{IV.4})$$

Pour que cette formule fonctionne, la taille du pixel doit être très inférieure à celle du rayon de la tache, ce qui est le cas pour les deux CIS utilisés. La Fig. IV.15 montre les profils de charge normalisés en fonction de la distance au centre de la tache. Les deux quantités Q et \bar{Q} sont proches pour les pixels de 7 et 10 μm puisque la diffusion des charges générées profondément est le phénomène dominant, et il ne dépend pas de la taille des pixels.

La charge collectée par un pixel à une distance donnée de l'impact ne dépend donc que de la surface de ce pixel. La taille du pixel n'est donc pas un paramètre permettant la réduction de la charge collectée ou de l'étalement de la tache : elle ne peut pas être utilisée comme moyen de durcissement.

E Profils des SET sur les substrats épitaxiés

La couche épitaxiée possède le même dopage que dans le cas des substrats profonds (10^{15}cm^{-3}), et la zone profonde possède un fort dopage de $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$. La longueur de diffusion dans cette zone fortement dopée est de quelques microns [119], ce qui est très faible par rapport à celle de la couche épitaxiée. La perte d'énergie dans cette zone est donc négligée.

Le cas des substrats utilisant une couche épitaxiée diffère à cause de la faible profondeur de cette couche épitaxiée par rapport à la longueur de pénétration de la particule. L'énergie de la particule n'est plus un critère suffisant pour déterminer les SET. Il faut considérer

TABLE IV.4 – Différentes variations utilisées dans le CIS 4.

Matrice	Zone	Variation	Commentaires	CVF ($\mu\text{V}/e^-$)	Sat. (V)	Sat. (millier d'élec- trons)
1	zones1 à 5	ELD	N+ et N- sur le drain, connectés ou flottants	8	1,7	213
	zone5	Grille	Grille et implant N- de surface	8	1,7	213
	zone6	ELD RST	Drain comme nœud de reset, grille comme signal de reset	12,5	1,1	88
	zone7	Grille	Grille et implant N- de surface	8	1,7	213
	zone8	Standard	-	13,3	1,6	121
2	zones 1 et 4	Standard	-	13	1,5	116
	zones 2 et 3	anneau de P+	trop de courant d'obscurité	-	-	-
	zones 5 à 12, zones 14 à 16	diverses	grille / anneau de P+ / oxydes STI reculés	10	1,6	166
	zone 13	Standard	-	13	1,5	116

le dépôt d'énergie de la particule sur le trajet dans le substrat épitaxié, soit la valeur du LET sur la longueur de la couche épitaxiée.

Si l'on se reporte au modèle théorique, tous les points sources générés profondément n'apparaîtront plus à cause des recombinaisons. Le profil de collection par diffusion sera donc moins important et beaucoup plus resserré autour du point d'impact de la particule. La Fig. IV.16 illustre cet effet dans le cas de deux points sources situés dans la couche épitaxiée et dans le substrat profond.

La validation expérimentale de ce raisonnement est montrée dans la Fig. IV.17. Les profils expérimentaux et les simulations ont tous plusieurs pixels saturés suivis d'une brusque descente (sur un ou deux pixels) vers le niveau zéro. Les profils expérimentaux ont une différence de sensibilité due à la différence de conception des pixels, mais ils restent proches.

Par contre le modèle ne s'approche pas du tout de la réalité pour les deux pas de pixels. Une ou plusieurs simplifications dans la résolution du modèle ne sont donc pas valides. L'origine de la différence est à chercher parmi les points suivants :

- Le modèle considère uniquement la couche épitaxiée du substrat. Il est possible qu'une partie des charges générées dans le substrat profond (fortement dopé) soit collectée par les photodiodes. Deux raisonnements physiques peuvent expliquer cela. La longueur de diffusion dans cette partie du silicium est encore de quelques microns ce qui n'est pas négligeable par rapport à l'épaisseur de la couche épitaxiée. L'ion injecte une forte densité de charges dans le substrat, ce qui peut modifier la mobilité localement (durant le temps de diffusion ambipolaire) et provoquer la collection d'un nombre plus important de charges dans le substrat dans un phénomène similaire à l'effet funnel, mais pour une homo-jonction P-/P+.
- L'effet d'éblouissement est peut-être visible dans ce cas. Le profil de la collection de charges étant beaucoup plus abrupt, il est possible que l'effet d'éblouissement apparaisse en dessous du niveau de saturation de la chaîne de lecture. Comme la

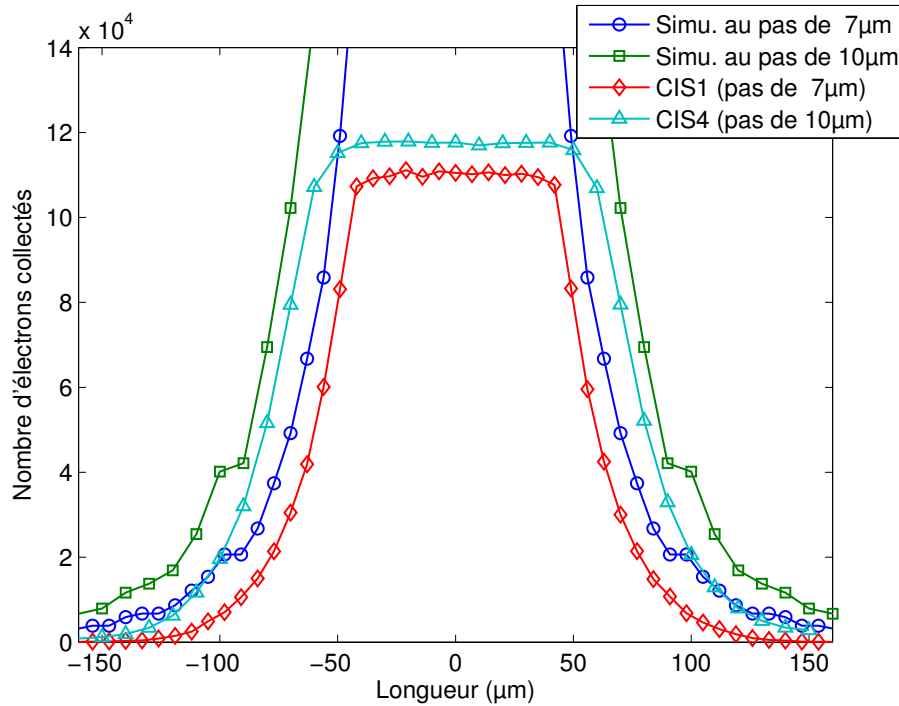


FIGURE IV.14 – Résultats des profils de collection de charges obtenus sur le CIS 1 et le CIS 4.

différence entre les simulations et l'effet est seulement de quelques pixels, cet effet est tout aussi plausible que le précédent.

E.1 Simulations STARDUST avec des profondeurs effectives

La prise en compte de l'effet du substrat profond (sous la couche épitaxiée) dans le modèle du logiciel de simulation STARDUST n'est pas implémentée. Cependant, il est possible d'utiliser une profondeur de Si qui soit plus importante dans la simulation que la profondeur réelle sur le capteur. En utilisant cette méthode, la profondeur effective utilisée dans la simulation prend en compte les charges générées plus profondément et augmente la largeur du profil et la charge totale collectée. L'implémentation de cette méthode nécessite une connaissance de la profondeur effective.

Pour la trouver, plusieurs simulations ont été lancées avec différentes profondeurs effectives pour l'épaisseur du substrat. La Fig. IV.18 donne la charge totale collectée pour les simulations de capteurs aux pas de 7 et 10 μm en fonction de la profondeur du substrat. La saturation est prise en compte en limitant la charge collectée par chaque pixel au même niveau que l'expérience. Dans ce cas, la courbe est linéaire, ce qui signifie que le LET est presque constant sur l'ensemble de la profondeur considérée. La profondeur effective peut alors être extrapolée à partir de la charge totale mesurée expérimentalement, pour le même ion que la simulation (le Kr du GANIL dans la Fig. IV.18). Dans le cas où le LET n'est pas constant, la profondeur effective du substrat peut être déterminée à partir d'une interpolation.

La Fig. IV.19 regroupe les simulations pour les capteurs CIS 2 et CIS 3. Les simulations utilisant la profondeur effective donnent un profil très proche des données expérimentales. Cependant, les deux profondeurs de diffusion sont complètement différentes. Plusieurs causes peuvent provoquer cette différence : les capteurs sont différents et la variabilité du

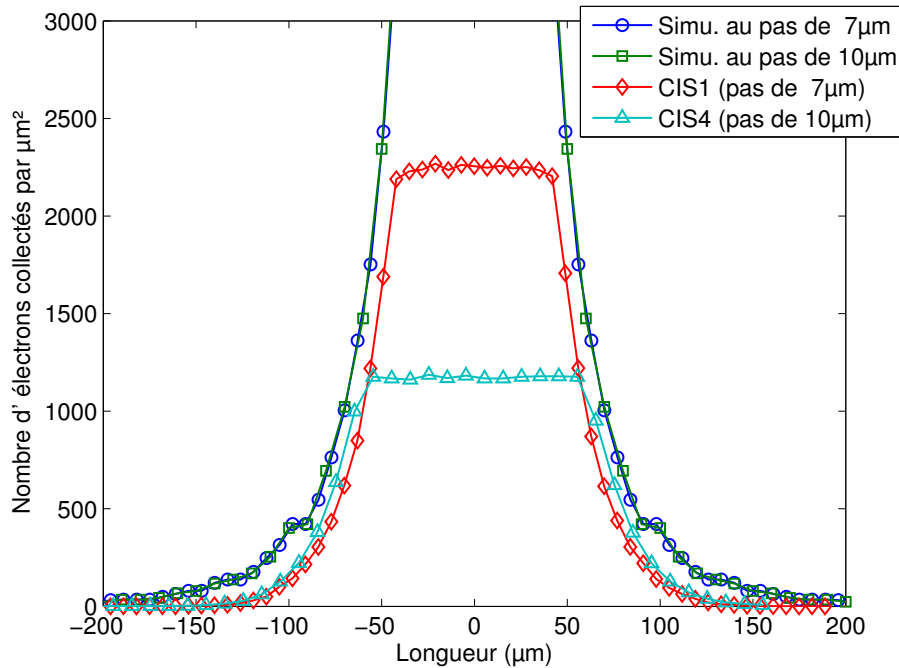


FIGURE IV.15 – Résultats des profils de collection de charges normalisés par la surface des pixels, pour les capteurs CIS 1 et le CIS 4.

procédé de fabrication peut induire une différence de l'épaisseur de la couche épitaxiée. Le blooming peut aussi jouer un rôle non négligeable dans l'étalement du SET. Ces deux causes sont dépendantes du capteur et de la conception de la photodiode. La profondeur effective doit donc être recalculée dans ces deux cas.

Pour tester la validité de l'utilisation de la profondeur effective, il faut simuler les structures pour des ions différents, ayant des LET variés. La Fig. IV.20 montre la comparaison entre les données du CIS 3 et les simulations pour l'ensemble des ions de l'UCL, en utilisant la profondeur effective extraite à partir de l'ion Kr du GANIL. Les profils extraits des données et ceux des simulations sont proches, ce qui prouve la validité de la méthode, quel que soit l'ion testé.

Les profils de la charge collectée obtenus pour les CIS sur substrat épitaxié sont donc nettement moins étendus que ceux des CIS sur substrat uniforme. L'étalement de la tache est presque deux fois moins important, ce qui en fait un excellent moyen de durcissement pour les applications spatiales. L'utilisation de STARDUST pour simuler le dépôt d'énergie requiert la connaissance de la profondeur effective de Si à utiliser dans le modèle. L'extraction de cette profondeur effective peut être faite pour n'importe quel ion, mais reste spécifique au capteur utilisé. La simulation donne alors des résultats corrects. Une voie d'amélioration du code STARDUST serait d'ajouter un modèle prenant en compte la jonction entre les couches et le substrat profond. La notion de profondeur effective serait alors inutile pour les simulations des puces sur un substrat épitaxié.

F Charge totale collectée

Nous définirons la charge totale collectée comme la somme des charges obtenues sur chacun des pixels en sortie du capteur. La comparaison de cette valeur à celle du nombre de charges générées par l'ion donne l'efficacité de collection du capteur. L'efficacité de

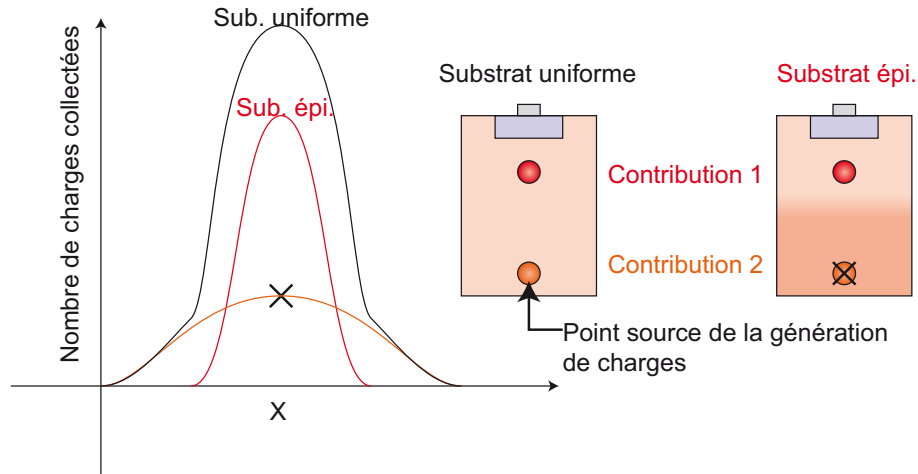


FIGURE IV.16 – Illustration de l’effet des contributions recombinées dans la partie fortement dopée des substrats épitaxiés. Dans le cas réel, la trace de la particule est divisée en un grand nombre de points sources.

collection dépend de l’énergie déposée par l’ion incident et du processus de collection. La charge totale collectée est donc un paramètre important, quelle que soit l’application. Dans le cas du durcissement pour l’environnement spatial, on cherchera à réduire cette valeur. Dans le cas de détection en physique des particules, cette valeur doit être maximisée.

Pour estimer la charge totale collectée, l’ensemble des valeurs des pixels sur une fenêtre carrée sont sommées. La Fig. IV.21 montre l’évolution de la somme selon la taille du côté du carré. Toutes les courbes finissent par un plateau qui donne la charge totale collectée par la matrice pour un ion donné. Ces courbes peuvent également être utiles pour définir la taille des taches observées avec un critère commun pour tous les ions (par exemple pour 95% de la charge totale collectée).

La charge totale collectée est une valeur qui dépend directement de la quantité d’énergie déposée dans le silicium. Les particules utilisées ici sont toutes arrêtées dans le substrat, et la longueur de diffusion de celui-ci est de $80\mu\text{m}$. Les électrons générés par l’ion sont donc théoriquement tous collectés par les photodiodes. La valeur de la somme des pixels doit donc être très proche de la valeur théorique calculée avec l’éq. IV.5, avec N_{e^-} le nombre d’électrons collectés, E l’énergie totale de la particule, et ϵ_{ehp} l’énergie nécessaire pour produire une paire électron-trou.

$$N_{e^-} = \frac{E}{\epsilon_{\text{ehp}}} \quad (\text{IV.5})$$

Dans le cas des substrats épitaxiés, la situation est différente. Les particules ont une pénétration plus importante que l’épaisseur du substrat. La charge est alors obtenue en intégrant le LET de la particule sur la longueur de l’épaisseur du substrat épitaxié. L’intégration est faite numériquement en utilisant les données du logiciel SRIM (LET en fonction de la profondeur) [17].

La comparaison des données calculées et mesurées est affichée dans la Fig. IV.22. Quels que soient le capteur et l’ion, la différence entre le calcul et la théorie est immense. Pour réduire cette différence, la saturation du circuit de lecture doit être prise en compte. D’après la Fig. IV.9, 66% de la charge réellement déposée dans un pixel est visible en sortie du capteur. La charge totale “cachée” peut alors être estimée en multipliant la charge “cachée” sur chaque pixel par le nombre de pixels saturés. Cette estimation est visible sur

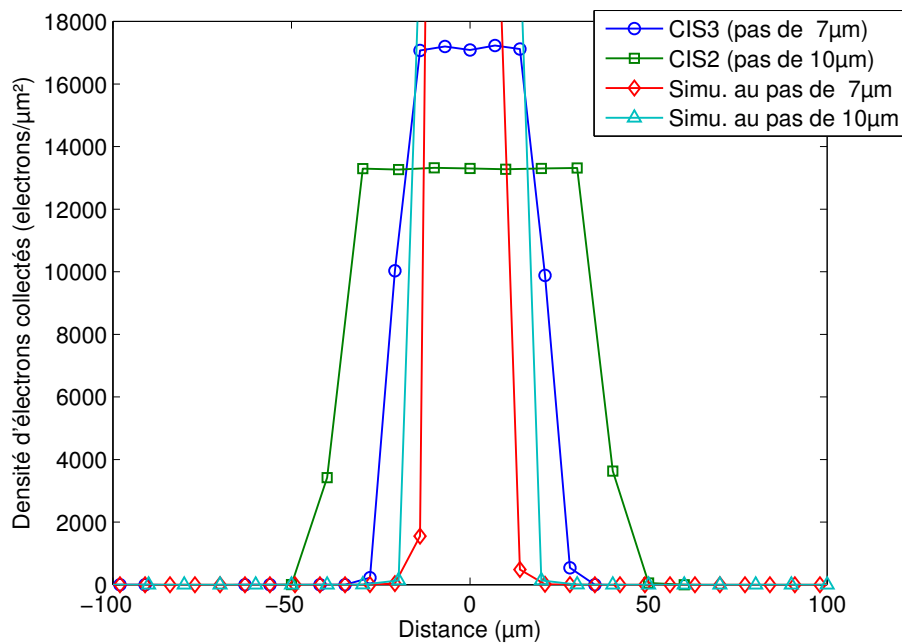


FIGURE IV.17 – Profils de la collection de charges pour les capteurs utilisant un substrat épitaxié : CIS 2 et CIS 3, pour le Kr du GANIL.

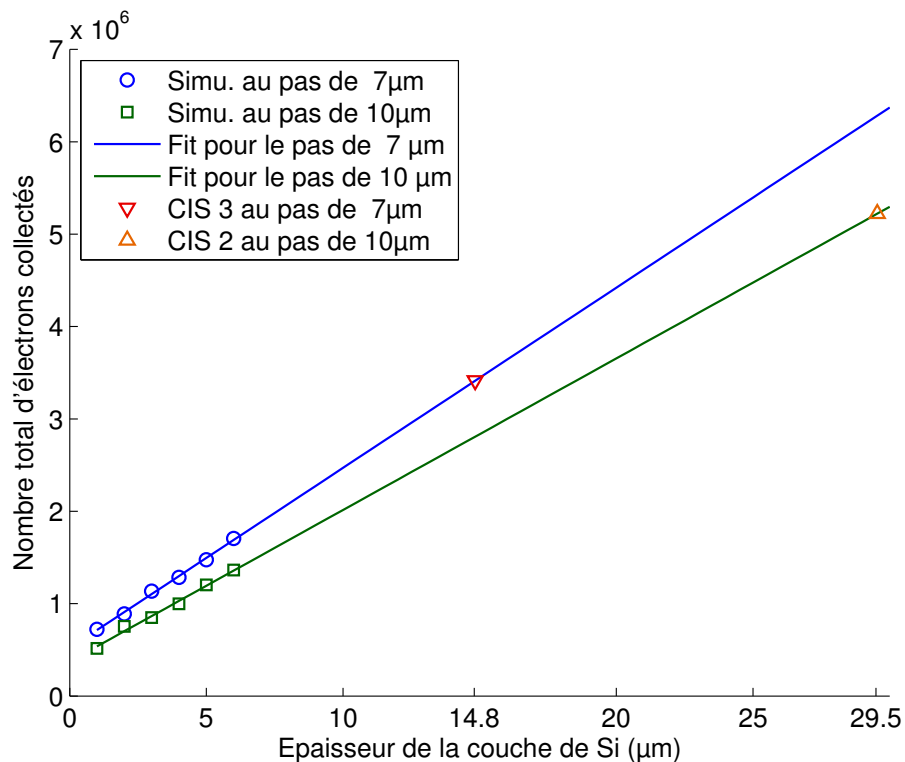


FIGURE IV.18 – Charge totale collectée par la matrice en fonction de l'épaisseur de la couche de silicium pour les simulations STARDUST de l'ion Kr du GANIL. La relation trouvée est linéaire, ce qui permet d'extrapoler une épaisseur effective de la couche épitaxiée.

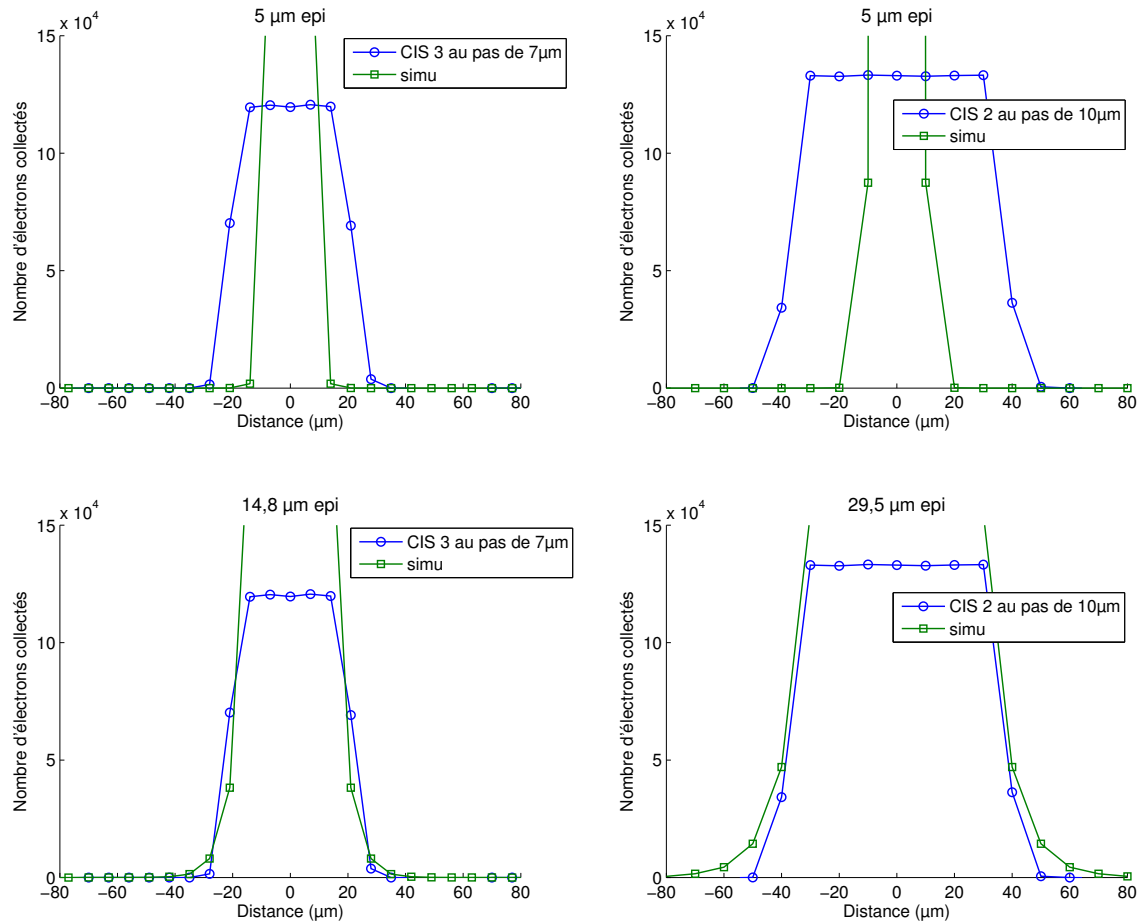


FIGURE IV.19 – Simulation des profils pour l'ion Kr du GANIL sur le CIS 2 et le CIS 3. Les deux premières simulations sont faites pour une profondeur effective arbitraire, les deux dernières simulations utilisent la profondeur effective déterminée par la méthode de la charge totale collectée.

les barres d'erreur de la Fig. IV.9. La courbe de collection prenant en compte les barres d'erreur est en meilleur accord avec la charge calculée, quels que soient le substrat et l'ion utilisés. L'efficacité de collection reste cependant toujours inférieure à 100% puisqu'une partie des charges sont recombinées dans le substrat et les surfaces entre le silicium et les oxydes.

Cette section prouve que la chaîne de saturation joue un rôle important sur la charge vue en sortie du capteur. En prenant en compte la charge réellement collectée par les diodes, la quasi-totalité de la charge déposée (pour un substrat uniforme ou épitaxié) est collectée par les diodes. Cependant, l'utilisation d'un substrat épitaxié permet de réduire la charge déposée par la particule dans le capteur en réduisant drastiquement la longueur de collection. Encore une fois, le substrat épitaxié montre une réduction de l'effet des SET, et peut donc être utilisé comme un moyen de durcissement du capteur.

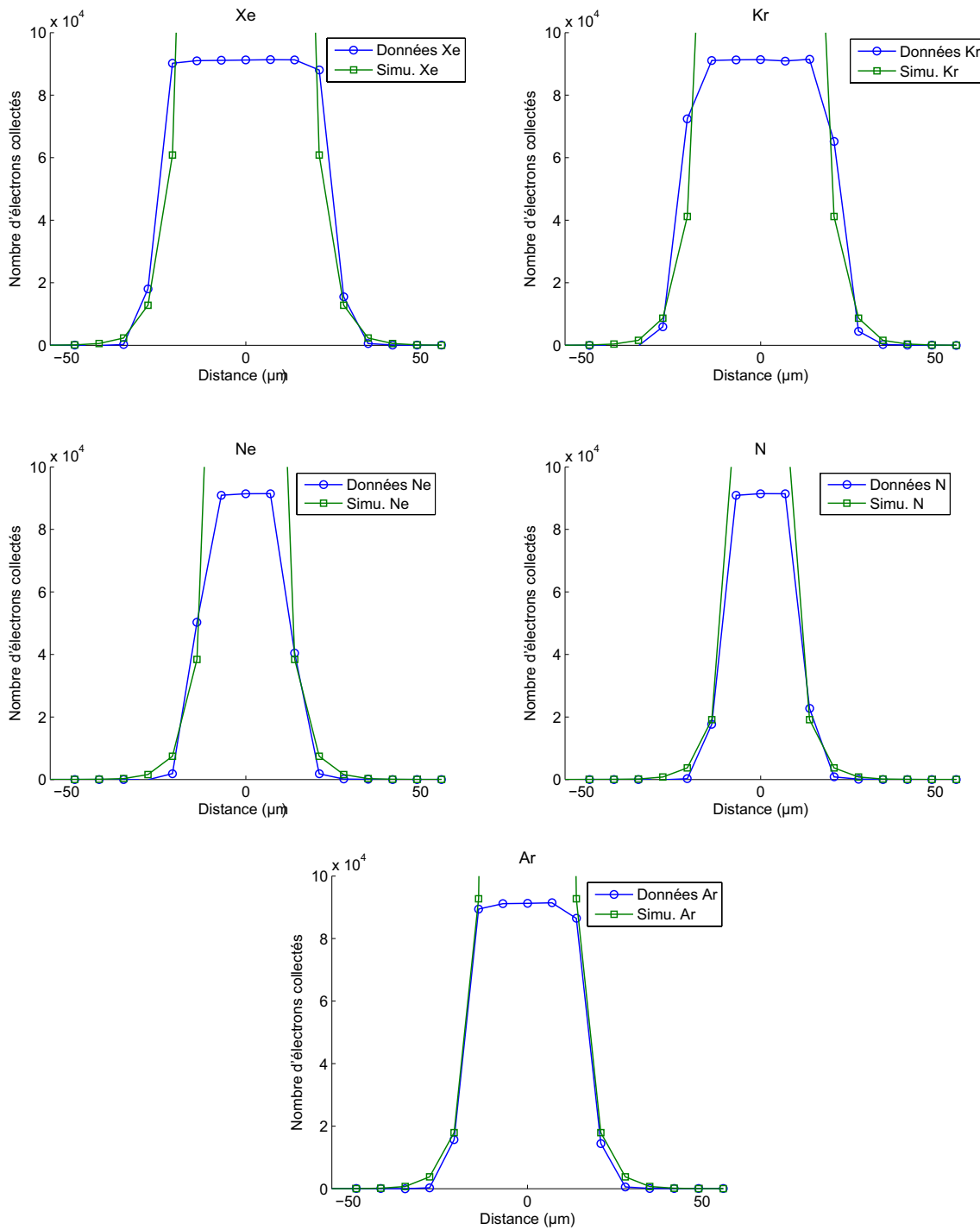


FIGURE IV.20 – Simulation des profils pour tous les ions de l'UCL sur le CIS 2.

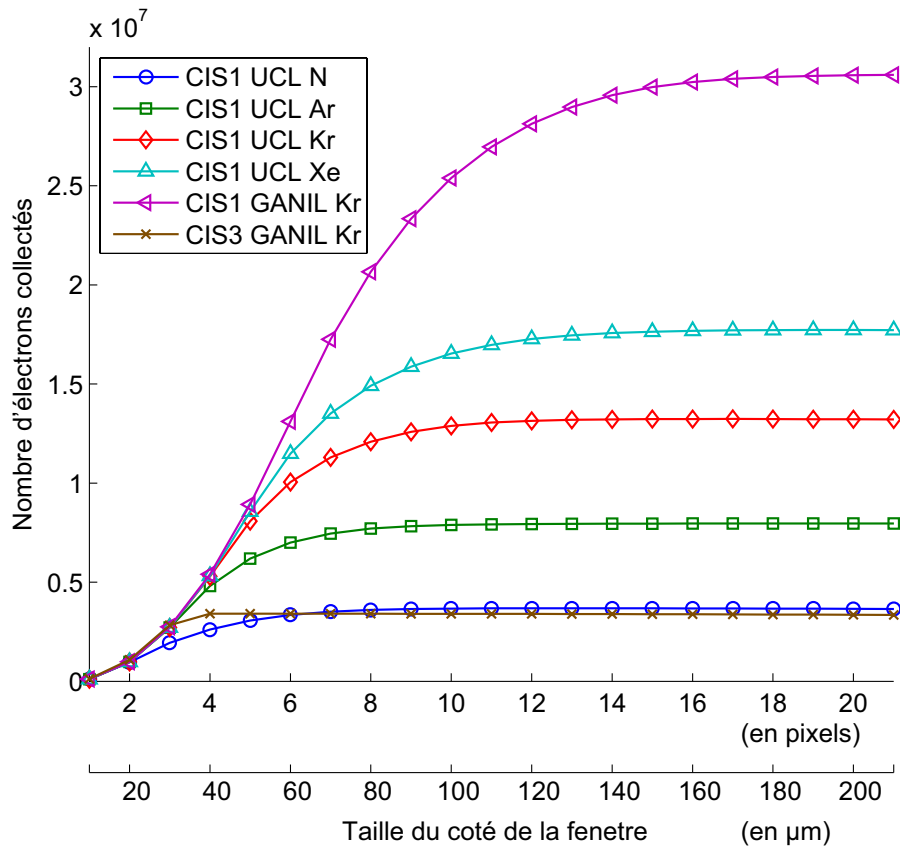


FIGURE IV.21 – Somme des pixels sur une fenêtre carrée en fonction de la taille du côté de cette fenêtre (en nombre de pixels et en μm) pour les capteurs CIS 1 et CIS 3.

G Impact des SET sur plusieurs images : “Hard” et “Soft” reset

L’ensemble des sections précédentes se concentre sur la perturbation de l’image qui suit directement l’impact de l’ion. En réalité, les performances du capteur ne sont pas idéales, et les SET peuvent perturber plusieurs images selon la configuration de reset du capteur : “soft” et “hard” reset.

G.1 “Soft” reset et rémanence

La section F du chapitre II explique que la configuration du capteur en “soft” reset permet de gagner un facteur $\sqrt{2}$ sur le bruit de lecture [82]. Cependant, il apparaît un problème de rémanence sur les capteurs. Ce problème est maximal dans le cas du test aux ions lourds puisque les charges sont générées sur une seule image, et le reste des images sont prises dans le noir. La configuration est similaire dans le cas des applications spatiales si l’on observe une portion faiblement éclairée de l’univers. Il est alors important de déterminer le nombre d’images affectées par un ion. Le problème provient du capteur et non de l’injection des ions, le nombre d’images affectées ne doit donc pas changer par l’utilisation de deux capteurs similaires utilisant un substrat différent. La Fig. IV.23 montre l’image précédant et les images suivant l’impact d’un ion Kr au GANIL pour deux CIS au même pas de pixels mais avec des substrats différents (uniforme et épitaxié). Dans les deux cas, huit images sont impactées pour un niveau supérieur à 100 électrons sur les

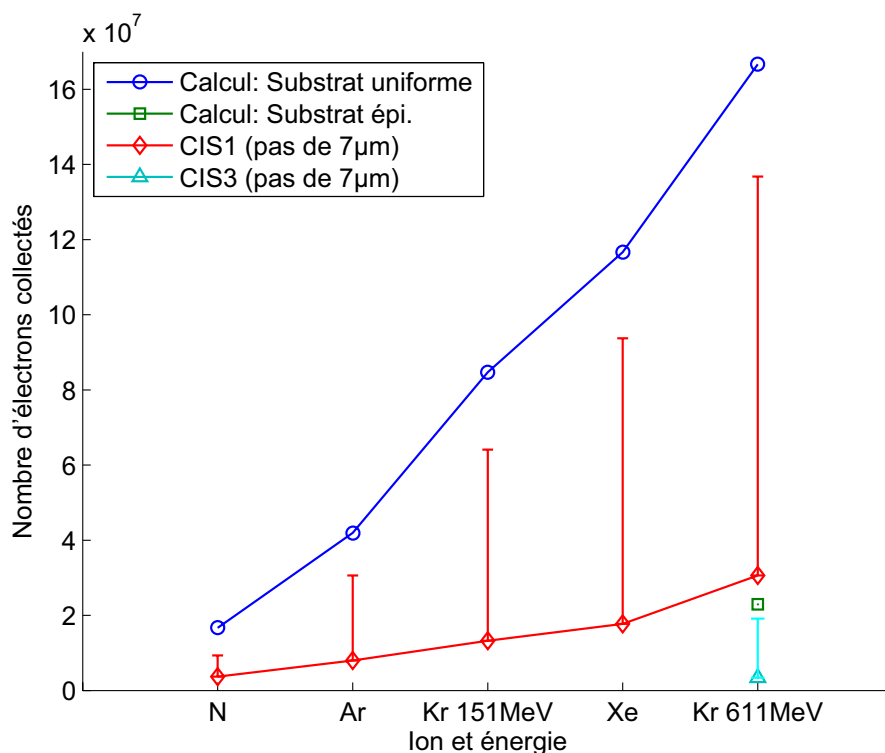


FIGURE IV.22 – Charge totale collectée et calculée sur les capteurs aux pas de $10\mu\text{m}$, CIS 1 et CIS 3. Les barres d’erreur représentent la quantité de charges qui sont effectivement collectées par les diodes, mais ne sont pas visibles à cause de la saturation du circuit de lecture.

pixels.

La Fig. IV.24 montre l’évolution du nombre de charges visible sur un pixel (initialement saturé) sur plusieurs images successives. La diminution de la charge sur le transistor peut être approximée par une exponentielle décroissante. La constante de temps b donne une information sur la rémanence. Dans ce cas, le capteur CIS 2 à une constante de temps de 17 ms, moins importante que le capteur CIS 1 (33ms).

La rémanence sur un pixel 3T est due au problème du reset vu dans la section F du chapitre II. Comme le reset est une caractéristique de la photodiode (capacité) et du transistor de reset (M1), la rémanence est une caractéristique spécifique au pixel utilisé. De plus la différences de fabrication des transistors peut apporter des variations entre les technologies de fabrication pour un même pixel.

Pour certaines applications, la rémanence affecte un nombre important d’images. Une des méthodes de réduction de cet effet passe par l’utilisation d’une autre méthode de réinitialisation : le “hard” reset.

G.2 “Hard” reset

Dans le chapitre II, la section F explique que la configuration du capteur en “hard” reset permet de réduire l’effet de la rémanence (lag) dans les capteurs 3T, au prix d’une augmentation du bruit. L’utilisation de ce mode de lecture doit permettre de supprimer la rémanence due au capteur pour n’observer que celle des charges physiques. La section D.2 de ce chapitre montre que l’effet du temps d’intégration est négligeable, donc la part des

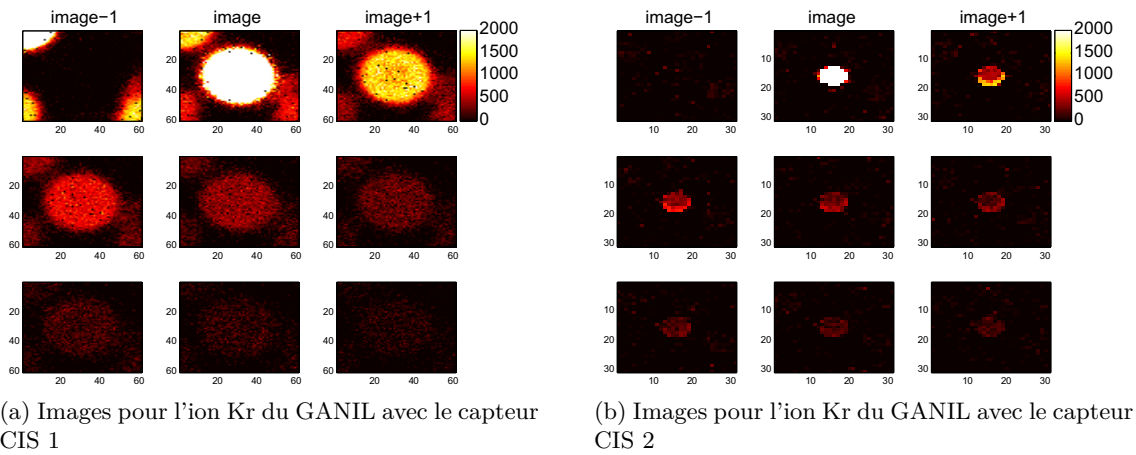


FIGURE IV.23 – Image précédant et images suivant un impact d'ion pour un capteur en “soft” reset. L'échelle de couleur représente le nombre d'électrons collectés.

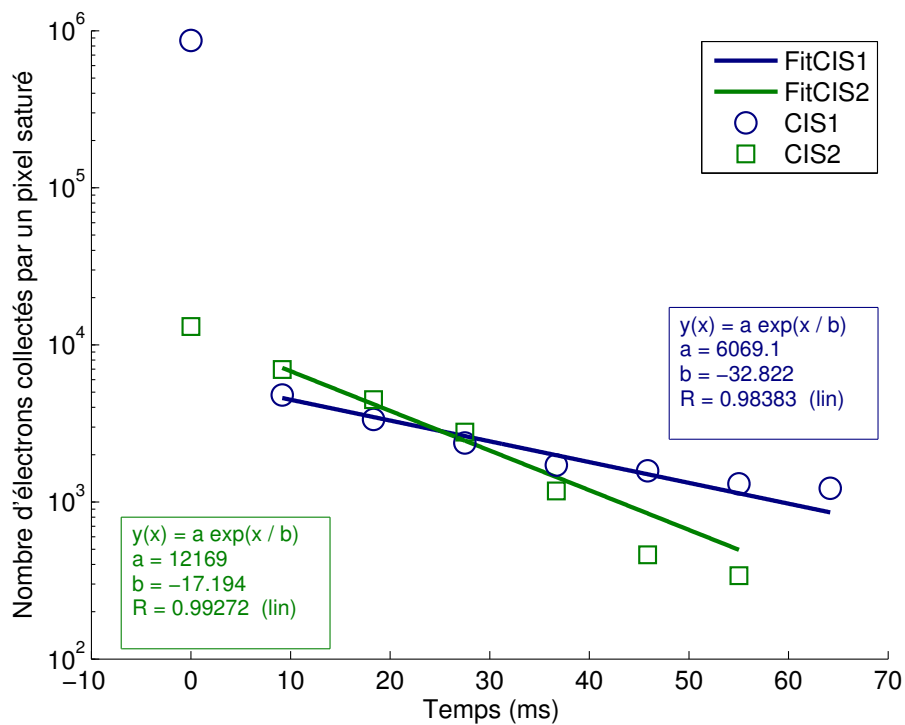


FIGURE IV.24 – Charge visible en sortie d'un pixel saturé au cours du temps. L'échelle de temps est déterminée à partir de la première image impactée par le SET et de la durée d'acquisition d'une image (9,17ms).

charges qui ne sont pas collectées durant les 9,17 ms d’intégration doit être négligeable dans l’image suivante.

La Fig. IV.25 montre les images précédant et suivant un impact d’ion pour un capteur en “hard” reset. L’effet de rémanence a complètement disparu. Cependant, un autre effet apparait : la deuxième image après l’impact d’un ion possède une zone où le signal est négatif autour de la position du point d’impact de l’ion.

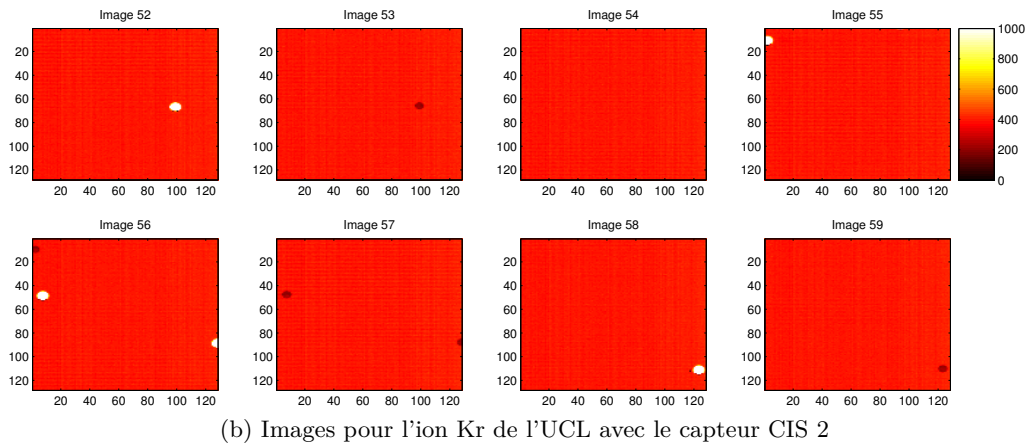
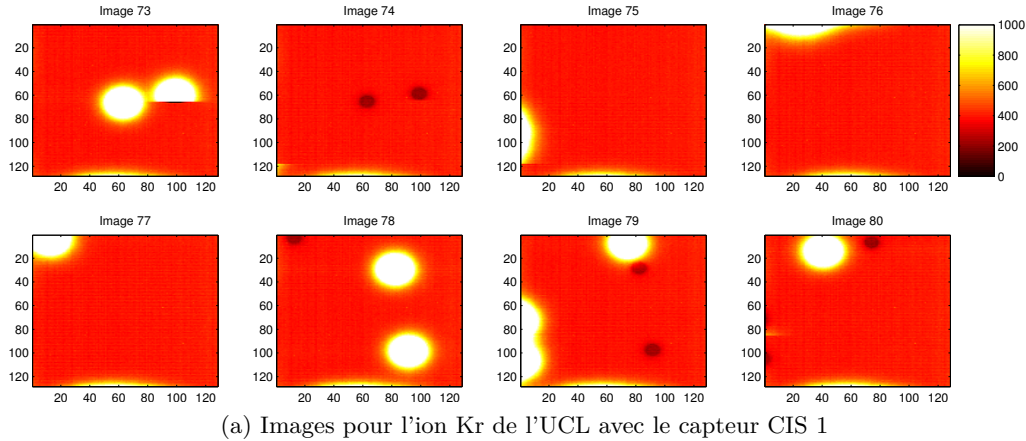


FIGURE IV.25 – Image précédant et images suivant un impact d’ion pour un capteur en “hard” reset. L’échelle de couleur représente le nombre d’unités du CAN.

Une tension négative en sortie du capteur ΔV implique que la référence V_{ref} est moins élevée que le signal utile V_{sig} : $\Delta V = V_{\text{ref}} - V_{\text{sig}} < 0$. Lorsque l’on trace le signal de sortie d’un pixel, plusieurs perturbations peuvent expliquer le phénomène.

- Dans la Fig IV.26, la tension flottante de la photodiode peut augmenter durant l’intégration. Le signal plus élevé est échantillonné pour la référence, puis le reset le remet à son niveau d’origine avant de l’échantillonner.
- Dans la Fig IV.27, le transistor de reset peut être perturbé par l’impact de l’ion. Il peut être trop important sur le premier reset après l’impact de l’ion. La référence est alors moins importante que le signal dans la seconde image après l’impact.
- Dans la Fig IV.28, la légère diminution de la tension de sortie après chaque reset est due à un phénomène de couplage capacitif. Ce couplage est dépendant de la tension aux bornes de la diode. S’il est perturbé par le passage de l’ion, la tension perdue par le couplage capacitif est diminuée et peut provoquer le signal négatif.

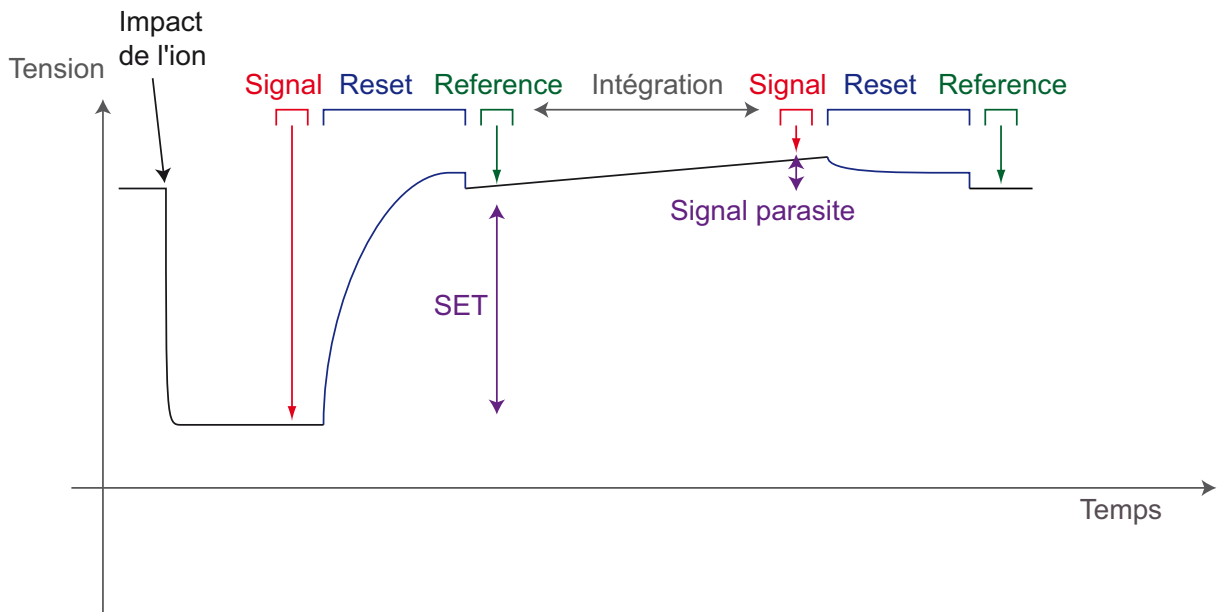


FIGURE IV.26 – Tension de sortie d'un pixel pour l'hypothèse d'une recharge de la diode pendant le temps d'intégration.

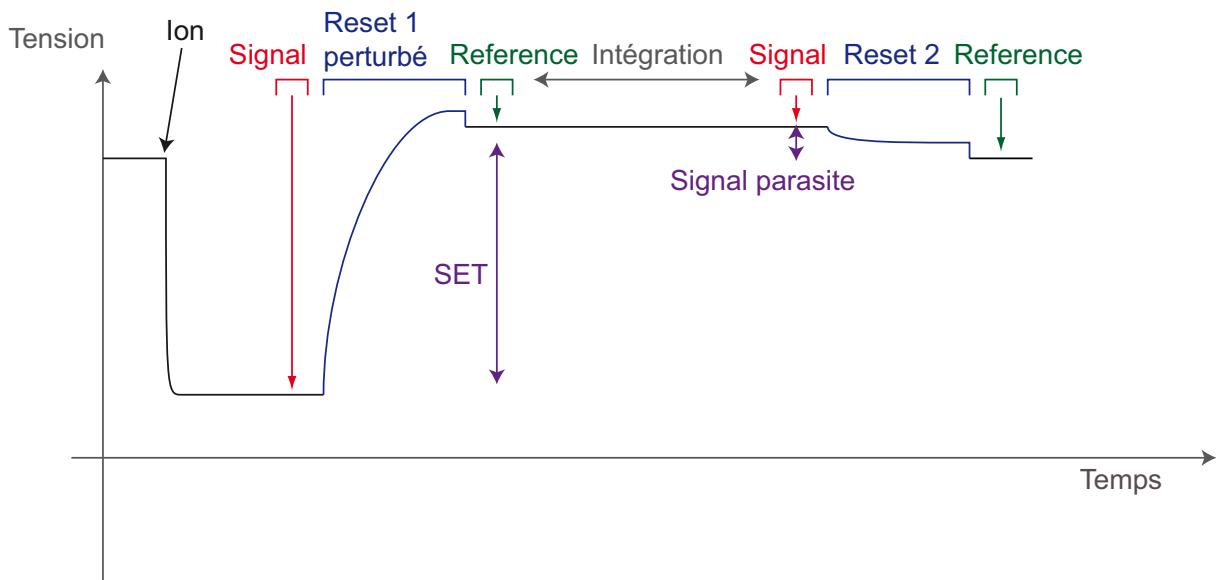


FIGURE IV.27 – Tension de sortie d'un pixel pour l'hypothèse d'un reset trop élevé après l'impact de l'ion (reset 1) et qui décharge la photodiode deux images après (reset 2).

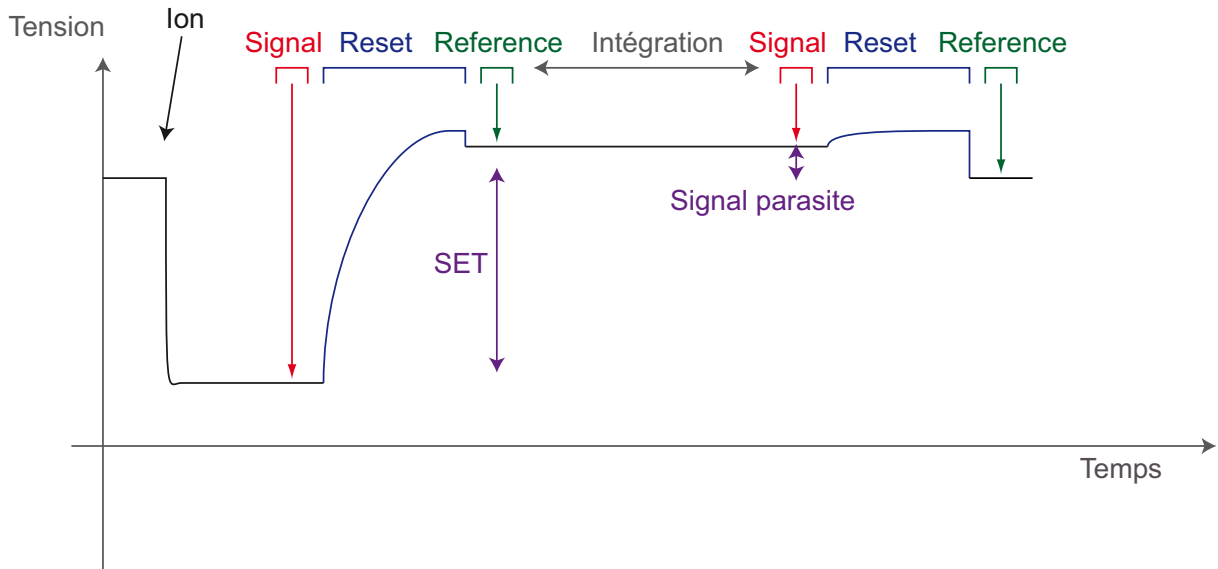


FIGURE IV.28 – Tension de sortie d'un pixel pour l'hypothèse d'un effet de couplage affecté par l'impact de l'ion.

Dans ces trois hypothèses, les deux premières impliquent une tension aux bornes de la photodiode qui soit plus importante que celle de l'alimentation de reset. Comme aucune physique ne peut l'expliquer, la troisième solution semble la plus plausible. La vérification d'une de ces hypothèses nécessite d'observer la tension de sortie d'un pixel impacté. Cette mesure est réalisable au niveau du capteur en bloquant l'adressage sur un pixel particulier. Ce pixel doit être ensuite soumis à une génération brève, mais intense (haute injection). Deux principaux dispositifs existent : la ligne micro-faisceau [94, 120] et le laser pulsé [121]. La validation expérimentale n'a pas été effectuée durant cette thèse.

H Conclusion du chapitre

L'étude expérimentale du capteur 3T est indispensable puisque ce type de pixels présente la structure de base des circuits plus complexes (4T et 5T à photodiodes pincées, capteurs à détection d'évènements, etc.). Les particules provoquent l'apparition de points lumineux et de taches circulaires et semi-circulaires.

Les points lumineux proviennent des SET sur les décodeurs. Les décodeurs de ligne sont rarement affectés puisque l'ion doit frapper pendant la durée des signaux d'échantillonnage. L'effet est une partie de ligne lumineuse. Au contraire, les décodeurs de colonne sont beaucoup plus probables puisqu'ils peuvent être affectés durant le temps de lecture de chaque ligne. La signature est différente puisqu'il s'agit de pointillés lumineux de longueur et d'espacement variables. Les décodeurs peuvent être protégés par conception particulière (filtrage, échantillonnage temporel multiple, transistors ronds, redondance) [122, 123, 124], mais ces effets sont largement moins probables que les SET sur la matrice et ont une signature facilement reconnaissable pour le traitement d'image.

Le mode de lecture utilisé est responsable de la séparation des taches circulaires sur deux images successives, en commençant par la partie inférieure, puis la partie supérieure sur l'image suivante. Même si la tache peut être reconstruite avec les deux images ; la ligne de séparation de ces taches semi-circulaires possède un signal qui est potentiellement corrompu, selon le moment de l'impact de l'ion dans le cycle de lecture. L'analyse des SET

est donc réalisée avec des SET entiers (circulaires).

Dans les substrats uniformes, la taille des taches et la charge totale déposée dépend de l'énergie de la particule incidente puisque celle-ci est totalement arrêtée dans l'épaisseur du substrat. Le logiciel de simulation STARDUST, qui contient un modèle de diffusion, permet de simuler les taches des ions avec une erreur relativement faible. Il ne prend cependant pas en compte le phénomène de saturation du circuit de lecture. Les simulations doivent donc être tronquées à ce niveau de saturation. Le succès de ces prédictions provient du phénomène physique majoritaire pour les substrats uniformes : la diffusion des électrons générés profondément dans le substrat. De plus, les effets d'éblouissement susceptibles d'apparaître sont cachés par le circuit de lecture qui sature avant la photodiode. Les variations de conception de ces photodiodes n'ont donc aucun effet sur les SET. Les variations de pas de pixels changent seulement la quantité de charge collectée par chaque pixel, mais la densité surfacique de charge reste la même. Le pas du pixel, et la variation de conception de la photodiode ne peuvent donc pas servir comme des moyens de durcissement pour les effets singuliers.

La charge totale collectée est cachée par la saturation du circuit de lecture. La quasi-totalité de la charge théoriquement déposée est collectée si cet effet est pris en compte dans le calcul. Ce calcul fonctionne pour les substrats uniformes et épitaxiés. La méthode est cependant différente pour les substrats épitaxiés puisqu'ils nécessitent l'intégration du LET sur l'épaisseur de la couche épitaxiée. La charge totale est donc fortement réduite sur les substrats épitaxiés qui peuvent être utilisables comme un moyen de durcissement. Dans ce cas, l'épaisseur la plus fine de la couche épitaxiée est le moyen de durcissement le plus efficace contre les SET.

La compréhension de tous ces phénomènes sur les capteurs 3T nous permet donc de disposer d'une base solide pour étudier les capteurs plus complexes. La section suivante s'intéresse aux SEE dans les capteurs 4T qui utilisent une structure photosensible particulière : la photodiode pincée. L'étude de ces capteurs est importante puisqu'ils sont très largement utilisés dans l'industrie pour leurs bonnes performances électro-optiques.

TABLE IV.5 – Récapitulatif des effets attendus et observés sur les CIS à pixels 3T

Évènements	Location	Observé	Description
SET	Photodiodes	Oui	Un SET pour chaque impact d'ion sur la matrice de pixels
SET	Capacités d'échantillonnage	Non	Difficile à observer (confondu avec du bruit RTS) et de probabilité très faible
SET	Décodeurs	Oui	Observé sur les décodeurs lignes et colonnes
SEU MBU MCU	-	Non	Pas de bascules, ni de cellules mémoires dans les capteurs utilisés
SEL	Circuits d'adressage ligne et colonne	Non	La simulation est bien valide (pour la fonderie A)
SES	-	Non	reporté pour le SOI et la puissance seulement
SEFI	Décodeur	Non	cf. SEL
SEB	-	Non	cf. SEL
SEGR	tous les transistors MOS	Non	Pour les irradiations choisies, les ions ne sont pas assez lourds ou énergétiques
SEDR	-	Non	Les technologies utilisées ont des diélectriques plus épais que les grilles
SEH	-	Non	cf. SEGR

Chapitre V

Etude expérimentale : Capteurs à photodiodes “pincées”

Maintenant que les effets singuliers sont connus dans les capteurs 3T à photodiodes standard, les capteurs plus complexes basés sur les pixels 3T peuvent être étudiés. Les pixels 4T à photodiodes pincées représentent une des variantes existantes. Leur utilisation dans l’industrie est très répandue à cause de ses bonnes propriétés électro-optiques. L’utilisation de ce type de capteur dans le milieu spatial nécessite l’étude des effets des radiations, et en particulier les effets singuliers.

A Description du banc de mesure et des capteurs utilisés

A.1 Banc de lecture

Le banc de mesure est presque le même que celui décrit dans la section A du chapitre IV. Les deux différences résident dans la carte de proximité utilisée et le chronogramme de lecture programmé dans le FPGA. La carte de proximité dispose du routage spécifique aux signaux de transfert de charge (TG) et de polarisation. Le chronogramme est décrit dans la section D du chapitre II, et dans la Fig. II.9. Les capteurs sont utilisés en “soft” reset comme décrit dans la section F. L’ensemble des mesures est réalisé sur le cyclotron de l’UCL, qui possède plusieurs ions ayant des LET de 3,3 à 67,7 MeV.cm²/mg (voir le tableau IV.1).

A.2 Capteurs utilisés

Les capteurs testés sont regroupés dans le tableau V.1. Ils sont fabriqués par deux fonderies différentes. La fonderie B est celle précédemment utilisée pour les CIS 3T, et la fonderie A est une fonderie ayant une couche épitaxiée plus épaisse, avec un substrat profond moins dopé. Les profils de dopage des substrats sont regroupés sur la Fig. V.1.

TABLE V.1 – Liste des capteurs utilisés et de leurs propriétés

Propriété	CIS 1	CIS 2	CIS 3
Fonderie	Fonderie A	Fonderie B	Fonderie B
Épaisseur du substrat épi.	6,5 μm	3,5 μm	3,5 μm
Format	256 × 256	64 × 256	256 × 256
Pas des pixels	4,5 μm	7 μm	7 μm
Type de pixel	4T-PPD	4T-PPD	5T-PPD AB
Surface de la PPD	2,19 μm ²	17,16 μm ²	13,52 μm ²
Niveau de saturation de la PPD	0,37 V	1,16 V	1,57 V
Tension de sortie maximale	1,52 V	1,84 V	1,70 V
Gain de la chaîne de lecture	0,5	0,8	0,8
CVF	35,2 μV/e-	61,4 μV/e-	61,3 μV/e-
Capacité maximale (FWC)	5256 e-	15114 e-	20489 e-

B SEL : Effets de lignes noires et effets de bandes

Pendant l’irradiation au Kr et au Xe, plusieurs interruptions de fonctionnalités sont apparues sur le capteur CIS 1, qui est le seul capteur issu de la fonderie A. Ces deux effets apparaissent de façon aléatoire, et décorrélée. L’arrêt de l’alimentation du capteur est nécessaire pour retrouver un fonctionnement normal. Si l’alimentation n’est pas remise

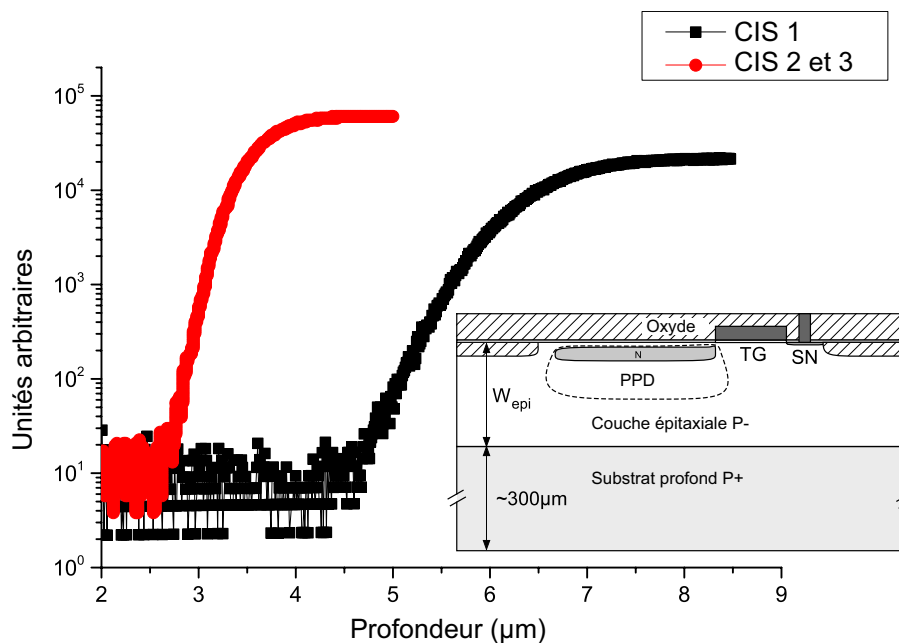


FIGURE V.1 – Profils de dopage de la couche épitaxiée et du substrat profond en fonction de la profondeur dans le silicium.

à zéro, les images deviennent noires et fortement bruitées après de longs temps d'observations. Le capteur est pleinement opérationnel une fois l'irradiation terminée et l'alimentation redémarrée. Ce comportement est caractéristique de l'effet de déclenchement d'une structure parasite par l'ion incident, c'est-à-dire du SEL ou du SES (voir la section F du chapitre III). Les technologies étudiées sont des substrats avec une couche épitaxiée, et les tensions d'alimentations du capteur sont faibles ($3,3V < 5V$), ce qui exclut le SES [125, 113].

Sur la Fig. V.2, le premier effet visible est l'apparition d'une bande noire avec un halo lumineux sur la partie gauche du capteur. Le second effet, illustré sur la Fig. V.3, est l'apparition de bandes lumineuses sur l'ensemble des lignes touchées par certains SET.

B.1 Mesure des propriétés du latchup

Cet effet a un comportement similaire à celui du SEL. Ses propriétés doivent être connues afin de comprendre son origine et de mettre en place des règles de protection ou de prévention adaptées aux applications.

B.1.a Section efficace

Dans un premier temps, les informations du niveau de LET déclenchant et de la probabilité d'apparition sont mesurées avec la section efficace [118]. La Fig. V.4 donne la section efficace des lignes noires en fonction du LET de la particule incidente. Les barres d'erreurs sont calculées en considérant une statistique de Poisson pour le SEL. Le détail de la méthode utilisée est donné dans l'annexe C. Les barres d'erreurs sont relativement larges à cause du faible nombre d'événements obtenus. L'effet n'apparaît que pour les ions ayant le plus fort LET (Kr et Xe). Le seuil du LET est alors entre 15,9 et 40,4 MeV.cm²/mg. L'ajustement d'une fonction de Weibull place le seuil aux environs de 20 MeV.cm²/mg, ce qui est déjà suffisant pour exclure les protons et la majorité de ses produits de réac-

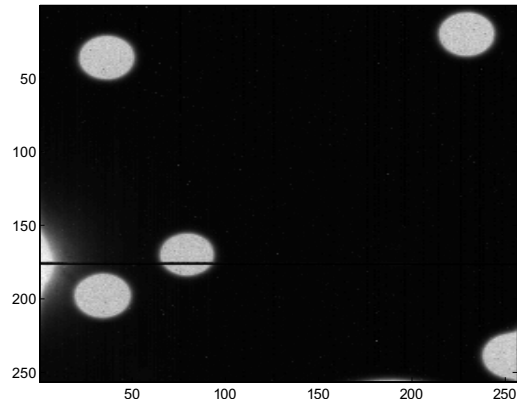


FIGURE V.2 – Effet produit par des irradiations de Kr ou de Xe (ici le Kr) sur le capteur CIS 1. Ces effets apparaissent aléatoirement dans le temps et sur les lignes, jusqu'au redémarrage de l'alimentation du capteur.

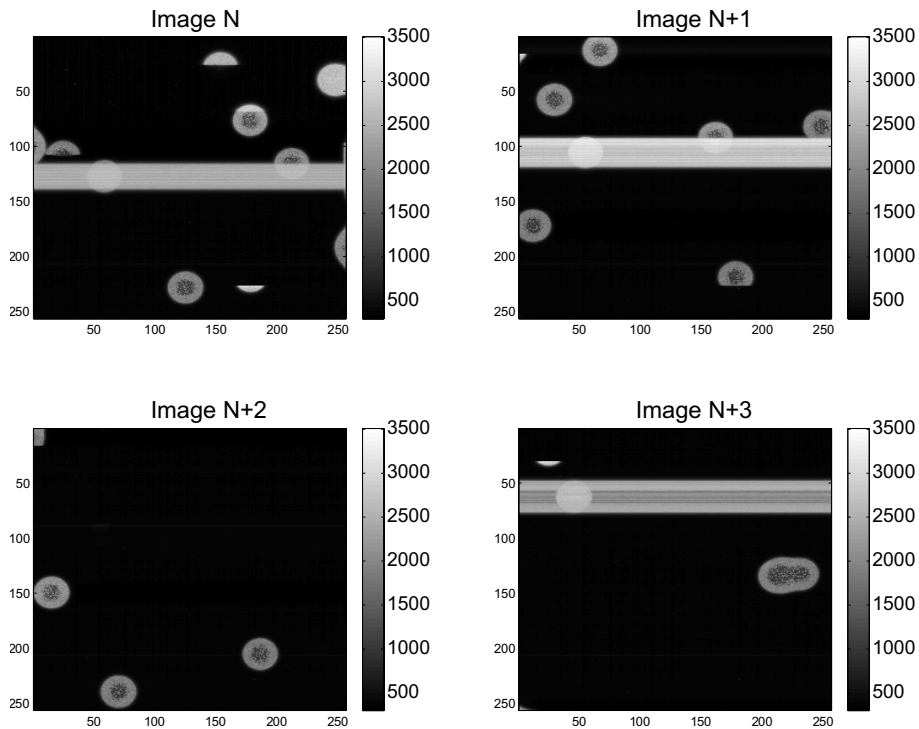


FIGURE V.3 – Effet produit par des irradiations de Kr ou de Xe (ici le Kr) sur le capteur CIS 1. Ces effets apparaissent aléatoirement dans le temps et sur les impacts, jusqu'au redémarrage de l'alimentation du capteur.

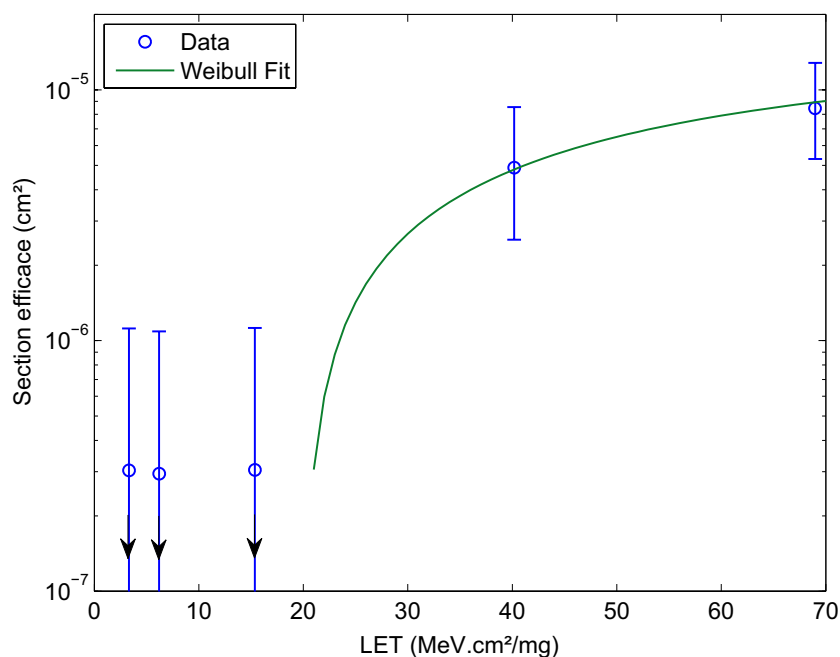


FIGURE V.4 – Section efficace de l’effet des lignes noires en fonction du LET de la particule. Les flèches vers le bas indiquent qu’aucun évènement n’a été observé. Les barres d’erreurs représentent l’intervalle de confiance à 95% en supposant que le nombre d’évènements suit une statistique de Poisson. Elles sont relativement larges à cause du faible nombre d’évènements mesuré pour la fluence totale.

tions [126]. La section efficace est relativement faible, ce qui rend le nombre d’évènements très faible dans le cas de faibles flux (moins d’un évènement par jour pour un flux de 1 particule/cm²/s).

B.1.b Points caractéristiques du SEL

La section E du chapitre III décrit la caractéristique courant-tension du latchup. Deux points importants sont remarquables sur la courbe : le point de maintien et le point de déclenchement. Les tensions et courants de ces points peuvent être mesurés (ou encadrés) puisque le capteur est fonctionnel pour des tensions numériques supérieures à 1,1V.

La méthode de mesure utilise la visibilité de l’effet de ligne noire avec le halo d’injection et la possibilité de modifier la tension d’alimentation du capteur sans perdre sa fonctionnalité (au prix de la diminution des performances). Lorsque l’effet est visible sur le capteur, la tension d’alimentation peut être descendue jusqu’à la tension où l’effet disparaît, ce qui correspond à la tension de maintien. Pour estimer la tension de déclenchement, la tension est progressivement remontée jusqu’à ce que l’effet réapparaisse. Comme l’effet est de nature aléatoire, il faut attendre un certain temps pour chaque pas de tension. Ici, un temps d’attente de 1000 images est utilisé, le point de déclenchement est donc donné pour une section efficace de $2,8 \times 10^{-6}$ cm². La répétition de plusieurs mesures donne les résultats regroupés dans le tableau V.2 pour le décodeur ligne du capteur CIS 1 irradié par l’ion Kr. Les mesures de tension donnent des résultats (sur 5 mesures) avec une erreur inférieure au pas utilisé (100mV). La mesure du courant de maintien est une moyenne de 13 mesures de la différence entre les valeurs avant et après l’apparition de l’effet de ligne.

Dans le cas de l’effet de bandes, il est plus difficile de déterminer à quel moment il

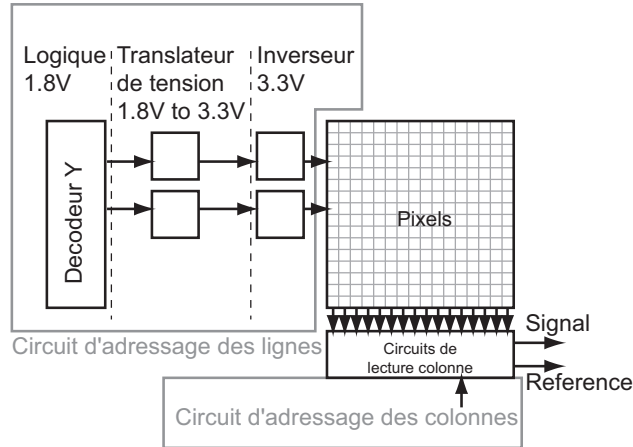


FIGURE V.5 – Architecture du circuit d’adressage des lignes (Y).

démontre puisqu’il n’apparaît pas sur toutes les images

Tous ces paramètres permettent de définir des moyens de détection et de protection en modifiant les paramètres opérationnels :

- Si le capteur est opéré en dessous de la tension de déclenchement, la sensibilité au SEL est réduite. Cette méthode diminue seulement le LET de déclenchement, mais elle peut suffire pour des applications données.
- Le courant de maintien est facilement détectable par rapport à celui de fonctionnement du capteur (13mA), ce qui donne un moyen de détection relativement facile d’accès. Le courant donne également une information sur le nombre de lignes touchées. Un circuit de protection peut donc être placé sur l’alimentation pour la couper en cas de détection d’un évènement.
- Si la tension de maintien est supérieure à celle d’alimentation de la partie numérique (1,1V), le CIS peut alors être opéré sans latchup, quel que soit l’ion incident. Cependant, l’excursion en tension peut être diminuée, ce qui réduit la dynamique du capteur.

Des moyens de protection et de prévention peuvent aussi être mis en place au niveau de la conception du capteur (“hardening by design”). Dans la section suivante, le mécanisme du phénomène est étudié afin de comprendre quelles mesures doivent être mises en place.

B.2 Mécanisme de l’effet de ligne

L’effet de ligne provient du circuit d’adressage de lignes (Y). L’architecture de ce circuit est donnée dans la Fig. V.5. Le circuit comporte un circuit de décodage en logique 1,8V, un adaptateur de tension vers le 3,3V, et un inverseur. Cette architecture permet de disposer d’une tension élevée sur la matrice (pour améliorer la dynamique) en utilisant les blocs donnés par le fondeur (les coûts et le temps de conception sont réduits).

Le latchup observé provient des sections qui sont en logique 3,3V puisque la tension

TABLE V.2 – Propriétés du latchup sur le décodeur ligne du capteur CIS 1 irradié par l’ion Kr.

	Courant (mA)	Voltage (V)
Point de déclenchement	-	2,85 ± 0,05
Point de maintien	28,46 ± 2,27 (13 mesures)	2,55 ± 0,05

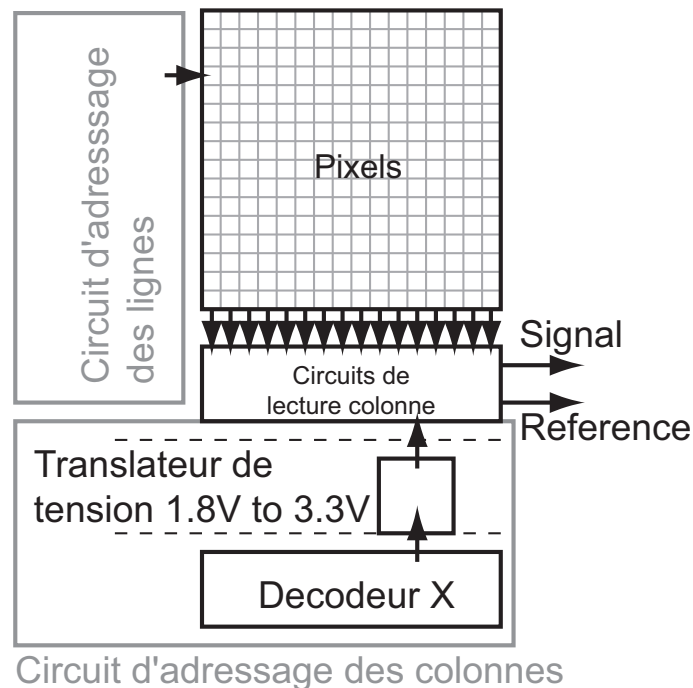


FIGURE V.6 – Architecture du circuit d'adressage des lignes (Y).

de maintien est supérieure à 1,8V. L'adaptateur de tension et l'inverseur sont donc potentiellement responsables puisqu'ils contiennent tous deux les transistors NMOS et PMOS proches, et reliés aux rails d'alimentations.

En examinant la conception du circuit, on remarque que les adaptateurs de tension sont les composants les plus imposants. Ils sont imbriqués par deux pour entrer dans les $9\mu\text{m}$ de hauteur de deux lignes et partagent donc les mêmes caissons de dopage. Contrairement aux inverseurs, ils utilisent les règles minimales de dessin. L'observation de la Fig. V.2 montre que les lignes noires sont regroupées par deux. C'est donc l'adaptateur de tension qui est responsable du latchup.

Lorsque le latchup des deux adaptateurs de tension imbriqués est déclenché, le signal de sélection des lignes correspondantes est bloqué à un niveau logique haut. Les deux lignes sélectionnées sont alors remises à zéro à chaque nouvelle lecture de ligne par le signal RST, soit un temps d'intégration de $129\mu\text{s}$. La probabilité que l'ion frappe sur ces lignes pendant le temps où cette ligne est lue est plutôt faible (probabilité de 1 toutes les 3700 images), c'est pourquoi elle apparaît noire.

B.3 Mécanisme de l'effet de bande

La Fig. V.6 détaille l'architecture du circuit d'adressage colonne. Comme précédemment, le décodeur utilise de la logique 1,8V, puis un adaptateur de tension adapte ces signaux vers le 3,3V.

La section précédente prouve que l'adaptateur de tension est sensible au latchup. Lorsque le latchup est déclenché, le signal \bar{X} du circuit de lecture (voir la Fig. II.5) est activé. Trois colonnes sont alors connectées simultanément sur le circuit de lecture : les deux colonnes déclenchées par le SEL et la colonne en train d'être lue. Dans un souci de simplicité, une seule colonne déclenchée sera considérée pour expliquer le comportement du circuit. La Fig. V.7 montre le circuit équivalent formé par les deux colonnes.

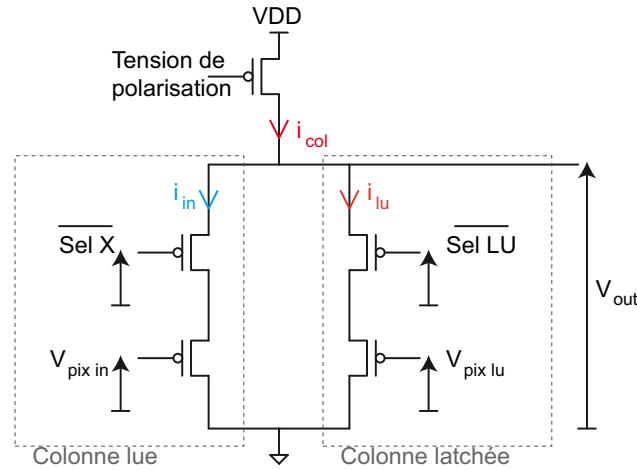


FIGURE V.7 – Circuit équivalent formé par la colonne en cours de lecture et la colonne déclenchée par le SEL.

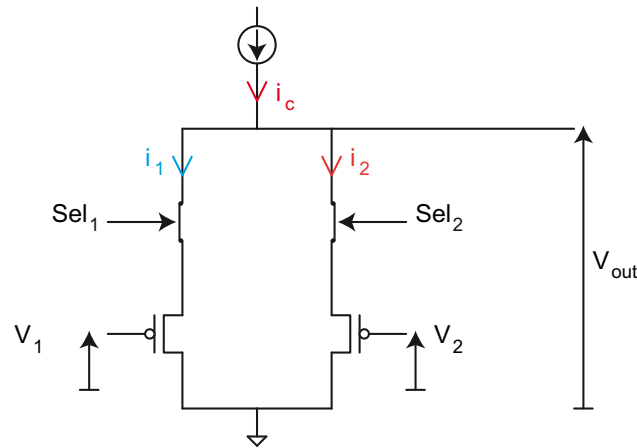


FIGURE V.8 – Circuit équivalent simplifié formé par la colonne en cours de lecture et la colonne déclenchée par le SEL.

Le circuit peut encore être simplifié pour raisonner sur son fonctionnement. Le transistor de polarisation est considéré comme une source de courant idéale, et la résistance des transistors de sélection (SEL X et SEL LU) est négligée. Le circuit simplifié est donné dans la Fig. V.8.

Le fonctionnement de ce circuit est analogue à de la logique PMOS, ou aux circuits du type “winner-take-all”. La majorité du courant passe par la branche ayant la plus faible impédance. La plus faible impédance est obtenue pour le signal d’entrée V_1 ou V_2 le plus bas, donc la photodiode la plus déchargée. En pratique c’est donc le pixel le plus lumineux qui détermine la tension de sortie V_{out} du circuit équivalent. En réalité, deux cas de figure apparaissent :

- La colonne déclenchée par le SEL contient un pixel noir sur la ligne lue. La valeur de la sortie ne sera donc pas modifiée de façon visible.
- La colonne déclenchée par le SEL possède un pixel lumineux sur la ligne lue. La valeur de ce pixel va alors se retrouver sur les tous les pixels de la ligne qui ont un signal moins important.

Ce processus se répète pour la lecture de toutes les lignes. Dans le cas d’un SET, la

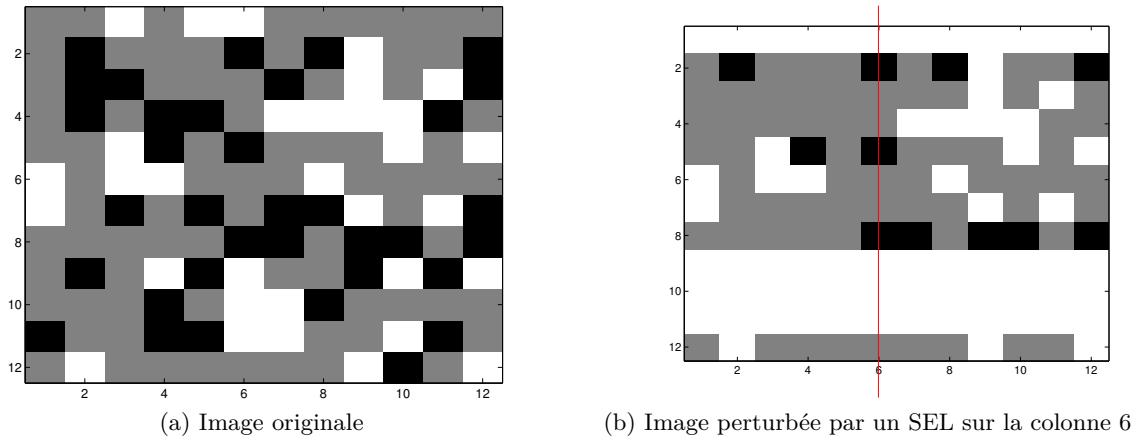


FIGURE V.9 – Exemple de simulation de la perturbation d’une image pour 3 niveaux d’éclaircissement par le SEL sur la colonne 6. Dans une ligne, le pixel de la colonne 6 détermine le niveau d’éclaircissement le plus bas que les pixels puissent avoir.

section de la tache qui est sur la colonne déclenchée par le SEL va s’étendre sur toute la ligne puisque les images sont prises dans le noir. Ainsi, des bandes lumineuses se forment lorsqu’un SET touche les colonnes déclenchées par le SEL, comme sur les images N , $N+1$, et $N+3$ de la Fig. V.3. Rien ne se passe si la colonne déclenchée par le SEL est dans le noir, comme sur l’image $N+2$ de la Fig. V.3.

Ce problème est encore plus critique dans le cas où des images sont acquises. La Fig. V.9 illustre cet effet dans le cas où un effet de latchup colonne apparaît pendant l’observation d’une image. L’image initiale n’est plus reconnaissable, il faut donc protéger le capteur de cet effet.

B.4 Conclusion et durcissement

Le seul capteur utilisant la fonderie A subit l’effet du latchup dans les parties de translations de tension des circuits d’adressage ligne et colonne. Ces effets forment des lignes noires accompagnées par un phénomène d’injection sur la gauche de l’image. Ils provoquent aussi des phénomènes d’étalement des pixels lumineux sur les lignes lorsque des colonnes sont déclenchées par le SEL. Ces phénomènes sont critiques dans la mesure où ils peuvent se superposer jusqu’à rendre le capteur aveugle, et ils ne disparaissent que lors du redémarrage de l’alimentation du capteur.

Pour protéger le capteur, plusieurs solutions sont réalisables [43]. Certaines de ces solutions sont regroupées dans le tableau V.3.

C SET sur les capteurs 4T et 5T avec une photodiode pincée

L’étude des SEE sur le capteur CIS 1 nécessite une précaution particulière. Chaque augmentation du courant détecté durant les acquisitions était suivie d’un redémarrage de l’alimentation du capteur pour éviter les problèmes dus au latchup.

Le tableau V.1 regroupe les propriétés des capteurs utilisés. La grande différence avec les pixels 3T provient de la faible FWC des photodiodes pincées. Cette capacité est bien inférieure à la saturation de la chaîne de lecture. Le phénomène d’éblouissement va donc être particulièrement visible, et provoquer un fort étalement de la tache.

TABLE V.3 – Tableau (non exhaustif) des méthodes de protection contre le latchup.

Type de méthode	Méthode	Avantages	Inconvénients
Opérationnelle	Tension d'alimentation numérique réduite sous le point de déclenchement	Facilement réalisable	Le SEL est toujours présent pour les LET les plus forts : seul le LET seuil de déclenchement est augmenté.
Opérationnelle	Tension d'alimentation numérique réduite sous le point de maintien	SEL complètement supprimé	Risque de diminution de la dynamique du capteur puisque les pixels sont conçus pour du 3,3V
Par conception	Éloignement des transistors PMOS/NMOS Insertion d'anneaux de garde, etc.	Réalisable pour toutes les technologies	Couteux en place et en temps de conception
Par la technologie de fabrication	Diminution de la résistivité en augmentant le dopage ou en diminuant l'épaisseur de la couche épitaxiée. Utilisation de technologies moins sensibles (DTI, SOI, etc.)	Réalisable aux premiers stades de la conception du capteur	Le choix reste dépendant des procédés industriels disponibles, et de leurs coûts

C.1 Charge totale collectée

La charge collectée est calculée en sommant les charges collectées par chacun des pixels. La valeur obtenue doit être comparée à la charge théoriquement déposée dans le silicium. La valeur théorique de l'énergie déposée est calculée en intégrant les tables du LET, obtenues avec le logiciel SRIM [17], sur l'ensemble de l'épaisseur de la couche épitaxiée. L'énergie perdue dans les couches inactives (niveaux de métal et oxydes) est prise en compte dans la modélisation du logiciel SRIM. L'énergie déposée est alors divisée par l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le silicium.

La Fig. V.10 regroupe les données calculées et expérimentales pour chacun des ions. Contrairement aux capteurs utilisant les pixels 3T, les charges calculées et mesurées sont très proches pour l'azote et le néon. Ce résultat est cohérent puisqu'aucune charge n'est perdue par la saturation du circuit de lecture. La collection de charges tend alors vers la valeur théorique, sans l'atteindre puisqu'une faible fraction des charges subissent la recombinaison. Au contraire, la différence augmente pour les ions Ar, Kr, et Xe, et elle est

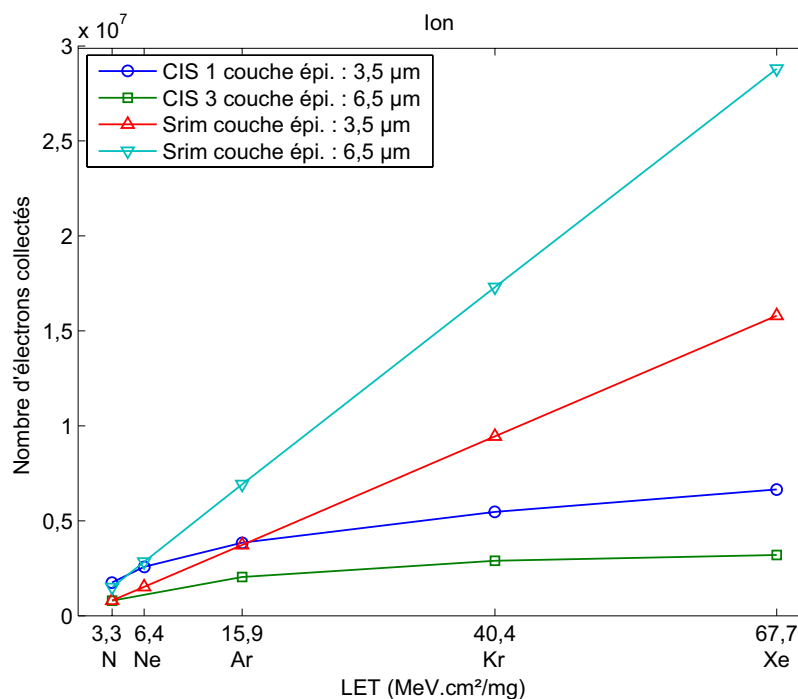


FIGURE V.10 – Comparaison des charges totales calculées et collectées par les capteurs. Les courbes simulées ont les marqueurs triangulaires. Elles diffèrent à cause des différentes épaisseurs de la couche épitaxiée utilisées par les deux fonderies.

d'autant plus grande que le LET de la particule est élevé.

Deux phénomènes sont susceptibles d'expliquer cette différence. Le premier effet est une augmentation des recombinaisons. Les charges générées par l'ion dans le silicium provoquent une forte injection qui diminue la durée de vie des porteurs de charge. Le nombre de charges recombinées augmente alors avec le niveau d'injection, lié au LET de l'ion incident. La seconde explication provient de l'effet de saturation des photodiodes pincées, et de l'éblouissement. Lorsque la diode est saturée, les charges restantes vont diffuser vers les photodiodes voisines qui sont vides. La diffusion a lieu dans la couche épitaxiée qui possède une longueur de diffusion effective moins importante que dans le cas du substrat uniforme (à cause de sa faible épaisseur). La fraction collectée de ces charges est alors d'autant plus réduite que le LET est important.

La section suivante s'intéresse à l'effet de l'anti-éblouissement pour diminuer l'étalement des taches, et déterminer dans quelle mesure l'éblouissement est responsable de la différence entre la charge mesurée et la charge calculée.

C.2 L'anti-éblouissement

L'une des méthodes d'anti-éblouissement consiste à utiliser une grille sur un côté de la photodiode pincée pour légèrement abaisser le potentiel sous la grille, et placer un nœud d'évacuation des charges sur l'autre extrémité de la grille. La structure ressemble alors à un transistor dont une des diffusions est remplacée par la photodiode pincée. Dans ce cas, deux choix sont possibles : utiliser le transistor de transfert de charge (M4) et le nœud de lecture, ou ajouter un transistor supplémentaire (M5) avec un nœud relié à l'alimentation. Ces deux cas sont utilisés dans la suite.

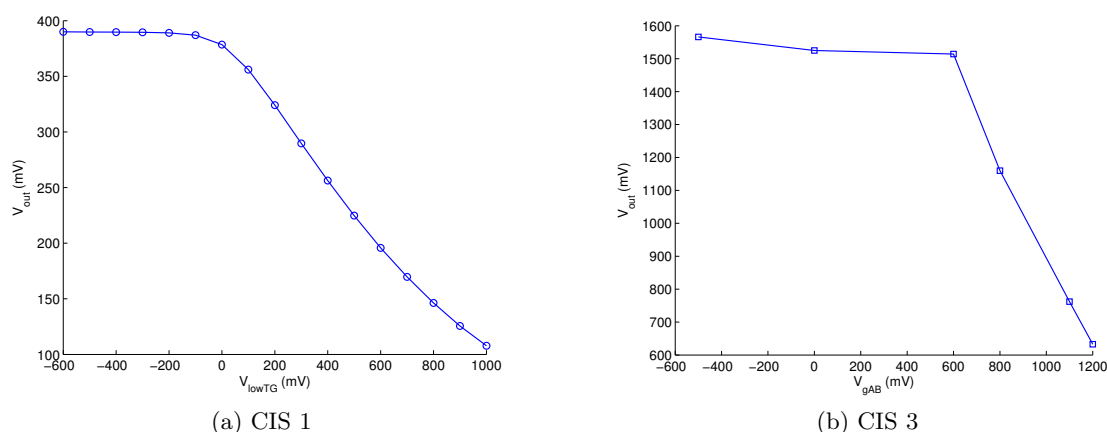


FIGURE V.11 – Courbe de la tension de sortie moyenne (pour les pixels saturés) en fonction de la tension sur la grille d’anti-éblouissement. Deux parties sont visibles : une zone indépendante de la tension de grille et une zone de diminution non linéaire.

TABLE V.4 – Niveaux de tension des grilles d’anti-éblouissement choisis pour les mesures sous ions lourds.

Tension	sur le plateau	sur le plateau	utilisation courante	sur la pente	sur la pente
CIS 1	-0,5 V	-0,3 V	0 V	0,3 V	0,5 V
CIS 3	-0,65 V		0 V	1,0 V	1,2 V

C.2.a Détermination des tensions de grilles

Pour déterminer la tension de grille à utiliser, il faut tracer la valeur de la capacité maximum (Full Well Capacity, FWC) de la photodiode en fonction de la tension sur la grille d’anti-éblouissement. La Fig. V.11 trace la valeur de la moyenne des FWC pour les différentes tensions de la grille d’anti-éblouissement. Deux zones sont visibles sur la Fig. V.11a.

La partie de la courbe qui forme un plateau (pour des tensions de grille négatives) représente l’accumulation de la capacité MOS formée par la grille et le canal. L’effet sur le diagramme de bande est visible sur la zone 1 de la Fig. V.12. Lorsque la tension est modifiée, les électrons en excès de la PPD sont toujours évacués vers les zones hors du canal du transistor, c’est-à-dire dans toutes les directions y compris les diodes voisines. La capacité maximale de stockage de la PPD reste alors la même, quelle que soit la tension de la grille ; et l’effet d’éblouissement est présent.

La partie de la courbe de la Fig. V.11 qui diminue représente la déplétion de la capacité MOS. Le potentiel de la barrière est diminué, et les électrons en excès vont préférentiellement vers le nœud de lecture (SN). L’effet d’éblouissement est diminué puisqu’une grande partie des électrons en excès sont évacués. Mais la capacité de stockage de la PPD est diminuée par rapport à l’état en accumulation. La diminution de la FWC suit la diminution du potentiel de surface du MOS, qui est une fonction non linéaire dans la zone de tension de déplétion [127].

Les points de tension de grille à utiliser lors des mesures sont choisis dans le plateau et dans la zone de diminution. L’ensemble des points de mesure est regroupé dans le tableau V.4.

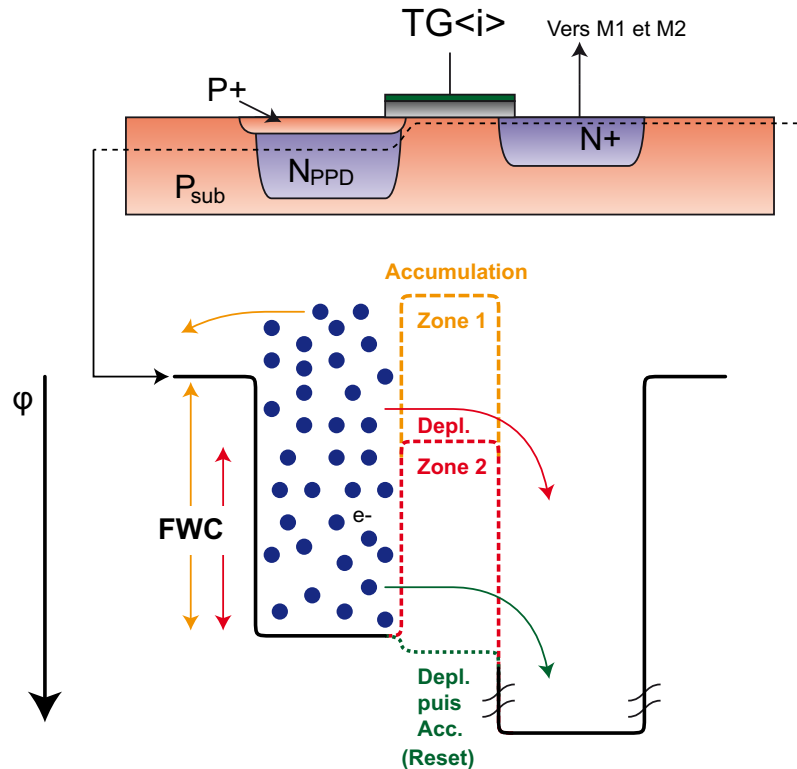


FIGURE V.12 – Effet de la variation de la tension de grille sur le diagramme de potentiel. En accumulation et jusqu'à la valeur de bande plate, la capacité de la PPD est la même. Lorsque le régime de déplétion de la structure MOS est atteint, la capacité de la diode diminue. Pour de fortes tensions de la grille, la capacité devient nulle (reset en permanence).

C.2.b Par le transistor de transfert de charge (pixels 4T)

Les capteurs CIS 1 et CIS 2 ont des pixels 4T. Ils n'ont donc pas de transistors dédiés à l'anti-éblouissement. Il est cependant possible de modifier le niveau bas de la tension du transistor de transfert de charge (M4). Le potentiel sous la grille est alors modifié durant la phase d'intégration. Le nœud de lecture (SN) collecte les charges en excès, puis elles sont évacuées avant la lecture par la connexion du signal de reset. Cette méthode est limitée par l'utilisation d'un chronogramme qui n'effectue pas un reset permanent du nœud de lecture (voir la section D et la Fig. II.9). Cependant, dans cette expérimentation les images sont faites dans le noir. Le nœud de lecture n'est donc que peu déchargé après la lecture et reste capable d'évacuer les charges en excès pendant l'intégration.

La Fig V.13 montre les SET obtenus pour les différentes tensions de l'état bas de la grille de transfert. Pour des tensions négatives, le MOS est en accumulation et les taches ont bien la même taille. L'effet de l'éblouissement est maximal. Pour des tensions nulles et positives, le MOS est en déplétion, ce qui réduit l'effet de l'éblouissement. La taille des taches diminue avec l'augmentation de tension.

Le nœud de lecture évacue bien les charges en excès même s'il est laissé flottant durant l'intégration. Ce système est rendu possible par la faible capacité maximale de stockage (FWC) de la photodiode pincée par rapport à celle du nœud de lecture.

La méthode est effective pour réduire la taille des taches, cependant elle possède un défaut. L'augmentation de la tension de la grille provoque une diminution de la capacité

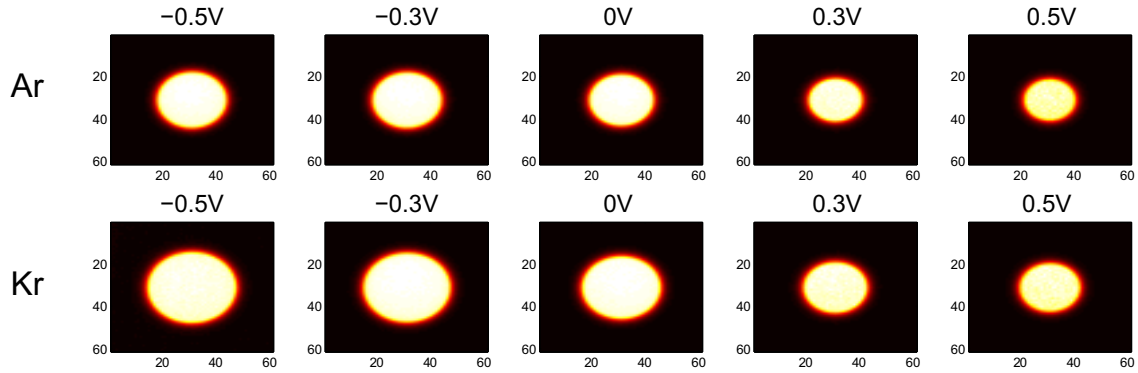


FIGURE V.13 – SET obtenus pour différentes valeurs de l'état bas de la tension du transistor de transfert de charge (M4) pour le capteur CIS 1 et les ions Ar et Kr. L'échelle de couleur est différente pour chaque sous-figure.

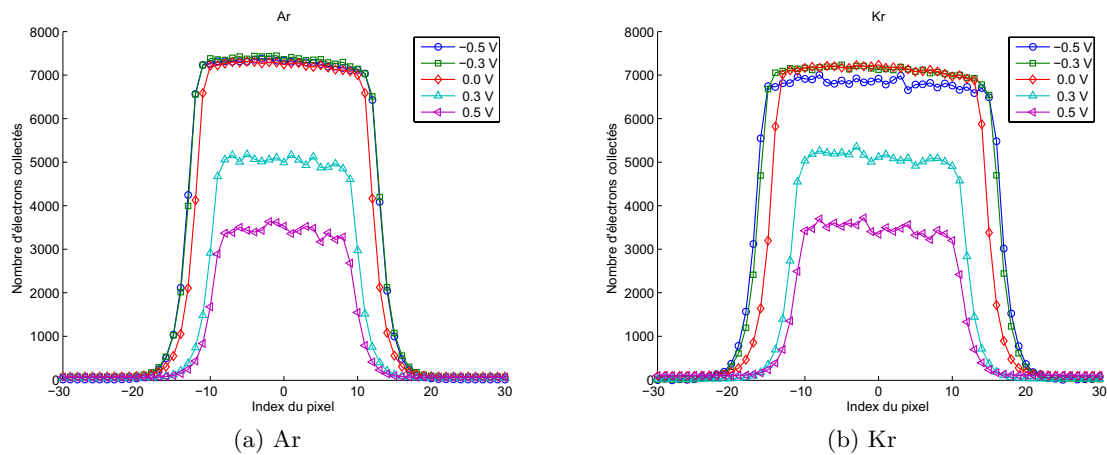


FIGURE V.14 – Profils des SET obtenus pour différentes valeurs de l'état bas de la tension du transistor de transfert de charge (M4) pour le capteur CIS 1 et les ions Ar et Kr.

maximale de stockage de la photodiode. La Fig. V.14 montre que les pixels saturés (le plateau haut du profil) ont une valeur moins importante pour les tensions élevées de la grille. La dynamique du capteur est donc réduite, ce qui signifie qu'un compromis doit être trouvé selon l'application.

C.2.c Par le transistor dédié (pixels 5T)

Le transistor dédié à l'anti-éblouissement (M5) utilise un fonctionnement similaire à la grille de transfert. Une tension est appliquée sur la grille pour modifier le diagramme de potentiel sous la grille. Les différences résident dans la polarisation permanente de la grille, et la polarisation permanente du nœud pour évacuer les charges (tout le temps connecté à 3,3V).

L'effet de la polarisation de la grille sur les SET est visible dans la Fig. V.15. Comme dans le cas précédent, la taille des taches diminue avec l'augmentation de la tension de la grille. L'augmentation de la tension de grille diminue aussi la capacité maximale de stockage (FWC) de la photodiode. Cet effet est visible dans la Fig. V.16 qui trace les profils de collection de charge pour l'Ar et le Kr sur le CIS 2. Les pixels saturés ont un niveau

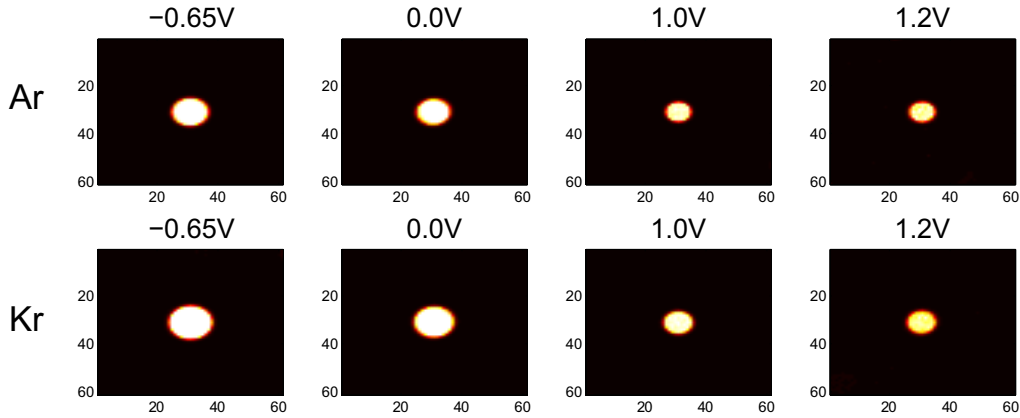


FIGURE V.15 – SET obtenus pour différentes valeurs de la grille d’anti-éblouissement (M5) pour le capteur CIS 3 et les ions Ar et Kr. L’échelle de couleur est différente pour chaque sous-figure.

de charge qui diminue quand la grille d’anti-éblouissement est polarisée positivement. Un compromis doit donc être trouvé selon l’application.

C.2.d Comparaison des capteurs

La Fig. V.17 regroupe les profils de collection de la charge normalisés par la surface des pixels. Le capteur CIS 1 a toujours un profil qui est plus large que celui du CIS 3. Il ne faut pas l’attribuer à la différence des pixels puisque les capteurs utilisent des fonderies différentes. Cette différence est attribuée à l’épaisseur plus importante du substrat épitaxié. Le capteur CIS 1 collecte donc plus de charges que le capteur CIS 3.

L’utilisation de l’anti-éblouissement réduit bien l’étalement de la tache. L’écart entre les deux capteurs se retrouve une fois l’anti-éblouissement activé, mais il n’est pas quantifiable puisque les deux technologies utilisées pour la fabrication des transistors sont différentes (fonderies A et B).

C.2.e Effet sur la charge totale collectée

La charge totale collectée dépend des paramètres du capteur et de l’ion. La Fig. V.18 donne la charge totale collectée pour l’ion Ar, et l’ion Kr sur le CIS 1 et 3.

Les pixels saturés sont plus nombreux que les pixels en périphérie sur les SET. La courbe obtenue en faisant varier la tension de la grille d’anti-éblouissement suit donc l’évolution de la tension de saturation en fonction de cette grille (voir la Fig. V.11).

- Quand la tension est négative, la grille est accumulée et les électrons ne peuvent pas être évacués vers le nœud de lecture (ou le nœud connecté à l’alimentation). Ils sont alors répartis vers les photodiodes environnantes qui ne sont pas pleines, ou se recombinent avec un trou. Dans ce cas, la charge collectée ne dépend pas de la tension sur la grille et la courbe atteint un plateau.
- Quand la tension de la grille est supérieure à la tension de bande plate (-0.3 V dans ce cas), les charges en excès de la photodiode sont évacuées dans le nœud de lecture (ou le nœud d’alimentation). La quantité de charges pouvant être évacuée dépend du potentiel de surface sous la grille d’anti-éblouissement. Ce potentiel dépend de la tension de grille par une relation non linéaire, ce qui se retrouve sur la courbe pour les tensions positives ou nulles.

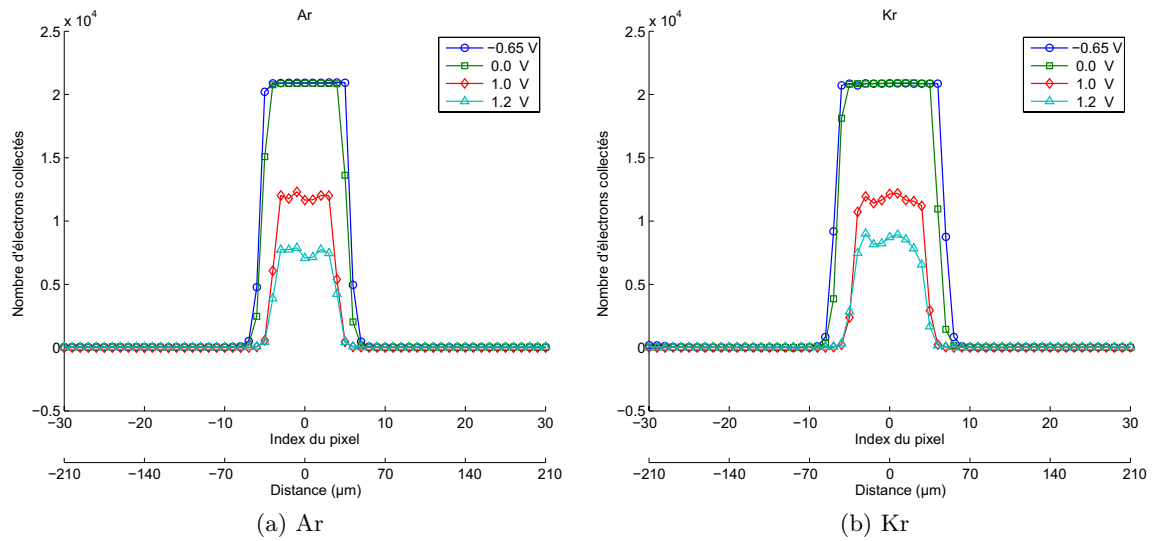


FIGURE V.16 – Profils des SET obtenus pour différentes valeurs de l'état bas de la tension du transistor de transfert de charge (M4) pour le capteur CIS 1 et les ions Ar et Kr.

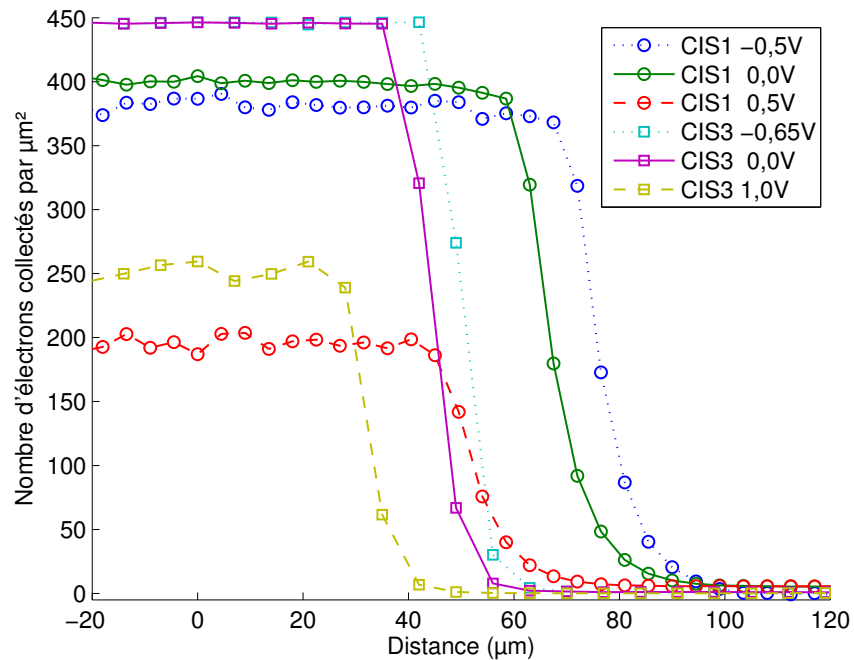


FIGURE V.17 – Profils des SET obtenus pour le Kr sur les capteurs CIS 1 et CIS 3, avec différentes tensions d'anti-éblouissement.

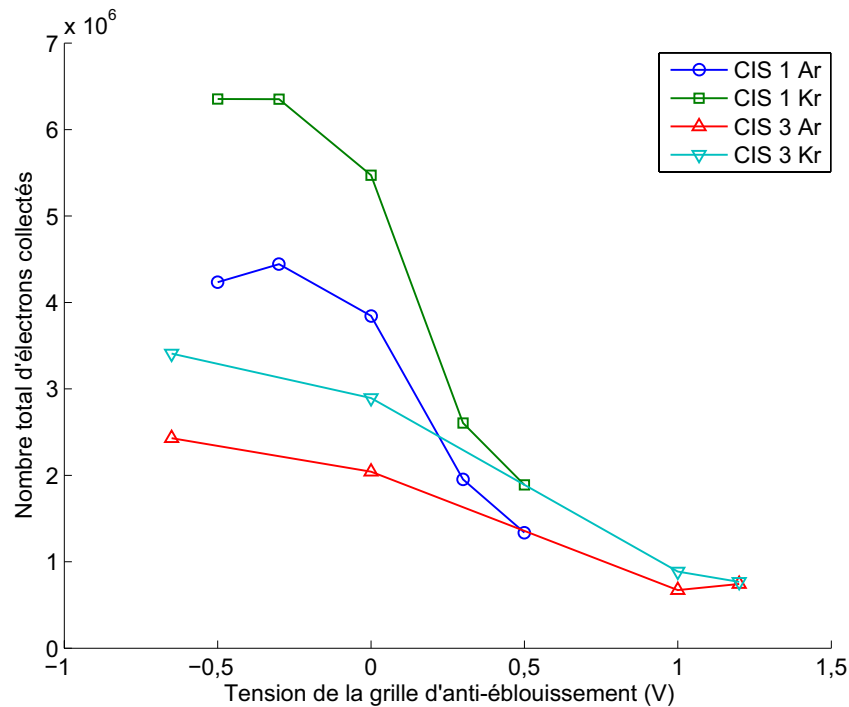


FIGURE V.18 – Charge totale collectée pour les différentes tensions de la grille d'anti-éblouissement, pour l'Ar et le Kr.

Pour les ions testés (Ar et Kr), le gain de la charge totale collectée est de l'ordre de la dizaine de pour cent entre la grille polarisée en négatif et celle à 0V. La grille a donc un impact sur le graphique de la Fig. V.10, mais l'impact reste limité et la discussion de la section C.1 garde donc sa validité.

La charge parasite créée par l'ion peut donc être adaptée selon l'application. Dans le cas de la détection de particules, la charge mesurée peut être augmentée d'une dizaine de pour cent en utilisant une tension négative sur la grille d'anti-éblouissement. Dans le cas du domaine spatial, la charge mesurée peut être grandement réduite en augmentant la tension de la grille d'anti-éblouissement.

C.3 Simulations STARDUST

La section E.1 du chapitre IV développe une méthode pour prendre en compte les effets tels que l'éblouissement dans les simulation pour les capteurs 3T sur substrat épitaxié. Les capteurs 4T sont aussi fabriqués sur des substrats épitaxiés, et l'effet de l'éblouissement est important (voir la section C.2). L'utilisation d'une profondeur effective est donc indispensable pour avoir un bon accord des simulations. La Fig. V.19 montre les simulations pour une polarisation nulle de la grille d'anti-éblouissement sur les capteurs CIS 2 et CIS 3. La profondeur effective est déterminée à partir d'une interpolation de la courbe de la charge totale en fonction de la profondeur de Si sur les simulations. L'utilisation de cette méthode donne des simulations en bon accord avec les données expérimentales. Cette méthode est donc aussi valable pour les capteurs utilisant des pixels 4T et 5T à photodiodes pincées.

Si le niveau d'anti-éblouissement est augmenté, nous avons vu que le profil est moins étalé, et la FWC de la PPD diminue. La profondeur effective doit donc être recalculée pour obtenir des résultats cohérents sur les simulations. La Fig. V.20 montre les profils pour l'ion Kr de l'UCL avec différentes tensions d'anti-éblouissement. Les profondeurs

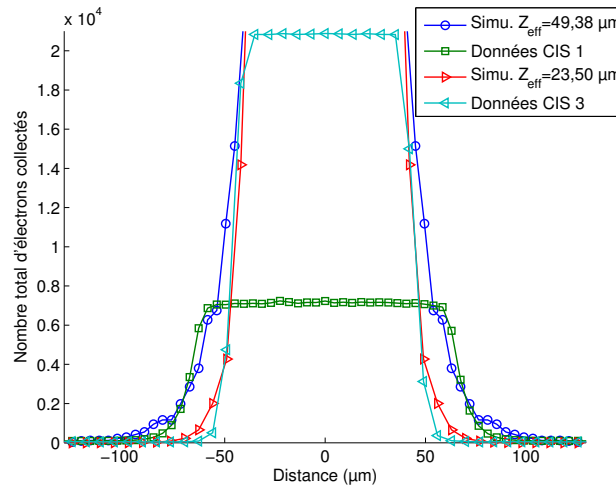


FIGURE V.19 – Profils de collection de charges simulés et mesurés pour l’ion Kr sur les capteurs CIS 1 et CIS 3.

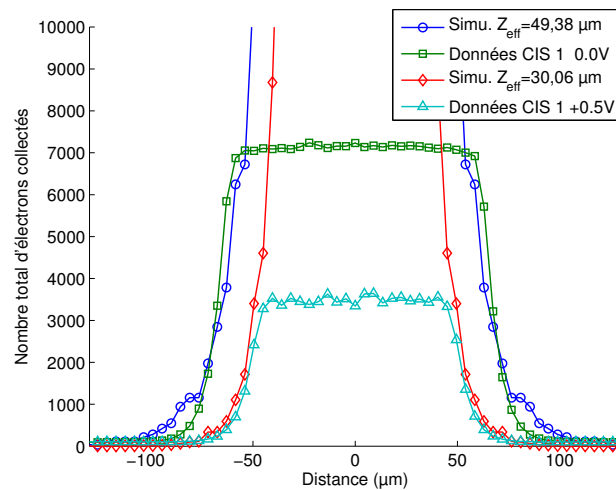


FIGURE V.20 – Profils de collection de charges simulés et mesurés pour l’ion Kr sur le capteur CIS 1 avec deux tensions d’anti-éblouissement différentes.

efficaces obtenues sont bien différentes en fonction du niveau d’anti-éblouissement, et les simulations sont accord avec les données expérimentales dans les deux cas. Plus la tension d’anti-éblouissement est élevée, plus la profondeur effective diminue. Cependant, la valeur de la Fig. V.20 (30,06 μm) reste très élevée par rapport à la valeur de l’épaisseur réelle (6,5 μm). L’effet de haute injection sur la jonction entre la couche épitaxiée et le substrat profond doit donc être important.

D Conclusion du chapitre

Les effets singuliers ont été étudiés sur deux capteurs d’images CMOS utilisant des photodiodes pincées dans deux capteurs à pixels 4T et un capteur à pixels 5T.

Le capteur 4T fabriqué par la fonderie A est sensible au latchup à partir de $20\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$. Ce latchup est aisément détectable par la surveillance du courant consommé par l’alimentation du capteur. Il produit des effets de lignes noires accompagnées de halos

blancs, et des effets de bandes lumineuses. La partie sensible au latchup est l'adaptateur de tension à cause de sa conception compacte (règles de dessin minimum). Lorsqu'un adaptateur est affecté, le signal de sélection de la ligne est activé, ce qui connecte la ligne ou la colonne de façon permanente. Les effets produits affectent l'image prise de façon critique puisque les effets s'additionnent tant que l'alimentation du capteur ne repasse pas sous la tension de maintien du latchup. Afin de se protéger du latchup, toutes les solutions habituelles peuvent être implémentées, au niveau de la technologie, de la conception, ou de l'opération. Dans cette expérience, le capteur peut être opéré sans latchup pour des tensions d'alimentation inférieures à celle de maintien du latchup, ou en redémarrant le capteur lorsque la consommation n'est plus nominale (cette solution n'est possible que pour une section efficace faible).

La charge totale collectée par les SET est en accord avec le calcul théorique pour les ions de faible LET. Cependant, les ions de plus fort LET montrent une charge collectée sous-estimée par rapport à la théorie. Cette différence est en partie due aux recombinaisons des porteurs générés par l'ion. Cependant, le ou les mécanismes responsables ne sont pas clairement identifiés. L'augmentation de la différence avec le LET peut être causée par la forte injection et/ou par l'augmentation du nombre de pixels saturés.

Compte tenu du faible niveau de saturation de la photodiode pincée, les méthodes d'anti-éblouissement sont efficaces. Deux capteurs, à pixels 4T et 5T, sont utilisés pour appliquer deux méthodes différentes d'anti-éblouissement. La première utilise le transistor de transfert de charge et la seconde utilise un transistor dédié pour évacuer les charges excédentaires des photodiodes saturées. La première méthode souffre d'une limitation théorique puisque les charges sont évacuées vers le nœud de lecture qui n'est pas tout le temps connecté à l'alimentation. Cependant, les deux méthodes sont efficaces pour réduire la taille des taches. Quel que soit le niveau d'anti-éblouissement utilisé, la taille des taches est plus importante sur le capteur CIS 1 à cause de la différence de fabrication. La fonderie A possède une épaisseur de la couche épitaxiée plus importante, ce qui provoque la collection d'un nombre plus important d'électrons.

L'utilisation d'une tension de grille négative sur le transistor d'anti-éblouissement fait plafonner la charge totale collectée. Au contraire, l'utilisation d'une tension d'anti-éblouissement positive ou nulle diminue la charge totale collectée de façon non linéaire, comme dans le cas de la FWC.

Comme pour les capteurs 3T, les SET peuvent être simulés par le logiciel de simulation STARDUST en prenant en compte une épaisseur de la couche épitaxiée plus importante dans la simulation. La profondeur effective est obtenue en étudiant la charge totale mesurée pour un ion par rapport aux simulations (en prenant en compte la saturation). La profondeur effective est cependant dépendante du capteur et du niveau d'anti-éblouissement utilisé. Il existe donc un modèle de simulation, si la longueur de diffusion effective est connue.

Conclusion générale

Comme tout composant électronique, les capteurs d’images sont sensibles aux radiations de l’environnement spatial. Les effets singuliers, provoqués par le passage d’une seule particule, sont peu étudiés pour les particules ayant un fort Transfert d’Énergie Linéique (LET). Ces effets ont des conséquences variables allant de la dégradation d’une image à la destruction du capteur. Les mécanismes mis en jeu doivent donc être parfaitement compris pour pouvoir mettre en place les protections adéquates.

Les travaux entrepris dans la thèse visent à connaître les événements singuliers susceptibles d’apparaître dans les capteurs d’images pour des ions lourds, et de comprendre les mécanismes mis en jeu. Ces travaux se basent sur une analyse théorique qui est comparée aux rares travaux déjà existants et à des expérimentations sur des capteurs de différents types. La théorie et les données sont mises en parallèle afin de confirmer les analyses pour les technologies actuelles. La bonne connaissance des effets produits et de leurs paramètres permet d’orienter le concepteur et l’utilisateur des capteurs vers des solutions de durcissement (technologique, par conception, ou opérationnel) adaptées aux contraintes de chaque application.

L’environnement spatial est présenté dans le premier chapitre. Les différentes étoiles présentes dans l’univers, et en particulier le soleil, produisent des particules chargées éjectées dans le vide spatial (électrons, protons, et des ions lourds). Les particules chargées qui traversent le silicium perdent de l’énergie par interactions électromagnétiques avec les électrons de ce silicium. L’énergie acquise par les électrons les fait passer de la bande de valence à la bande de conduction, ce qui crée une paire de porteurs de charge électrique (un électron et un trou). Les électrons sont alors collectés par la diffusion et le champ électrique dans les composants environnants. Le courant transitoire ainsi créé dépend du nombre de charges collectées. Ce nombre de charges dépend du LET de la particule, de son trajet, et de la conception du capteur (géométrie et profils de dopages du Si). La nature des effets produits dépend principalement des caractéristiques du circuit étudié. Par exemple, les effets diffèrent pour des circuits analogiques ou numériques.

Les capteurs d’images sont des circuits mixtes analogiques/numériques. Le chapitre deux présente le fonctionnement d’un capteur, les différents types de pixels utilisés, et certains des problèmes associés au type de fonctionnement. Les capteurs utilisent une matrice d’éléments photosensibles appelés pixels. Ces pixels sont sélectionnés ligne par ligne pour être connectés aux circuits de lecture colonnes. Ils nécessitent donc des décodeurs d’adressage en plus des circuits de lecture colonne. Plusieurs types de pixels existent et sont nommés selon le nombre de transistors qu’ils contiennent et l’élément photosensible utilisé. La thèse se concentre sur les pixels 3T à photodiode standard et les pixels 4T et 5T à photodiodes pincées. Ces capteurs sont opérés en lecture ligne par ligne (“rolling shutter”) avec différents modes de reset de la photodiode (“soft” et “hard” reset). Ces capteurs ne sont pas idéaux, ils souffrent donc de problèmes comme la rémanence ou l’éblouissement qui peuvent impacter les SEE.

Le chapitre trois détaille les SEE susceptibles d’apparaître dans les capteurs d’images CMOS. Les charges générées par la particule sont responsables d’un pic de courant régi par les équations de diffusion ambipolaire à cause de la forte injection. Les deux paramètres principaux qui interviennent dans l’évolution des charges sont le coefficient de diffusion et la durée de vie moyenne des électrons dans un dopage P. Comme les capteurs d’images utilisent un substrat faiblement dopé, ces valeurs maximisent le coefficient de diffusion et le temps de vie, ce qui augmente le courant parasite. Ce courant est responsable de la décharge des composants photosensibles dans les pixels. Des SET apparaissent alors sur l’image prise après l’impact de l’ion (et les suivantes si le capteur est sensible à la rémanence).

Les décodeurs sont aussi sensibles au SET. Ils sont composés de circuits numériques sans bascules, et ne sont donc pas sensibles aux événements de type SEU ou MBU. Cependant, ils possèdent une structure de thyristor parasite qui les rend vulnérable au SEL. La simulation d'une structure réaliste représentant le pire cas pour les technologies utilisées ne montre pas de sensibilité au SEL, quel que soit le LET de la particule incidente.

Les circuits de lecture ne sont pas sensibles au SEL dans la mesure où les transistors NMOS et PMOS sont séparés par la capacité d'échantillonnage qui représente une large surface. Les SET ne sont pas un problème puisque leur probabilité d'apparition est extrêmement faible.

Les effets de substrat flottant, tel que le SES, n'apparaissent que pour des technologies où les trous sont confinés dans la base du transistor bipolaire parasite. Actuellement, la technologie de substrat sur isolant (SOI) est particulièrement sensible, mais les capteurs d'images sur ces technologies ne sont pas encore pleinement opérationnels. Il est intéressant de remarquer que de tels effets montrent que les technologies SOI ne suppriment pas complètement la problématique des SEE.

Les phénomènes de rupture des oxydes (SEDR et SEGR) sont provoqués par deux mécanismes différents. Ils n'apparaissent que pour des ions plus lourds et plus énergétiques que ceux utilisés pour les expérimentations, ou des tensions d'alimentation supérieures à celles utilisées dans les capteurs d'images (transistors de puissance).

Le chapitre quatre analyse les résultats des mesures sur les capteurs d'images à pixels 3T utilisant des photodiodes "standard". Les ions incidents couvrent une large gamme de LET et sont arrêtés dans le substrat. Quatre capteurs sont testés avec des pas de 7 et 10 μm et des substrats uniformes et épitaxiés. Le CIS 4 dispose de variations de dessin de la photodiode.

Les décodeurs d'adresse sont bien sensibles à des événements transitoires, quel que soit le substrat utilisé. Certaines lignes apparaissent avec une série continue (décodeur de ligne Y) ou discontinue (décodeur de colonne Y) de pixels lumineux. Ces structures ont une faible section efficace et toujours la même forme. Elles sont donc facilement détectables et traitables par un algorithme de traitement d'image.

Des SET apparaissent également sur la matrice de pixels. Selon le temps de l'impact de l'ion par rapport au circuit de lecture, les SET apparaissent entiers ou coupés sur deux images consécutives. Compte tenu de la possible corruption de la ligne de coupure entre les deux parties du SET, l'analyse se fait uniquement sur ceux qui sont entiers (circulaires).

Les SET sur les capteurs utilisant un substrat uniforme montrent bien une dépendance à l'énergie totale déposée par la particule. Le temps de collection est bien plus rapide que le temps minimum d'intégration réalisable par le capteur. Le profil de collection des SET ne varie donc pas avec l'augmentation du temps d'intégration. En utilisant un modèle de collection développé pour les CCD (STARDUST), le profil de collection des ions peut être estimé, quel que soit le pas du pixel et l'ion utilisé. La précision est remarquable pour un modèle nécessitant aussi peu de paramètres d'entrée (géométrie des couches, pas du pixel, et longueur de diffusion dans le substrat). Ce modèle ne prend pas en compte la saturation du capteur, il faut donc la connaître afin de traiter les résultats par une troncature à la valeur de saturation. Ces résultats montrent que la physique de la collection de charges dans les substrats uniformes est dominée par les charges créées dans les zones profondes du substrat, ce qui justifie l'approximation du modèle de ne pas prendre en compte les transistors dans le pixel. Le problème de l'éblouissement censé perturber les pixels voisins de ceux saturés n'est pas visible sur ce type de capteur. En effet, les photodiodes ont un niveau de saturation qui est supérieur à celui de la chaîne de lecture. L'éblouissement est alors limité au-dessus de la valeur de saturation de la chaîne de lecture. L'effet est parti-

culièrement visible pour les variations de conception du CIS 4. Les variations sont censées limiter l’effet d’éblouissement mais n’ont aucun effet visible sur le profil de collection de charges des SET. La variation du pas de pixel ne change pas la quantité de charges collectées par unité de surface. Les profils de la charge collectée par unité de surface sont donc les mêmes pour les deux capteurs.

Dans le cas des substrats épitaxiés, les charges collectées provenant des couches en dessous de l’épaisseur du substrat épitaxié subissent des recombinaisons beaucoup plus importantes. Le profil de collection de charges des SET est alors beaucoup plus abrupt. L’utilisation du modèle STARDUST avec une épaisseur de silicium égale à celle de la couche épitaxiée sous-estime la largeur des SET. Deux causes sont privilégiées pour expliquer la différence entre les données et la simulation. Une partie des charges générées dans la couche de silicium fortement dopée (sous le substrat épitaxié) pourrait remonter vers les photodiodes et être collectée. En effet, la longueur de diffusion est encore de l’ordre de $1\mu\text{m}$, ce qui n’est pas négligeable devant les quelques microns de la couche épitaxiée. L’autre cause plausible est la visibilité de l’éblouissement. La pente des profils de charges des SET est beaucoup plus “raide” en périphérie des pixels saturés. L’effet d’éblouissement est donc potentiellement visible malgré la différence entre les niveaux de saturation. Le problème peut être contourné en utilisant une profondeur effective de la couche épitaxiée dans la simulation. Les simulations sont alors en accord avec les données quelle que soit l’ion et son LET, mais il faut déterminer le paramètre pour chaque capteur et chaque tension d’anti-éblouissement à partir des données de la charge totale collectée.

La charge totale collectée par un SET est largement inférieure à la charge totale déposée par la particule. En prenant en compte la différence due aux différents niveaux de saturation de la photodiode et de la chaîne de lecture, la majorité de la différence est expliquée, quel que soit le substrat utilisé. La charge collectée reste toujours inférieure à celle calculée à cause des recombinaisons.

La rémanence dans les capteurs à pixels 3T est causée par un mauvais reset de la photodiode. Ce problème est visible lorsque le capteur est en “soft” reset. Le SET est alors présent sur plusieurs images successives (jusqu’à sept dans les capteurs testés). Pour s’affranchir de ce problème, il faut utiliser le mode “hard” reset où la tension de reset est diminuée. Cependant, un nouveau problème apparaît puisque l’image qui suit celle d’apparition du profil possède un signal négatif. Ce phénomène est encore mal compris et nécessite une étude supplémentaire.

L’analyse des résultats sur les pixels 4T et 5T à photodiodes pincées est détaillée dans le chapitre cinq. Le banc de mesure est similaire à celui utilisé pour les CIS à pixels 3T. Trois capteurs sont testés avec deux fonderies et pas de pixels différents.

Une des fonderies est sensible au latchup. Les effets sont visibles sous la forme de ligne et de colonnes connectées de façon permanente. Ces lignes apparaissent alors noires tandis que les colonnes provoquent l’étalement des pixels lumineux sur l’ensemble de la ligne (effet de bandes). Ce SEL provient de l’utilisation des règles de conception minimum entre les transistors N et P sur les translateurs de tension des circuits de décodage d’adresse, et du substrat épitaxié plus épais de la technologie de fabrication. Ses propriétés sont mesurées afin de le caractériser et de le quantifier. Les différentes méthodes pour s’affranchir du SEL peuvent être mises en place, par exemple utiliser le capteur avec une tension d’alimentation inférieure à celle de maintien (2,5V).

La charge totale collectée par tous les pixels des SET sur les capteurs à photodiodes pincées est très proche de la valeur théorique lorsque le LET de la particule est faible. En effet, ce n’est plus le circuit de lecture, mais la PPD qui provoque la saturation d’un pixel. Aucune charge n’est donc perdue lors de la lecture. Pour les particules de plus fort

LET, la différence augmente fortement avec le LET. La première cause est l'augmentation de la recombinaison des charges avec l'injection, et donc le LET. La seconde cause est l'augmentation du nombre de pixels saturés. Plus le nombre de pixels saturés est important, plus la fraction de charges générée près du point d'impact subit de recombinaison avant d'être collectée par les diodes non saturées.

Les deux méthodes d'anti-éblouissement testées permettent de réduire le diamètre des profils de collection de charges de plusieurs pixels, quel que soit le pas de ce pixel. Cependant, elles génèrent une diminution de la capacité maximum de stockage de charges de la photodiode pincée, donc une réduction de la dynamique du capteur. La méthode doit alors être optimisée selon l'application. Lorsque la tension de la grille d'anti-éblouissement est inférieure à 0,3V, la taille des SET et la charge totale atteignent un plateau. Lorsque la tension est positive, la charge totale diminue de façon non linéaire. La charge totale collectée évolue de façon analogue à la courbe de la saturation en fonction de la tension de la grille d'anti-éblouissement. Les applications nécessitant une optimisation de la charge totale collectée peuvent donc utiliser cette courbe pour disposer d'une première estimation de l'efficacité de l'anti-éblouissement pour les SET.

Les événements singuliers dans les capteurs d'images 3T et 4T sont principalement des SET et des SEL.

Le SEL est un phénomène complexe impliquant la technologie, la conception du capteur, et la tension d'alimentation du capteur. Seules les parties numériques sont sensibles, soit les sous-circuits d'adressage dans les capteurs utilisés. Il conviendra donc de durcir cette partie et tous les circuits numériques ajoutés (CAN, circuits de traitement ou de codage de l'image, fonctions de détection d'événements, etc.). La meilleure méthode consiste à choisir la technologie disponible proposant la couche épitaxiée la plus fine possible, avec un substrat profond le plus fortement dopé possible. Cependant, ce n'est pas toujours possible, et/ou compatible avec de bonnes performances électro-optiques. Un compromis doit alors être trouvé pour chaque application. Si la technologie est connue pour être sensible, des structures de test ou des capteurs doivent être testés pour déterminer les caractéristiques du latchup pour des règles de dessin minimales. La tension d'alimentation des circuits numériques peut alors être déterminée pour augmenter le seuil de déclenchement du LET, ou opérer dans une zone sans déclenchement possible du latchup.

Les SET affectent les décodeurs et la matrice de pixels. Les SET sur les décodeurs ont des sections efficaces faibles et n'affectent qu'une image. Compte tenu de leur signature particulière, le traitement d'image peut aisément détecter et éventuellement traiter l'image. Les SET sur la matrice de pixels sont présents pour chaque impact d'ion sur la matrice, et pour plusieurs images (le nombre dépend du mode de reset utilisé). Selon la technologie et la conception du capteur, le mécanisme de la collection de charges n'est pas dominé par le même phénomène. Pour diminuer la taille de ces SET, la technologie de fabrication doit impérativement utiliser un substrat épitaxié d'une profondeur la plus fine possible sur un silicium fortement dopé. Si le circuit de lecture sature avant la photodiode, seule une optimisation des profils de dopage pourra diminuer les SET. On cherchera alors à augmenter les concentrations de dopant dans les profils. Si les pixels saturent à cause de la photodiode (le plus souvent dans les PPD), les SET peuvent encore être réduits en utilisant un système d'anti-éblouissement. L'ensemble des moyens de durcissement sont regroupés sous forme graphique dans l'annexe D.

D'autres technologies de fabrication, qui ne sont pas utilisées dans cette thèse, peuvent servir comme moyen de durcissement. Par exemple, l'utilisation d'oxydes d'isolation plus profonds (Deep Trench Isolation, DTI) limite les effets d'éblouissement. L'utilisation des technologies telles que le silicium sur isolant (Silicon On Insulator, SOI), et le capteur

aminci éclairé par la face arrière (Back-Side Illuminated, BSI) diminue grandement la profondeur du volume sensible aux SET. Le SOI supprime aussi le problème du SEL. Cependant, ces technologies doivent être caractérisées et testées puisqu'elles peuvent apporter d'autres problèmes, par exemple le SES sur le SOI. Il faut aussi considérer les conséquences sur les performances électro-optiques des CIS (QE, CVF, Cross-talk, etc.) et sur la résistance aux effets de dose (TID, DDD). Chaque application doit donc trouver le compromis idéal pour se protéger des évènements singuliers.

Bibliographie

- [1] R. ECOFFET, « Overview of in-orbit radiation induced spacecraft anomalies », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, p. 1791–1815, juin 2013.
- [2] A. S. JURSA, *Handbook of geophysics and the space environment*. Air Force Geophysics Laboratory Springfield, VA, 1985.
- [3] CNES, *Environnement radiatif spatial et ses effets sur les composants et systèmes embarqués - SREC 2004*. Cours de technologie spatiale, Cépaduès, cépaduès éd., 2004.
- [4] R. O. O. B. SOLAR INFLUENCE DATA ANALYSIS CENTER (SIDC), « Monthly sunspot number over the last 60 years », mars 2013.
- [5] J. BERINGER ET AL., « Particle data group », *Phys. Rev. D*, vol. 86, no. 01001, 2012.
- [6] MARTIN WALT, *Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation*. Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press, cambridge university press éd., 1994.
- [7] HERMAN HOERLIN, « United states high-altitude test experiences. a review emphasizing the impact on the environment. », rap. tech., Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, Los Alamos, New Mexico, USA, 1976.
- [8] K. S. KRANE, *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, nov. 1987.
- [9] G. F. KNOLL, *Radiation detection and measurement*. Wiley, 2000.
- [10] M.J. BERGER, K. OLSEN et J.H. HUBBELL, « XCOM : photon cross sections database, NIST standard reference database 8 (XGAM) », 2013.
- [11] NUCLEAR ENERGY AGENCY (NEA), « Java-based nuclear information software (JANIS) », 2013.
- [12] NUCLEAR ENERGY AGENCY (NEA), « SPAR, high-energy muon, pion, heavy ion stopping-powers and ranges ». <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/ccc-0228/>.
- [13] O. FAGEEHA, J. HOWARD et R. C. BLOCK, « Distribution of radial energy deposition around the track of energetic charged particles in silicon », *Journal of Applied Physics*, vol. 75, no. 5, p. 2317, 1994.
- [14] M. RAINE, *Etude de l'effet de l'énergie des ions lourds sur la sensibilité des composants électroniques*. Thèse doctorat, Paris-Sud.
- [15] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS, « Linear energy transfer », Rap. tech. 16, The International Commission on Radiation Units and measurements, juin 1970.
- [16] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS, « Fundamental quantities and units for ionizing radiation », Rap. tech. 85, The International Commission on Radiation Units and measurements, oct. 2011. Published by Oxford University Press ICRU REPORT No. 85 Journal of the ICRU Volume 11 No 1 2011.

- [17] J. ZIEGLER, « James ziegler - SRIM & TRIM ». <http://www.srim.org/index.htm>.
- [18] J. ZIEGLER, « Stopping of energetic light ions in elemental matter », *Journal of applied physics*, vol. 85, p. 1249–1272, 1999.
- [19] C. A. KLEIN, « Bandgap dependence and related features of radiation ionization energies in semiconductors », *Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 4, p. 2029, 1968.
- [20] R. C. ALIG, S. BLOOM et C. W. STRUCK, « Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors », *Physical Review B*, vol. 22, p. 5565–5582, déc. 1980.
- [21] T. P. MA et P. V. DRESSENDORFER, *Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits*. New York : Wiley, 1989.
- [22] P. E. DODD, M. R. SHANEYFELT, J. R. SCHWANK et J. A. FELIX, « Current and future challenges in radiation effects on CMOS electronics », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, p. 1747–1763, août 2010.
- [23] T. OLDHAM et F. MCLEAN, « Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 3, p. 483–499, 2003.
- [24] S. WITCZAK, R. LACOE, J. OSBORN, J. HUTSON et S. MOSS, « Dose-rate sensitivity of modern nMOSFETs », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 6, p. 2602–2608, 2005.
- [25] H. J. BARNABY, « Total-ionizing-dose effects in modern CMOS technologies », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, p. 3103–3121, déc. 2006.
- [26] J. SCHWANK, M. SHANEYFELT, D. FLEETWOOD, J. FELIX, P. DODD, P. PAILLET et V. FERLET-CAVROIS, « Radiation effects in MOS oxides », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 55, no. 4, p. 1833–1853, 2008.
- [27] V. GOIFFON, M. ESTRIBEAU, O. MARCELOT, P. CERVANTES, P. MAGNAN, M. GAILLARDIN, C. VIRMONTAIS, P. MARTIN-GONTHIER, R. MOLINA, F. CORBIERE, S. GIRARD, P. PAILLET et C. MARCANDELLA, « Radiation effects in pinned photodiode CMOS image sensors : Pixel performance degradation due to total ionizing dose », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, p. 2878–2887, déc. 2012.
- [28] G. D. WATKINS, « Intrinsic defects in silicon », *Materials science in semiconductor processing*, vol. 3, no. 4, p. 227–235, 2000.
- [29] J. R. SROUR et J. W. PALKO, « Displacement damage effects in irradiated semiconductor devices », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, p. 1740–1766, juin 2013.
- [30] R. M. FLEMING, C. H. SEAGER, E. BIELEJEC, G. VIZKELETHY, D. V. LANG et J. M. CAMPBELL, « Defect annealing in neutron and ion damaged silicon : Influence of defect clusters and doping », *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 5, p. 053712, 2010.
- [31] J. BOGAERTS, B. DIERICKX, G. MEYNANTS et D. UWAERTS, « Total dose and displacement damage effects in a radiation-hardened CMOS APS », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 50, no. 1, p. 84–90, 2003.
- [32] B. PAIN, B. R. HANCOCK, T. J. CUNNINGHAM, S. SESHADRI, C. SUN, P. PEDADDA, C. J. WRIGLEY et R. C. STIRBL, « Hardening CMOS imagers : radhard-by-design or radhard-by-foundry », p. 101–110, jan. 2004.

- [33] V. GOIFFON, P. CERVANTES, C. VIRMONTOIS, F. CORBIERE, P. MAGNAN et M. ESTRIBEAU, « Generic radiation hardened photodiode layouts for deep submicron CMOS image sensor processes », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 6, p. 3076–3084, 2011.
- [34] C. VIRMONTOIS, V. GOIFFON, P. MAGNAN, O. SAINT-PE, S. GIRARD, S. PETIT, G. ROLLAND et A. BARDOUX, « Total ionizing dose versus displacement damage dose induced dark current random telegraph signals in CMOS image sensors », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 58, p. 3085–3094, déc. 2011.
- [35] F. SEXTON, « Destructive single-event effects in semiconductor devices and ICs », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, p. 603–621, juin 2003.
- [36] R. ECOFFET, E. LORFEVRE, F. BEZERRA, J. BERTRAND, J.-L. VENTURIN et S. DUZELLIER, « Overview of effects on components », *Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems (SREC), Space technology course*, p. 395–410, 2004.
- [37] EIA/JEDEC, « Test procedures for the measurement of SEE in semiconductor devices from heavy ion irradiation », Rap. tech. Standard n°57, Electronic Industries Association, 1996.
- [38] ESA, « Single event effects test method and guidelines », ESCC Basic Specification 25100, European Space Agency (ESA), European Space Components Coordination (ESCC), 2002.
- [39] M. PIGNOL, J.-L. CARAYON, T. CHAPUIS, A. PEUS et B. SABA, « Radiation effects on digital systems », *Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems (SREC), Space technology course*, p. 411–460, 2004.
- [40] O. GOLUBEVA, M. REBAUDENGO, M. SONZA REORDA et M. VIOLANTE, « Software techniques for dependable computer-based systems », *The Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems*, p. 461–480, juin 2004.
- [41] J. G. PROAKIS et M. SALEHI, *Digital communications*. Boston : McGraw-Hill, 2008.
- [42] R. R. TROUTMAN, *Latchup in CMOS technology : the problem and its cure*. Springer, 1986.
- [43] S. H. VOLDMAN, *Latchup*. Wiley, avril 2008.
- [44] R. KOGA et W. KOLASINSKI, « Heavy ion induced snapback in CMOS devices », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 36, no. 6, p. 2367–2374, 1989.
- [45] P. DODD, M. SHANEYFELT, D. WALSH, J. SCHWANK, G. HASH, R. LOEMKER, B. DRAPER et P. WINOKUR, « Single-event upset and snapback in silicon-on-insulator devices and integrated circuits », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 47, no. 6, p. 2165–2174, 2000.
- [46] S. LIU, M. BODEN, D. A. GIRDHAR et J. L. TITUS, « Single-event burnout and avalanche characteristics of power DMOSFETs », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, p. 3379–3385, déc. 2006.
- [47] A. EL GAMAL et H. ELTOUKHY, « CMOS image sensors », *IEEE Circuits and Devices Magazine*, vol. 21, no. 3, p. 6–20, 2005.
- [48] C. LIEBE, « Accuracy performance of star trackers - a tutorial », *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, vol. 38, no. 2, p. 587–599, 2002.
- [49] L. MA, C. HU, X. WANG et D. DAI, « Advances and accuracy performance of the star trackers », p. 89080M–89080M–9, août 2013.

- [50] JOHN B. SIGWARTH, GREGORY L. PICKETT et KENT L. ACKERSON, « Visible imaging system (VIS), on polar mission of the international solar-terrestrial physics (ISTP) », juil. 2000.
- [51] V. GOIFFON, S. GIRARD, A. CHABANE, P. PAILLET, P. MAGNAN, P. CERVANTES, P. MARTIN-GONTHIER, J. BAGGIO, M. ESTRIBEAU, J.-L. BOURGADE, S. DARBON, A. ROUSSEAU, V. Y. GLEBOV, G. PIEN et T. C. SANGSTER, « Vulnerability of CMOS image sensors in megajoule class laser harsh environment », *Optics Express*, vol. 20, p. 20028–20042, août 2012.
- [52] G. DEPTUCH, J.-D. BERST, G. CLAUS, C. COLLEDANI, W. DULINSKI, Y. GORNUSHKIN, D. HUSSON, J.-L. RIESTER et M. WINTER, « Design and testing of monolithic active pixel sensors for charged particle tracking », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 49, no. 2, p. 601–610, 2002.
- [53] G. DEPTUCH, *Développement d'un capteur de nouvelle génération et son électronique intégrée pour les collisionneurs futurs*. Thèse doctorat, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, nov. 2005.
- [54] D. PASSERI, P. PLACIDI, M. PETASECCA, P. CIAMPOLINI, G. MATRELLA, A. MARRAS, A. PAPI et G. BILEI, « Design, fabrication, and test of CMOS active-pixel radiation sensors », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, p. 1144–1149, juin 2004.
- [55] D. PASSERI, A. MARRAS, P. PLACIDI, P. DELFANTI, D. BIAGETTI, L. SERVOLI, G. BILEI et P. CIAMPOLINI, « Radiation detectors for HEP applications using standard CMOS technology », in *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2006. IEEE*, vol. 2, p. 1253–1256, 2006.
- [56] D. PASSERI, L. SERVOLI, D. BIAGETTI et S. MEROLI, « Characterization of CMOS active pixel sensors for particle detection : Beam test of the four-sensors RAPS03 stacked system », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 617, p. 573–575, mai 2010.
- [57] X. LLOPART, M. CAMPBELL, R. DINAPOLI, D. SAN SEGUNDO et E. PERNIGOTTI, « Medipix2 : A 64-k pixel readout chip with 55- μm square elements working in single photon counting mode », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, p. 2279–2283, oct. 2002.
- [58] L. PINSKY, A. EMPL, A. GUTIERREZ, J. JAKUBEK, H. KITAMURA, J. MILLER, C. LEROY, N. STOFFLE, S. POSPISIL, Y. UCHIHORI *et al.*, « Penetrating heavy ion charge and velocity discrimination with a TimePix-based si detector (for space radiation applications) », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 633, p. S190–S193, 2011.
- [59] F. HARTMANN, « Semiconductor sensors », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 628, p. 40–49, fév. 2011.
- [60] S. MORRISON, « A new type of photosensitive junction device », *Solid-State Electronics*, vol. 6, p. 485–494, sept. 1963.
- [61] J. W. HORTON, R. V. MAZZA et H. DYM, « The scanistor - a solid-state image scanner », *Proceedings of the IEEE*, vol. 52, no. 12, p. 1513–1528, 1964.
- [62] G. WECKLER, « A silicon photodevice to operate in a photon flux integrated mode », in *Electron Devices Meeting, 1965 International*, vol. 11, p. 38–39, 1965.

- [63] G. WECKLER, « Operation of p-n junction photodetectors in a photon flux integrating mode », *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 2, no. 3, p. 65–73, 1967.
- [64] P. K. WEIMER, G. SADASIV, J. MEYER, J.E., L. MERAY-HORVATH et W. PIKE, « A self-scanned solid-state image sensor », *Proceedings of the IEEE*, vol. 55, no. 9, p. 1591–1602, 1967.
- [65] P. NOBLE, « Self-scanned silicon image detector arrays », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 15, no. 4, p. 202–209, 1968.
- [66] S. G. CHAMBERLAIN, « Photosensitivity and scanning of silicon image detector arrays », *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 4, no. 6, p. 333–342, 1969.
- [67] P. FRY, P. NOBLE et R. RYCROFT, « Fixed-pattern noise in photomatrices », *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 5, no. 5, p. 250–254, 1970.
- [68] W. BOYLE et G. SMITH, « Charge-coupled devices - a new approach to MIS device structures », *IEEE Spectrum*, vol. 8, no. 7, p. 18–27, 1971.
- [69] S. K. MENDIS, B. PAIN, R. H. NIXON et E. R. FOSSUM, « Design of a low-light-level image sensor with on-chip sigma-delta analog-to-digital conversion », vol. 1900, p. 31–39, 1993.
- [70] E. R. FOSSUM, « Active pixel sensors : are CCDs dinosaurs ? », vol. 1900, p. 2–14, 1993.
- [71] E. R. FOSSUM, « CMOS image sensors : Electronic camera-on-a-chip », *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 10, p. 1689–1698, 1997.
- [72] X. BELREDON, J. P. DAVID, D. LEWIS, T. BEAUCHENE, V. POUGET, S. BARDE et P. MAGNAN, « Heavy ion-induced charge collection mechanisms in CMOS active pixel sensor », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 49, no. 6, p. 2836–2843, 2002.
- [73] C. J. MARSHALL, K. A. LABEL, R. A. REED, P. W. MARSHALL, W. B. BYERS, C. CONGER, J. PEDEN, E. S. EID, M. R. JONES, S. KNIFFIN *et al.*, « Heavy ion transient characterization of a hardened-by-design active pixel sensor array », in *Radiation Effects Data Workshop, 2002 IEEE*, p. 187–193, 2002.
- [74] D. VAN AKEN, D. HERVE et M. BEAUMEL, « Total dose, displacement damage, and single event effects in the radiation hardened CMOS APS HAS2 », in *Proceedings of SPIE*, (Berlin, Germany), p. 74741C–74741C–12, 2009.
- [75] D. VAN AKEN et S. COS, « Qualification of the "HAS" APS detector for space », in *International Society on Reliability of Optoelectronics for Systems (ISROS)*, (Cagliari, Sardinia (Italy)), 2009.
- [76] P. VU, B. FOWLER, B. RODRICKS, J. BALICKI, S. . MIMS et W. LI, « Evaluation of 10MeV proton irradiation on 5.5 mpixel scientific CMOS image sensor », p. 78261R–78261R–8, 2010.
- [77] T. TURFLINGER, « Single-event effects in analog and mixed-signal integrated circuits », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 2, p. 594–602, 1996.
- [78] M. LUBASZEWSKI, T. BALEN, E. SCHULER, L. CARRO et J. L. HUERTAS, « Effects of radiation on analog and mixed-signal circuits », in *Radiation Effects on Embedded Systems* (R. VELAZCO, P. FOUILLAT et R. REIS, édés), p. 89–119, Springer Netherlands, jan. 2007.
- [79] A. ZANCHI, S. BUCHNER, S. HISANO, A. WILSON, C. HAFER et D. KERWIN, « A comprehensive methodology to rate SETs of complex analog and mixed-signal circuits demonstrated on 16-bit a-to-d converters », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, no. 6, p. 2739–2747, 2012.

- [80] P. MARTIN-GONTHIER, *Contributions à l'amélioration de la dynamique des capteurs d'image CMOS à la réponse linéaire*. Thèse doctorat, Université de Toulouse, Toulouse, 2010.
- [81] T. LULÉ, « Accurate simulation and modeling of reset noise in 3T CMOS active pixels », in *2005 IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors*, (Karuizawa, Japan), 2005.
- [82] B. PAIN, G. YANG, M. ORTIZ, C. WRIGLEY, B. HANCOCK et T. CUNNINGHAM, « Analysis and enhancement of low-light-level performance of photodiode-type CMOS active pixel imagers operated with sub-threshold reset », (Nagano, Japan), IEEE, 1999.
- [83] B. FOWLER, M. GODFREY et S. MIMS, « Reset noise reduction in capacitive sensors », *IEEE Transactions on Circuits and Systems I : Regular Papers*, vol. 53, p. 1658–1669, août 2006.
- [84] H. TIAN, B. FOWLER et A. E. GAMAL, « Analysis of temporal noise in CMOS photodiode active pixel sensor », *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, vol. 36, no. 1, p. 92–101, 2001.
- [85] A. K. JONSCHER, *Principles of semiconductor device operation*. Wiley, 1960.
- [86] A. S. GROVE, *Physics and technology of semiconductor devices*. Wiley, 1967.
- [87] S. M. SZE et K. K. NG, *Physics of semiconductor devices*. John Wiley and Sons, 2007.
- [88] G. ROLLAND, « New analytical solutions of the diffusion equation available to radiation induced substrate currents modeling », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, p. 2028–2035, août 2008.
- [89] G. ROLLAND, L. Pinheiro da SILVA, C. INGUIMBERT, J.-P. DAVID, R. ECOFFET et M. AUVERGNE, « STARDUST : a code for the simulation of particle tracks on arrays of sensitive volumes with substrate diffusion currents », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, p. 2070–2078, août 2008.
- [90] G. HUBERT, S. DUZELLIER, C. INGUIMBERT, C. BOATELLA-POLO, F. BEZERRA et R. ECOFFET, « Operational SER calculations on the SAC-C orbit using the multi-scales single event phenomena predictive platform (MUSCA $\{\rm SEP\}^{\wedge}\{3\}$) », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, p. 3032–3042, déc. 2009.
- [91] SYNOPSYS, « TCAD ». <http://www.synopsys.com/tools/tcad/Pages/default.aspx>.
- [92] SILVACO, « TCAD ». <http://www.silvaco.com/products/tcad/>.
- [93] I. NASHIYAMA, T. HIRAO, T. KAMIYA, H. YUTOH, T. NISHIJIMA et H. SEKIGUTI, « Single-event current transients induced by high energy ion microbeams », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 40, no. 6, p. 1935–1940, 1993.
- [94] H. SCHONE, D. S. WALSH, F. W. SEXTON, B. L. DOYLE, P. E. DODD, J. F. AURAND, R. S. FLORES et N. WING, « Time-resolved ion beam induced charge collection (TRIBICC) in micro-electronics », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 6, p. 2544–2549, 1998.
- [95] S. ONODA, T. HIRAO, J. S. LAIRD, K. MISHIMA, K. KAWANO et H. ITOH, « Transient currents generated by heavy ions with hundreds of MeV », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 6, p. 3731–3737, 2006.
- [96] T. R. OLDHAM et F. B. MCLEAN, « Charge collection measurements for heavy ions incident on n- and p-type silicon », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 30, no. 6, p. 4493–4500, 1983.

- [97] C. HSIEH, P. MURLEY et R. O'BRIEN, « A field-funneling effect on the collection of alpha-particle-generated carriers in silicon devices », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 2, no. 4, p. 103–105, 1981.
- [98] T. R. OLDHAM, F. B. MCLEAN et J. M. HARTMAN, « Revised funnel calculations for heavy particles with high dE/dx », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 33, no. 6, p. 1646–1650, 1986.
- [99] O. MUSSEAU, « Semi-empirical modelization of charge funneling in a np diode », in *Radiation and its Effects on Devices and Systems, 1991. RADECS 91., First European Conference on*, p. 429–432, 2002.
- [100] G. DEPTUCH, M. WINTER, W. DULINSKI, D. HUSSON, R. TURCHETTA et J. L. RIESTER, « Simulation and measurements of charge collection in monolithic active pixel sensors », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 465, no. 1, p. 92–100, 2001.
- [101] D. BIAGETTI, A. MARRAS, S. MEROLI, D. PASSERI, P. PLACIDI, L. SERVOLI et P. TUCCERI, « Beam test results for the RAPS03 non-epitaxial CMOS active pixel sensor », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 628, p. 230–233, fév. 2011.
- [102] S. SENYUKOV, J. BAUDOT, A. BESSON, G. CLAUS, L. COUSIN, A. DOROKHOV, W. DULINSKI, M. GOFFE, C. HU-GUO et M. WINTER, « Charged particle detection performances of CMOS pixel sensors produced in a 0.18 μm process with a high resistivity epitaxial layer », *arXiv preprint arXiv :1301.0515*, 2013.
- [103] F. HARTMANN, « Silicon tracking detectors in high-energy physics », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 666, p. 25–46, 2012.
- [104] G. LUTZ, L. ANDRICEK, R. ECKARDT, O. HÄLKER, S. HERMANN, P. LECHNER, R. RICHTER, G. SCHALLER, F. SCHOPPER, H. SOLTAU, L. STRÜDER, J. TREIS, S. WÖLFL et C. ZHANG, « DEPFET-detectors : new developments », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 572, p. 311–315, mars 2007.
- [105] X. BELREDON, *Collection de charges induites par des particules lourdes dans les APS : influence des paramètres de conception*. Thèse doctorat, Université de Toulouse, Toulouse, déc. 2003.
- [106] G. HUBERT, J. M. PALAU, P. ROCHE, B. SAGNES, J. GASLOT et M. C. CALVET, « Study of basic mechanisms induced by an ionizing particle on simple structures », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 47, no. 3, p. 519–526, 2002.
- [107] J. S. LAIRD, T. HIRAO, S. ONODA et H. ITOH, « High-injection carrier dynamics generated by MeV heavy ions impacting high-speed photodetectors », *Journal of Applied Physics*, vol. 98, p. 013530–013530–14, juil. 2005.
- [108] J. LAIRD, S. ONODA, T. HIRAO, L. EDMONDS et T. OHSHIMA, « The role of ion track structure on high-injection carrier dynamics in high-speed si and III-V optoelectronic sensors », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 54, no. 6, p. 2384–2393, 2007.
- [109] J. S. LAIRD, S. ONODA et T. HIRAO, « Relaxation of high-energy heavy-ion induced bipolar plasmas in si epilayer devices as a function of temperature », *Journal of Applied Physics*, vol. 104, no. 8, p. 084510, 2009.

- [110] H. S. VOLDMAN, « CMOS LATCHUP », in *Latchup*, Wiley, p. 54.
- [111] E. SUN, J. MOLL, J. BERGER et B. ALDERS, « Breakdown mechanism in short-channel MOS transistors », in *Electron Devices Meeting, 1978 International*, vol. 24, p. 478–482, 1978.
- [112] Y. ZHOU, D. CONNERNEY, R. CARROLL et T. LUK, « Modeling MOS snapback for circuit-level ESD simulation using BSIM3 and VBIC models », in *Quality of Electronic Design, 2005. ISQED 2005. Sixth International Symposium on*, p. 476–481, 2005.
- [113] J. YUXI, L. JIAO, R. FENG, C. JIALIN et Y. DIANXIONG, « Influence of layout parameters on snapback characteristic for a gate-grounded NMOS device in 0.13- μm silicide CMOS technology », *Journal of Semiconductors*, vol. 30, p. 084007, août 2009.
- [114] F. W. SEXTON, D. M. FLEETWOOD, M. R. SHANEYFELT, P. E. DODD et G. L. HASH, « Single event gate rupture in thin gate oxides », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 6, p. 2345–2352, 1997.
- [115] A. TOUBOUL, J. CARLOTTI, M. MARINONI, M. CAUSSANEL, M. RAMONDA, C. GUASCH, G. BRUGUIER, J. BONNET, F. SAIGNÉ et J. GASLOT, « Growth of heavy ion-induced nanodots at the SiO₂–Si interface : Correlation with ultrathin gate oxide reliability », *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 351, p. 3834–3838, déc. 2005.
- [116] C. ROTARU, *SiO₂ sur silicium : comportement sous irradiation avec des ions lourds*. Thèse doctorat, Université de Caen, 2004.
- [117] HAVAR, « Hamilton precision metals of delaware, inc. ». <http://www.hpmetals.com/download/Havar.pdf>.
- [118] E. L. PETERSEN, J. C. PICKEL, J. H. ADAMS JR et E. C. SMITH, « Rate prediction for single event effects-a critique », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 39, no. 6, p. 1577–1599, 1992.
- [119] IOFFE PHYSICO-TECHNICAL INSTITUTE, « New semiconductor materials archive ». <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/>.
- [120] T. HIRAO, S. ONODA, M. OIKAWA, T. SATOH, T. KAMIYA et T. OHSHIMA, « Transient current mapping obtained from silicon photodiodes using focused ion microbeams with several hundreds of MeV », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 267, p. 2216–2218, juin 2009.
- [121] S. P. BUCHNER, F. MILLER, V. POUGET et D. P. MCMORROW, « Pulsed-laser testing for single-event effects investigations », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, p. 1–24, 2013.
- [122] T. CALIN, M. NICOLAIDIS et R. VELAZCO, « Upset hardened memory design for submicron CMOS technology », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 6, p. 2874–2878, 1996.
- [123] D. MAVIS et P. EATON, « Soft error rate mitigation techniques for modern microcircuits », in *Reliability Physics Symposium Proceedings, 2002. 40th Annual*, p. 216–225, 2002.
- [124] J. CHEN, S. CHEN, B. LIANG, B. LIU et F. LIU, « Radiation hardened by design techniques to reduce single event transient pulse width based on the physical mechanism », *Microelectronics Reliability*, vol. 52, p. 1227–1232, juin 2012.

- [125] R. KOGA et W. A. KOLASINSKI, « Heavy-ion induced snapback in CMOS devices », Rap. tech. TR-0089(4940-05)-4, The Aerospace Corporation, 1990.
- [126] D. HIEMSTRA et E. BLACKMORE, « Let spectra of proton energy levels from 50 to 500 mev and their effectiveness for single event effects characterization of microelectronics », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, p. 2245–2250, déc. 2003.
- [127] S. M. SZE et K. K. NG, « Physics of semiconductor devices », in *Physics of semiconductor devices*, p. 66–67, John Wiley and Sons, 2007.
- [128] O. CHIBANI, « New algorithms for the vavilov distribution calculation and the corresponding energy loss sampling », *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 5, p. 2288–2292, 1998.
- [129] D. J. S. FINDLAY et A. R. DUSAUTOY, « Improvements to the blunck-leisegang energy loss straggling distribution », *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 174, no. 3, p. 531–533, 1980.
- [130] GEANT4 WORKING GROUPS, « Geant4 : A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter ». <http://geant4.cern.ch/>.
- [131] G. M. SWIFT et A. H. JOHNSTON, « Practical aspects of single event testing : Experimental planning and interpretation », in *Radiation Effects on Components and Systems*, (Deauville), p. X–1, 2007.
- [132] J. R. SCHWANK, M. R. SHANEYFELT et P. E. DODD, « Radiation hardness assurance testing of microelectronic devices and integrated circuits : test guideline for proton and heavy ion single-event effects », *Sandia National Laboratories Document, SAND*, 2008.
- [133] G. SAPORTA, *Probabilités, analyse des données et statistique*. Editions TECHNIP, 2006.
- [134] F. GARWOOD, « (i) fiducial limits for the poisson distribution », *Biometrika*, vol. 28, p. 437–442, déc. 1936.
- [135] V. V. PATIL et H. V. KULKARNI, « Comparison of confidence intervals for the poisson mean : some new aspects », *REVSTAT–Statistical Journal*, vol. 10, no. 2, p. 211–227, 2012.

Table des figures

I.1	Schéma des sources de radiations dans l'environnement spatial.	12
I.2	Évolution des points noirs sur le Soleil (sunspots). Le nombre de points visibles est directement corrélé avec l'activité solaire (éruptions, vents) [4]. .	13
I.3	Flux différentiel des différentes particules cosmiques en fonction de l'énergie [5].	14
I.4	Coefficients d'absorption des photons dans le silicium pour les différents processus physiques. A faible énergie, l'effet photo-électrique est prédominant. Données extraites de la référence [10].	16
I.5	Schéma de l'interaction par effet Compton entre un photon et un électron. .	16
I.6	Section efficace totale des neutrons dans le Silicium-28, et pour les différents processus physiques. Le processus principal est la collision élastique pour les neutrons de 0,1eV à 1MeV. Au-delà, le neutron commence à produire des réactions nucléaires, et en dessous il donne lieu à une capture radiative. Graphique produit depuis le logiciel JANIS [11] et données de la bibliothèque JEFF [12].	18
I.7	Dépendance du pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire de l'azote (60 MeV) à l'énergie de la particule et à la distance dans le silicium. Le LET est le plus important sur presque tout le parcours de la particule, puis la tendance s'inverse sur les derniers μm où la particule possède peu d'énergie. Données calculées par le logiciel SRIM [17].	20
I.8	Schéma du passage d'une particule dans un composant. Trois types d'effets sont produits : le TID, le DDD, et les SEE.	21
I.9	Schéma de la structure thyristor parasite dans un inverseur CMOS.	23
I.10	Schéma du transistor bipolaire parasite dans les transistors CMOS. La base du transistor est dans le substrat (connecté au potentiel correspondant pour que ce transistor soit bloqué). Cependant, une particule peut provoquer la variation nécessaire pour le rendre passant.	24
I.11	Schéma d'un système d'imagerie avec les fonctions de chaque partie. Le rôle du capteur d'image est de convertir les photons en électrons pour fournir un signal exploitable à la carte électronique.	25
I.12	Images de l'instrument Visible Imaging System (VIS) au cours d'une forte activité solaire, sur le satellite POLAR du projet International Solar-Terrestrial Physics (ISTP) [50].	27
II.1	Architecture de deux capteurs d'images de complexités différentes.	31
II.2	Schéma d'un pixel 3T	32
II.3	Schéma d'un pixel 4T. Les signaux de commandes sont communs à une ligne <i>.	33

II.4	Représentation simplifiée du potentiel le long de la coupe de la structure de la PPD et du SN (ligne pointillée).	34
II.5	Schéma de deux pixels (3T) et du circuit de lecture d'une colonne. Le circuit de lecture est le même dans le cas des pixels 4T et 5T.	35
II.6	Exemple de décodeur pour 4 lignes.	36
II.7	Schéma du circuit d'adressage de 4 lignes utilisant le bloc de décodage 1,8V conçu par la fonderie.	36
II.8	Chronogramme de lecture d'un circuit 3T	37
II.9	Chronogramme de lecture d'un circuit 4T	37
II.10	Signal aux bornes de la photodiode	38
II.11	Signal aux bornes de la photodiode	38
III.1	Schéma des niveaux d'injection dans le semiconducteur.	43
III.2	Illustrations de l'évolution d'un dépôt de charges au cours du temps (pour la solution à une dimension spatiale x) dans du silicium dopé N (10^{18}cm^{-3}).	44
III.3	Simulation TCAD en 2D du courant généré sur une jonction PN par un ion Xe de l'UCL. L'ion frappe la diode 10ns après le début de la simulation.	46
III.4	Illustration de l'effet "funnel" sur la même simulation (2D) que la Fig. III.3 (ion Xe de l'UCL). Les lignes isopotentielle se déforment le long de la trace de l'ion lors de l'impact, puis elles se regroupent le long des contacts reliés à la masse. La jonction finit par retrouver son potentiel initial.	47
III.5	Schéma électrique complet du cheminement du signal utile (pixel et circuit de lecture sélectionnés).	49
III.6	Exemple de simulation de SET avec le logiciel STARDUST, pour un ion Xe de 420 MeV sur une matrice de 128x128 pixels de 10 μm de côté. L'échelle de couleur représente le nombre d'électrons collectés par chaque pixel.	50
III.7	Schéma présentant l'architecture du circuit et le type de transistor utilisé dans chaque sous-partie.	52
III.8	Structure de test minimum utilisée pour la simulation TCAD.	53
III.9	Courant dans la structure du thyristor parasite pour plusieurs tensions d'alimentation des structures de 3,3V et 10V. Les courants de l'anode et de la cathode sont opposés, mais le courant négatif de l'anode est montré positif pour l'échelle logarithmique. La particule incidente frappe à 10^{-8}s , avec un LET de 2,7 GeV.cm ² /mg.	54
III.10	Schéma de la courbe I(V) d'un thyristor. Il existe une zone de tension ayant deux points de fonctionnement. Deux points sont caractéristiques de la courbe : le point de déclenchement et le point de maintien.	55
III.11	Simulation de la courbe I-V pour la structure de test.	55
IV.1	Schéma des différentes parties du banc de mesure.	59
IV.2	Evènements transitoires sur les circuits d'adressage.	61
IV.3	Images successives obtenues sur le capteur CIS 1. L'échelle de couleur représente le nombre d'électrons collectés. Certaines taches sont entières alors que d'autres sont coupées sur deux images.	61
IV.4	Chronogramme de lecture d'une ligne avec les différents cas pour l'impact d'un ion.	62
IV.5	Profil axial des différents ions sur le capteur CIS 1.	63
IV.6	Profil axial de l'argon sur le capteur CIS 1 pour trois temps d'intégration différents.	64

IV.7 Profils radiaux expérimentaux (croix bleues) et simulations (ronds verts) pour chacun des ions sur le CIS 1.	65
IV.8 Profils radiaux expérimentaux (croix bleues) et simulations (ronds verts) pour chacun des ions avec une longueur de diffusion de 20 μ m.	67
IV.9 Tension en sortie de la diode et en sortie du capteur. La tension de la diode est estimée grâce aux équations. La fonction de réponse de la chaîne de lecture est mesurée expérimentalement.	67
IV.10 Illustration de l'effet d'éblouissement. La courbe gaussienne (en trait plein) représente le dépôt de charge s'il n'y avait pas de saturation. Les charges supplémentaires générées dans les pixels ayant des diodes saturées vont diffuser jusqu'aux pixels voisins non saturés (barres en pointillés). Cet effet est caché par la chaîne de lecture qui sature avant les photodiodes (barres pleines).	68
IV.11 Schéma des photodiodes utilisées sur le CIS 4.	69
IV.12 Résultats des profils de collection de charges obtenus sur le CIS 4, matrice 2 pour le Kr du GANIL. Les variations incluent des photodiodes standard (STD, entourées de P+ (SP+), avec des oxydes reculés (RSTI).	69
IV.13 Résultats des profils de collection de charges obtenus sur le CIS 4, matrice 1 pour le Kr du GANIL.	70
IV.14 Résultats des profils de collection de charges obtenus sur le CIS 1 et le CIS 4.	72
IV.15 Résultats des profils de collection de charges normalisés par la surface des pixels, pour les capteurs CIS 1 et le CIS 4.	73
IV.16 Illustration de l'effet des contributions recombinaisons dans la partie fortement dopée des substrats épitaxiés. Dans le cas réel, la trace de la particule est divisée en un grand nombre de points sources.	74
IV.17 Profils de la collection de charges pour les capteurs utilisant un substrat épitaxié : CIS 2 et CIS 3, pour le Kr du GANIL.	75
IV.18 Charge totale collectée par la matrice en fonction de l'épaisseur de la couche de silicium pour les simulations STARDUST de l'ion Kr du GANIL. La relation trouvée est linéaire, ce qui permet d'extrapoler une épaisseur effective de la couche épitaxiée.	75
IV.19 Simulation des profils pour l'ion Kr du GANIL sur le CIS 2 et le CIS 3. Les deux premières simulations sont faites pour une profondeur effective arbitraire, les deux dernières simulations utilisent la profondeur effective déterminée par la méthode de la charge totale collectée.	76
IV.20 Simulation des profils pour tous les ions de l'UCL sur le CIS 2.	77
IV.21 Somme des pixels sur une fenêtre carrée en fonction de la taille du côté de cette fenêtre (en nombre de pixels et en μ m) pour les capteurs CIS 1 et CIS 3.	78
IV.22 Charge totale collectée et calculée sur les capteurs aux pas de 10 μ m, CIS 1 et CIS 3. Les barres d'erreur représentent la quantité de charges qui sont effectivement collectées par les diodes, mais ne sont pas visibles à cause de la saturation du circuit de lecture.	79
IV.23 Image précédant et images suivant un impact d'ion pour un capteur en "soft" reset. L'échelle de couleur représente le nombre d'électrons collectés.	80
IV.24 Charge visible en sortie d'un pixel saturé au cours du temps. L'échelle de temps est déterminée à partir de la première image impactée par le SET et de la durée d'acquisition d'une image (9,17ms).	80
IV.25 Image précédant et images suivant un impact d'ion pour un capteur en "hard" reset. L'échelle de couleur représente le nombre d'unités du CAN.	81

IV.26	Tension de sortie d'un pixel pour l'hypothèse d'une recharge de la diode pendant le temps d'intégration.	82
IV.27	Tension de sortie d'un pixel pour l'hypothèse d'un reset trop élevé après l'impact de l'ion (reset 1) et qui décharge la photodiode deux images après (reset 2).	82
IV.28	Tension de sortie d'un pixel pour l'hypothèse d'un effet de couplage affecté par l'impact de l'ion.	83
V.1	Profils de dopage de la couche épitaxiée et du substrat profond en fonction de la profondeur dans le silicium.	89
V.2	Effet produit par des irradiations de Kr ou de Xe (ici le Kr) sur le capteur CIS 1. Ces effets apparaissent aléatoirement dans le temps et sur les lignes, jusqu'au redémarrage de l'alimentation du capteur.	90
V.3	Effet produit par des irradiations de Kr ou de Xe (ici le Kr) sur le capteur CIS 1. Ces effets apparaissent aléatoirement dans le temps et sur les impacts, jusqu'au redémarrage de l'alimentation du capteur.	90
V.4	Section efficace de l'effet des lignes noires en fonction du LET de la particule. Les flèches vers le bas indiquent qu'aucun évènement n'a été observé. Les barres d'erreurs représentent l'intervalle de confiance à 95% en supposant que le nombre d'évènements suit une statistique de Poisson. Elles sont relativement larges à cause du faible nombre d'évènements mesuré pour la fluence totale.	91
V.5	Architecture du circuit d'adressage des lignes (Y).	92
V.6	Architecture du circuit d'adressage des lignes (Y).	93
V.7	Circuit équivalent formé par la colonne en cours de lecture et la colonne déclenchée par le SEL.	94
V.8	Circuit équivalent simplifié formé par la colonne en cours de lecture et la colonne déclenchée par le SEL.	94
V.9	Exemple de simulation de la perturbation d'une image pour 3 niveaux d'éclairement par le SEL sur la colonne 6. Dans une ligne, le pixel de la colonne 6 détermine le niveau d'éclairement le plus bas que les pixels puissent avoir.	95
V.10	Comparaison des charges totales calculées et collectées par les capteurs. Les courbes simulées ont les marqueurs triangulaires. Elles diffèrent à cause des différentes épaisseurs de la couche épitaxiée utilisées par les deux fonderies.	97
V.11	Courbe de la tension de sortie moyenne (pour les pixels saturés) en fonction de la tension sur la grille d'anti-éblouissement. Deux parties sont visibles : une zone indépendante de la tension de grille et une zone de diminution non linéaire.	98
V.12	Effet de la variation de la tension de grille sur le diagramme de potentiel. En accumulation et jusqu'à la valeur de bande plate, la capacité de la PPD est la même. Lorsque le régime de déplétion de la structure MOS est atteint, la capacité de la diode diminue. Pour de fortes tensions de la grille, la capacité devient nulle (reset en permanence).	99
V.13	SET obtenus pour différentes valeurs de l'état bas de la tension du transistor de transfert de charge (M4) pour le capteur CIS 1 et les ions Ar et Kr. L'échelle de couleur est différente pour chaque sous-figure.	100
V.14	Profils des SET obtenus pour différentes valeurs de l'état bas de la tension du transistor de transfert de charge (M4) pour le capteur CIS 1 et les ions Ar et Kr.	100

V.15 SET obtenus pour différentes valeurs de la grille du transistor l'anti-éblouissement (M5) pour le capteur CIS 3 et les ions Ar et Kr. L'échelle de couleur est différente pour chaque sous-figure.	101
V.16 Profils des SET obtenus pour différentes valeurs de l'état bas de la tension du transistor de transfert de charge (M4) pour le capteur CIS 1 et les ions Ar et Kr.	102
V.17 Profils des SET obtenus pour le Kr sur les capteurs CIS 1 et CIS 3, avec différentes tensions d'anti-éblouissement.	102
V.18 Charge totale collectée pour les différentes tensions de la grille d'anti-éblouissement, pour l'Ar et le Kr.	103
V.19 Profils de collection de charges simulés et mesurés pour l'ion Kr sur les capteurs CIS 1 et CIS 3.	104
V.20 Profils de collection de charges simulés et mesurés pour l'ion Kr sur le capteur CIS 1 avec deux tensions d'anti-éblouissement différentes.	104
B.1 Schéma de la matrice utilisée dans le modèle du code STARDUST.	143
D.1 Ensemble des mesures qui peuvent être prises pour limiter le SEL dans les capteurs d'images CMOS.	150
D.2 Ensemble des mesures qui peuvent être prises pour limiter les SET dans les capteurs d'images CMOS.	150

Liste des tableaux

I.1	Classification des différents évènements singuliers.	22
III.1	Analyse des SET sur chacun des nœuds du circuit.	48
III.2	Classification des différents évènements singuliers attendus dans les CIS. . .	56
IV.1	Cocktail d'ions utilisé pour les irradiations à l'UCL (fort LET).	58
IV.2	Energie et LET de l'ion en sortie de la ligne du GANIL jusqu'à l'entrée dans le silicium.	59
IV.3	Tableau récapitulatif des capteurs 3T utilisés pour les mesures à l'UCL et au GANIL.	60
IV.4	Différentes variations utilisées dans le CIS 4.	71
IV.5	Récapitulatif des effets attendus et observés sur les CIS à pixels 3T	85
V.1	Liste des capteurs utilisés et de leurs propriétés	88
V.2	Propriétés du latchup sur le décodeur ligne du capteur CIS 1 irradié par l'ion Kr.	92
V.3	Tableau (non exhaustif) des méthodes de protection contre le latchup. . . .	96
V.4	Niveaux de tension des grilles d'anti-éblouissement choisis pour les mesures sous ions lourds.	98

Liste des symboles

ACE	Advanced Composition Explorer
APS	Active Pixel Sensor
BSI	Back-Side Illuminated
CAN	Convertisseur Analogique-Numérique
CCD	Charge Coupled Device
CDS	Correlated Double Sampling
CIS	CMOS Image Sensor
CME	Corronal Mass Ejection
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CNA	Convertisseur Numérique-Analogique
CSDA	Continuous Slowing Down Approximation
CVF	Charge-to-Voltage Conversion Factor
DDD	Displacement Damage Dose
DRAM	Dynamic Random Access Memory
DTI	Deep Trench Isolation
ECR	Electron Cylotron Resonance
ELD	Enclosed Layout Diode
ELT	Enclosed Layout Transistor
FPGA	Field-Programmable Gate Array
FPN	Fixed Pattern Noise
FWC	Full Well Capacity
GANIL	Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
LET	Linear Energy Transfer
LMJ	Laser MégaJoule
LOCOS	LOCAl Oxidation of Silicon
MBU	Multiple Bit Upset
MCU	Multiple Cell Upset
MIPS	Minimum Ionizing Particles

MOS	Metal Oxide Semiconductor
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NCDS	Non-Correlated Double Sampling
NMOS	N-channel Metal Oxide Semiconductor
PD	Photodiode
PMOS	P-channel Metal Oxide Semiconductor
PPD	Pinned Photodiode
PPS	Passive Pixel Sensor
QE	Quantum Efficiency
RSTI	Recessed Shallow Trench Isolation
SDO	Solar Dynamic Observatory
SEB	Single Event Burnout
SEDR	Single Event Dielectric Rupture
SEE	Single Event Effect
SEFI	Single Event Functional Interrupt
SEGR	Single Event Gate Rupture
SEH	Single Event Hard Error
SEL	Single Event Latchup
SES	Single Event Snapback
SET	Single Event Transient
SEU	Single Event Upset
SN	Sense Node
SOHO	Solar and Heliospheric Observatory
SOI	Silicon On Insulator
SP+	Surrounded with P+
SPAN	Solar Particle Alert Network
SRAM	Static Random Access Memory
SRIM	the Stopping and Range of Ions in Matter
STARDUST	Simulation of particle Tracks on ARrays of sensitive volumes with Diffusion currents in Uniform SubStrates
STI	Shallow Trench Isolation
SWENET	Space Weather European Network
TCAD	Technology Computer Aided Design
TG	Transfer Gate

TID	Total Ionizing Dose
TTL	Transistor to Transistor Logic
UCL	Université Catholique de Louvain-La-Neuve
ZCE	Zone de Charge d'Espace

Index

Énergie de création d'une paire électron-trou,
45

Adressage, 34

Banc de lecture, 59

Chronogramme de lecture, 34

Circuit de lecture, 33
cyclotron, 58

Double échantillonnage
Corrélé (CDS), 35
Non Corrélé (NCDS), 35

Energie de création d'une paire électron-trou,
19

Gain de conversion (CVF), 36
GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions
Lourds), 58

Ions lourds, 58, 59

Nœud de lecture (Sense Node), 33

Photodiode, 66
pincée (PPD), 33
standard (PD), 32

Pixel, 32, 68
3T, 32
4T, 33

Rémanence (Lag), 37

Reset
Hard, 38
Soft, 38

Section efficace, 60, 89

SEL, 88

SET, 95

SET (Single Event Transient), 60–62

STARDUST, 64, 68, 71, 72, 103

UCL (Université Catholique de Louvain-La-
Neuve), 58

Annexe **A**

Equations dans un semiconducteur et diffusion ambipolaire

A Introduction

Avant de réaliser une étude sur la diffusion ambipolaire, il est nécessaire de préciser quelques définitions.

A.1 L'équilibre, l'injection et l'extraction

On dit qu'un semi-conducteur est à l'équilibre lorsque le produit des concentrations des porteurs (électrons n et trous p) en excès est égal au carré de la concentration intrinsèque du semiconducteur non dopé n_i [86].

$$pn = n_i^2 \quad (\text{A.1})$$

Dans le cas où le produit des concentrations est supérieur ($pn > n_i^2$) on parle d'injection ; et dans le cas inférieur ($pn < n_i^2$) on parle d'extraction.

A.2 L'injection

Quand un semiconducteur se trouve hors de l'état d'équilibre à cause d'un dépôt de charges en excès (exemple : particule radiative, flux de photons, ...), deux états sont considérés.

L'état de **faible injection** concerne une concentration de charge inférieure à celle de dopage du semiconducteur. Pour un semiconducteur dopé N , cela se traduit par $p_n \ll n_n \approx N$ et pour un dopé P , $n_p \ll p_p \approx P$.

L'état de **forte injection** concerne une concentration de charge comparable ou supérieure à celle de dopage du semiconducteur. Pour un semiconducteur dopé N , cela se traduit par $N \leq p_n, n_n$ et pour un dopé P , $P \leq p_p, n_p$.

B Description de la diffusion ambipolaire

Dans le processus de diffusion bipolaire, les électrons et les trous diffusent de façon décorrélée. La diffusion d'un type de porteur n'influence pas celle du second. Dans la diffusion ambipolaire, la diffusion plus rapide des électrons crée un champ électrique (pour une densité de charges suffisantes, i.e. supérieure à celle de dopage du semiconducteur considéré). Ce champ électrique ralentit le mouvement de diffusion des électrons et accélère celui des trous. La diffusion est alors la même quel que soit le porteur de charge.

C Mise en équation

C.1 Diffusion bipolaire

Sans recombinaison, génération et champ électrique la diffusion est proportionnelle au gradient de concentration. Le coefficient de proportionnalité est donné (pour un champ électrique faible) par la relation d'Einstein[127].

$$\frac{dn}{dt} = D_n \operatorname{div}(\mathbf{grad}(n)) = D_n \Delta n \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{dp}{dt} = D_p \operatorname{div}(\mathbf{grad}(p)) = D_p \Delta p \quad (\text{A.3})$$

C.2 Diffusion ambipolaire

En 1D dans un semiconducteur dopé N :

$$\frac{dn_n}{dt} = -U + \mu_n E \frac{dn_n}{dx} + \mu_n n_n \frac{dE}{dx} + D_n \frac{d^2 n_n}{dx^2} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{dp_n}{dt} = -U - \mu_p E \frac{dp_n}{dx} - \mu_p p_n \frac{dE}{dx} + D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} \quad (\text{A.5})$$

En multipliant l'équation A.4 par $\mu_p p_n$ et l'équation A.5 par $\mu_n n_n$,

$$\mu_p p_n \frac{dn_n}{dt} = -\mu_p p_n U + \mu_p p_n \mu_n E \frac{dn_n}{dx} + \mu_p p_n \mu_n n_n \frac{dE}{dx} + \mu_p p_n D_n \frac{d^2 n_n}{dx^2} \quad (\text{A.6})$$

$$\mu_n n_n \frac{dp_n}{dt} = -\mu_n n_n U - \mu_n n_n \mu_p E \frac{dp_n}{dx} - \mu_n n_n \mu_p p_n \frac{dE}{dx} + \mu_n n_n D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} \quad (\text{A.7})$$

On additionne ensuite ces deux équations en considérant que $n - n_0 \approx p - p_0$ et par conséquent $\frac{dn_n}{dx} \approx \frac{dp_n}{dx}$

$$\begin{aligned} (\mu_p p_n + \mu_n n_n) \frac{dp_n}{dt} = & -(\mu_p p_n + \mu_n n_n) U - \left(\mu_n n_n \mu_p E \frac{dp_n}{dx} - \mu_p p_n \mu_n E \frac{dn_n}{dx} \right) \\ & - 0 + \mu_p p_n D_n \frac{d^2 n}{dx^2} + \mu_n n_n D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Ce qui donne en factorisant et en divisant par $(\mu_p p_n + \mu_n n_n)$:

$$\frac{dp_n}{dt} = -U - \mu_n \mu_p \frac{(n_n - p_n)}{(\mu_p p_n + \mu_n n_n)} E \frac{dp_n}{dx} + \frac{(\mu_p p_n D_n + \mu_n n_n D_p)}{(\mu_p p_n + \mu_n n_n)} \frac{d^2 p_n}{dx^2} \quad (\text{A.9})$$

Soit

$$\frac{dp_n}{dt} = -U - \frac{(n_n - p_n)}{\left(\frac{p_n}{\mu_n} + \frac{n_n}{\mu_p}\right)} E \frac{dp_n}{dx} + \frac{(\mu_p p_n D_n + \mu_n n_n D_p)}{(\mu_p p_n + \mu_n n_n)} \frac{d^2 p_n}{dx^2} \quad (\text{A.10})$$

On pose alors les coefficients ambipolaires suivants pour se ramener à la même équation que dans le cas bipolaire.

$$\boxed{\mu_a = \frac{(n_n - p_n)}{\left(\frac{p_n}{\mu_n} + \frac{n_n}{\mu_p}\right)}} \quad (\text{A.11})$$

$$D_a = \frac{(\mu_p p_n D_n + \mu_n n_n D_p)}{(\mu_p p_n + \mu_n n_n)} \quad (\text{A.12})$$

Ce qui donne l'équation de diffusion ambipolaire finale :

$$\boxed{\frac{dp_n}{dt} = -U - \mu_a E \frac{dp_n}{dx} + D_a \frac{d^2 p_n}{dx^2}} \quad (\text{A.13})$$

C.3 Réduction du coefficient de diffusion ambipolaire

Le coefficient donné précédemment est parfois donné sous une autre forme en utilisant les relations d'Einstein. Le dénominateur est factorisé par $\mu_p\mu_n$

$$D_a = \frac{(\mu_p p_n D_n + \mu_n n_n D_p)}{(\mu_p p_n + \mu_n n_n)} \quad (\text{A.14})$$

$$D_a = \frac{(\mu_p p_n D_n + \mu_n n_n D_p)}{\mu_p \mu_n \left(\frac{p_n}{\mu_n} + \frac{n_n}{\mu_p} \right)} \quad (\text{A.15})$$

On ramène ce terme au numérateur

$$D_a = \frac{\left(\frac{p_n D_n}{\mu_n} + \frac{n_n D_p}{\mu_p} \right)}{\left(\frac{p_n}{\mu_n} + \frac{n_n}{\mu_p} \right)} \quad (\text{A.16})$$

Or les relations d'Einstein donnent $D = \frac{kT}{q} \mu$

$$D_a = \frac{\frac{kT}{q} (p_n + n_n)}{\left(\frac{p_n}{\mu_n} + \frac{n_n}{\mu_p} \right)} \quad (\text{A.17})$$

$\frac{kT}{q}$ est ramené au dénominateur et on obtient la forme finale

$$D_a = \frac{(p_n + n_n)}{\left(\frac{p_n}{D_n} + \frac{n_n}{D_p} \right)} \quad (\text{A.18})$$

D Simplification des coefficients selon le régime d'injection

On considèrera le cas d'un semiconducteur dopé majoritairement par des donneurs d'électrons (dopé N) dans ce paragraphe mais les résultats sont transposables au cas de dopage par accepteur en inversant les places des indices p et n .

D.1 faible injection

Le coefficient de diffusion tend vers celui du porteur minoritaire (ici D_p) lorsque $p_n \ll n_n \approx n_{n0}$

$$D_a = \frac{(p_n + n_n)}{\left(\frac{p_n}{D_n} + \frac{n_n}{D_p} \right)} \longrightarrow \frac{n_{n0}}{\frac{n_{n0}}{D_p} + \frac{p_n}{D_n}} \longrightarrow D_p \quad (\text{A.19})$$

La mobilité

$$\mu_a = \frac{(n_n - p_n)}{\left(\frac{p_n}{\mu_n} + \frac{n_n}{\mu_p} \right)} \longrightarrow \frac{n_{n0}}{\frac{p_{n0}}{\mu_n} + \frac{n_n}{\mu_p}} \longrightarrow \mu_p \quad (\text{A.20})$$

L'équation d'évolution des charges dans un semiconducteur devient donc celle du porteur minoritaire.

D.2 forte injection

Le coefficient de diffusion tend vers une valeur intermédiaire entre D_n et D_p lorsque $p_n \ll n_n \approx n_{n0}$

$$D_a = \frac{(p_n + n_n)}{\left(\frac{p_n}{D_n} + \frac{n_n}{D_p}\right)} \longrightarrow \frac{2\delta p}{\delta p \left(\frac{1}{D_p} + \frac{1}{D_n}\right)} \longrightarrow \frac{2D_p D_n}{D_p + D_n} \quad (\text{A.21})$$

Remarque : Ce coefficient est le même quel que soit le type de dopage du semiconducteur ce qui prédit un comportement similaire.

La mobilité

$$\mu_a = \frac{(p_n + n_n)}{\left(\frac{p_n}{\mu_n} + \frac{n_n}{\mu_p}\right)} \longrightarrow \frac{N_D}{\delta p \left(\frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{\mu_p}\right)} \longrightarrow 0 \quad (\text{A.22})$$

La diffusion ambipolaire est donc marquée par une diffusion similaire pour les électrons et des trous (même coefficient de diffusion) sans intervention du champ électrique puisque $\mu_a \longrightarrow 0$.

Annexe **B**

Le logiciel de modélisation de traces de particules : STARDUST

Cette annexe a pour but d'expliquer les modèles physiques utilisés dans le code STARDUST en précisant les simplifications et les hypothèses physiques à la base des calculs.

Le code STARDUST (Simulation of particles Track on ARrays of sensitive volumes with Diffusion currents in Uniform SubStrates) est utilisé pour connaître l'effet des traces de particules de l'environnement spatial sur les capteurs d'images CCD. Il est composé de trois modules :

- Un module Monte-Carlo pour simuler le comportement des particules dans le capteur (collisions, réactions nucléaires)
- Un module de calcul de l'énergie déposée
- Un module de calcul de l'évolution et de la collection des charges dans le silicium. Ce module prend en compte la collection directe par le champ électrique, par l'effet "funnel", et par la diffusion dans le substrat.

Le module de simulation Monte-Carlo n'est pas utilisé dans cette thèse. Il a donc été désactivé et remplacé par un ion lourd impactant la matrice de pixels à une location définie par l'utilisateur. Il ne sera donc pas décrit et le lecteur peut se référer à l'article [89] ou au manuel du logiciel.

A Le module de calcul de l'énergie déposée

Le calcul de l'énergie déposée se fait en utilisant l'approximation du freinage continu (Continuous Slowing Down Approximation, CSDA), la production d'électrons deltas, ou par réaction nucléaires [15].

L'algorithme CSDA consiste à calculer l'énergie moyenne déposée sur un segment de longueur L en utilisant l'éq. B.1. Cette formule est répétée pour plusieurs segments jusqu'à obtenir la trajectoire de la particule. La perte d'énergie $\langle E_d \rangle$ est calculée à partir de l'énergie incidente de la particule E_0 et de la fonction de la distance de pénétration en fonction de l'énergie $R(E)$ (et son inverse $R(x)$).

$$\langle E_d \rangle = E_0 - R^{-1}[R(E_0) - L] \quad (\text{B.1})$$

La fonction R est calculée à partir du logiciel SRIM [17] pour des énergies inférieures ou égales à 4 GeV/nucléon et par des fonctions GEANT4 pour les énergies supérieures.

La prise en compte de la variation d'énergie autour de l'énergie moyenne est prise en compte en calculant les distributions de Vavilov et de Landau, en utilisant les algorithmes de Chibani [128] et Findlay-Dusautoy [129]. Enfin, Les réactions nucléaires sont désactivées et la génération d'électrons deltas utilise les sections efficaces générées par le code de calcul Geant4 [130].

Le processus de passage de l'énergie au nombre d'électrons créés peut être assimilé à une énergie moyenne dépendante du matériau (3,6eV dans le Silicium).

B Le module de collection de charges

Les charges qui sont générées dans la zone de charge d'espace sont considérées comme directement et instantanément collectées. L'effet de "funneling" (extension de cette région dans le substrat) peut être pris en compte à partir du modèle analytique de l'article [98].

Les charges restantes sont collectées par diffusion dans le substrat. Un modèle analytique (avec des intégrations numériques) est développé pour calculer cette contribution [88]. Il utilise des fonctions de Green (tabulées) pour résoudre analytiquement l'éq. B.2 de diffusion pour une épaisseur H de semiconducteur avec les conditions aux limites pour les densités de porteurs en excès $n_{(z=0)} = 0$ et $n_{(z=H)} = 0$.

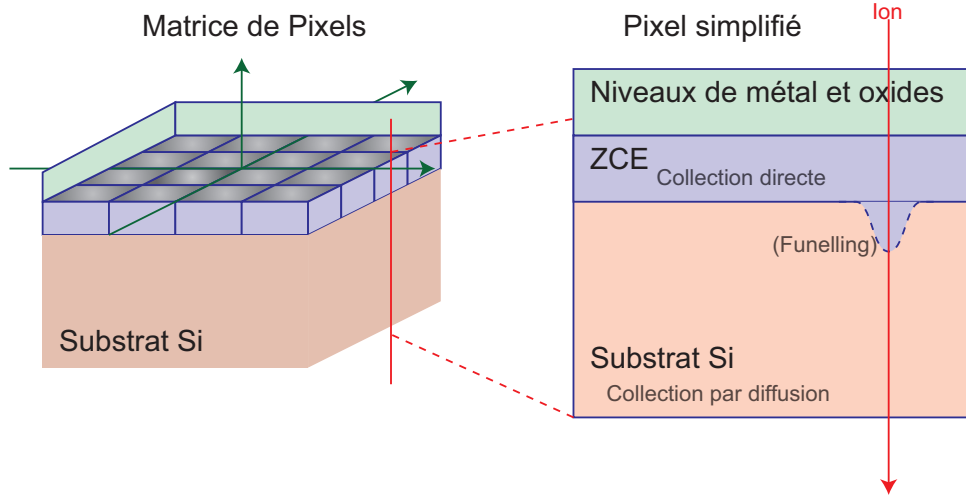


FIGURE B.1 – Schéma de la matrice utilisée dans le modèle du code STARDUST.

$$D\Delta n - \frac{n}{\tau} - \frac{\partial n}{\partial t} = -G \quad (\text{B.2})$$

C La géométrie du capteur

Le capteur est considéré comme une matrice de pixels simplifiés. La Fig. B.1 montre que le capteur est composé de trois couches. La couche dite passive qui correspond aux couches de métaux et d'oxydes ne collecte aucune charge. La couche sensible représente la zone d'espace de charge où le champ électrique est non-nul ; la charge est alors considérée comme instantanément collectée. Éventuellement le modèle d'extension de cette zone (effet de "funneling") peut être activé. Enfin, la zone de diffusion qui correspond à la charge collectée par le phénomène de diffusion.

La structure de ce pixel est plus proche des pixels d'un CCD que des pixels d'un CIS puisque le code était originalement conçu pour les CCD. Par rapport aux pixels 3T d'un CIS, de nombreux éléments sont omis :

- La zone dopé N (entre les oxydes et la ZCE)
- Les oxydes d'isolation (LOCOS, STI, ou DTI)
- Les transistors M1 à M3

Dans le cas des pixels 4T, le transistor de transfert (M4) et la diode de lecture (SN) sont aussi omis. Malgré sa simplicité, ce modèle est susceptible de donner des résultats cohérents pour les capteurs à pixels 3T sur des substrats uniformes. Il peut aussi être utilisé dans le cas des substrats épitaxiés à condition d'extraire un paramètre de profondeur effective spécifique au capteur (et au niveau d'anti-éblouissement pour les capteurs 4T et 5T) à partir d'une mesure de la charge totale collectée pour un ion.

D Les données d'entrées

Pour produire des résultats cohérents, des données doivent être fournies en entrée du code de calcul. L'utilisateur peut choisir la taille du capteur et des pixels, mais la géométrie des pixels reste rectangulaire. Les matériaux de chaque bloc peuvent être entrés séparément et les éléments suivants doivent être fournis :

- Composition chimique (Si, HgCdTe, ...) et l'état (solide, liquide, gaz)
- Densité
- Énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trous (3,6 V dans le Si)
- Valeur de la longueur de diffusion du porteur minoritaire

Enfin, les simulations peuvent prendre en compte les différents modèles physiques suivants :

- Diffusion uniquement
- Diffusion et collection directe (par le champ électrique)
- Diffusion, collection directe, et effet de "funneling"

Annexe C

Méthode de calcul de l'intervalle d'erreur pour les sections efficaces des SEE

L'estimation de l'erreur et la détermination d'un intervalle de confiance est un paramètre extrêmement important pour l'interprétation des résultats. Cette annexe a pour objectif de décrire la méthode et les hypothèses utilisées pour trouver l'intervalle de confiance des sections efficaces dans cette thèse, notamment dans le cas d'un faible nombre d'évènements détectés. Les résultats obtenus sont cohérents avec la littérature disponible sur le sujet [131, 132].

A Hypothèses

Si les erreurs de mesures sur le flux ou le nombre d'évènements sont faibles, l'erreur est de nature statistique. Déterminer un intervalle de confiance fait alors appel aux probabilités et aux statistiques. Si l'on considère que le nombre d'apparition d'un SEE est une variable aléatoire, la loi de probabilité associée doit être déterminée pour connaître la variance.

Le postulat de base est le suivant. Un ion incident à une probabilité p de déclencher un SEE. L'expérience est répétée pour un nombre d'ions donné. Le flux est considéré aléatoire et homogène sur la surface; et la probabilité est considérée constante sur la surface du matériau exposé. Le résultat d'une expérience est donc une variable aléatoire X_i de Bernoulli suivant un paramètre p . La variable aléatoire $X_n = \sum_{i=1}^n X_i$ définie comme la somme de n variables de Bernoulli suit alors une loi binomiale de paramètres n et p . Son espérance est donc $E(X) = np$.

Cependant les SEE sont un cas particulier. La répétition de l'expérimentation se fait un grand nombre de fois (même pour de faibles flux puisque chaque ion compte), soit $n \rightarrow \infty$. La probabilité d'apparition d'un SEE est généralement faible à cause de la dimension de la zone sensible sur la surface du composant, soit $p \rightarrow 0$. Le produit np est l'espérance du nombre de SEE, et tend donc vers une limite λ finie. La suite de variables aléatoires X_n converge alors en loi vers une variable de Poisson de paramètre λ [133].

B Intervalle de confiance pour un nombre de SEE faible

Une fois les hypothèses posées, on trouve que le nombre de SEE dans une expérimentation suit une loi de Poisson. Le nombre de SEE (espérance mathématique) et sa variance sont alors égaux : $E(X) = V(X) = \lambda$.

Lors de l'expérience, on prend un échantillon contenant n valeurs du nombre de SEE, qui suit une loi de Poisson, et on calcule sa moyenne \bar{x} . L'intervalle de confiance symétrique, pour une probabilité $[\alpha, 1 - \alpha]$, donne alors l'éq. C.1 [134, 133, 135].

$$\left[\frac{1}{2n} \cdot \chi_{2n\bar{x}; \alpha/2}^2, \frac{1}{2n} \cdot \chi_{2(n\bar{x}+1); 1-\alpha/2}^2 \right] \quad (\text{C.1})$$

Dans le cas de la mesure de section efficace d'un SEE, l'expérimentation n'est répétée qu'une seule fois (un échantillon contenant une seule valeur). En utilisant $n = 1$, on obtient l'éq. C.2.

$$\frac{1}{2} \cdot \chi_{2\lambda; \alpha/2}^2 \leq \lambda \leq \frac{1}{2} \cdot \chi_{2(\lambda+1); 1-\alpha/2}^2 \quad (\text{C.2})$$

χ^2 est la loi du khi-2 ("chi square" en anglais). $\chi_{c; \alpha}^2$ est le quantile¹ d'ordre α de la loi du khi-2 à c degrés de liberté. La loi du khi-2 et ses quantiles sont tabulés [133] et

1. Les quantiles, aussi appelés fractiles, sont les valeurs réciproques de la fonction de répartition de la loi de probabilité considérée.

peuvent être calculés avec un simple tableur (OpenOffice, Excel, etc), ou un logiciel de calcul scientifique.

En pratique, le paramètre λ de la loi de Poisson est égal à l'espérance (et à la variance), soit le nombre N de SEE détectés. Comme la section efficace σ est obtenue en divisant ce nombre par la fluence Φ , l'encadrement est donné par l'éq. C.3.

$$\frac{1}{2\Phi} \cdot \chi_{2N;\alpha/2}^2 \leq \sigma = \frac{N}{\Phi} \leq \frac{1}{2\Phi} \cdot \chi_{2(N+1);1-\alpha/2}^2 \quad (\text{C.3})$$

C Intervalle de confiance pour un nombre de SEE important

En pratique, le nombre de SEE devient important quand il est supérieur à 50 (quelques % d'erreur entre les deux formules). Dans ce cas, la loi de Poisson tend vers une loi de Laplace-Gauss (voir le théorème central-limite en statistique). L'intervalle de confiance pour une loi normale $\mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$ est donné par l'éq. C.4.

$$\bar{x} - u_{\alpha/2}\sigma \leq \bar{x} \leq \bar{x} + u_{\alpha/2}\sigma \quad (\text{C.4})$$

Les données tabulées du fractile u de la loi Laplace-Gauss normalisée et centrée $\mathcal{N}(0, 1)$ donnent $u_{\alpha/2} = 1.96$ pour une précision $\alpha = 0.05$. On peut parfois trouver l'erreur normalisée par le nombre de SEE, qui est aussi le paramètre de la loi de Poisson, et donc la moyenne et la variance de la loi de Laplace-Gauss. En notant ce nombre N , la loi suivit est $\frac{\bar{X}}{N} \rightarrow \mathcal{N}\left(1, \frac{1}{N}\right)$, et l'intervalle de confiance peut être approché par la formule donnée dans l'éq. C.5.

$$1 - \frac{u_{\alpha/2}}{\sqrt{N}} \leq \frac{\bar{x}}{N} \leq 1 + \frac{u_{\alpha/2}}{\sqrt{N}} \quad (\text{C.5})$$

Dans le cas de la section efficace σ , le calcul peut être réalisé grace à l'éq. C.6.

$$\sigma - u_{\alpha/2} \frac{\sqrt{N}}{\Phi} \leq \sigma \leq \sigma + u_{\alpha/2} \frac{\sqrt{N}}{\Phi} \quad (\text{C.6})$$

Annexe **D**

Schémas récapitulatifs des méthodes de protection

Cette annexe regroupe l'ensemble des cas étudiés et propose les méthodes de protection qui découlent de l'analyse faite dans la thèse. La synthèse est faite sous forme de schéma pour une lecture plus aisée. La Fig. D.1 regroupe les solutions pour le problème du SEL, et la Fig. D.2 regroupe les solutions pour les SET sur la matrice.

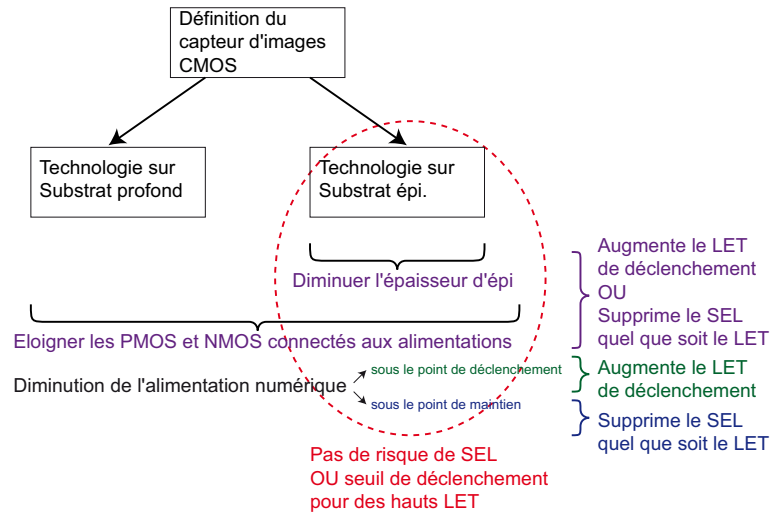


FIGURE D.1 – Ensemble des mesures qui peuvent être prises pour limiter le SEL dans les capteurs d'images CMOS.

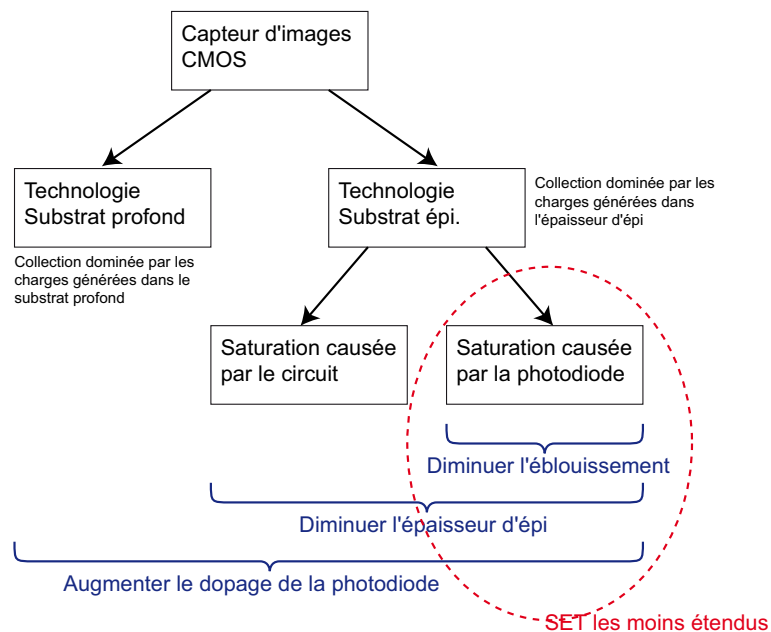


FIGURE D.2 – Ensemble des mesures qui peuvent être prises pour limiter les SET dans les capteurs d'images CMOS.