



HAL
open science

Understanding the physical mechanisms that cause extreme electrical damage to pixels in irradiated image sensors

Marie-Cécile Ursule

► **To cite this version:**

Marie-Cécile Ursule. Understanding the physical mechanisms that cause extreme electrical damage to pixels in irradiated image sensors. Electronics. INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE), 2017. English. NNT: . tel-01701181

HAL Id: tel-01701181

<https://hal.science/tel-01701181>

Submitted on 5 Feb 2018

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

Présentée et soutenue le 26/09/2017 par :

MARIE-CÉCILE URSULE

Compréhension des mécanismes physiques à l'origine des dégradations électriques extrêmes des pixels dans les capteurs d'images irradiés

JURY

BÉNÉDICTE ESCUDIER
JEAN-LUC AUTRAN
LAURENT DUSSEAU
CHRISTIAN POIVEY
THIERRY NUNS
CHRISTOPHE
INGUIMBERT

Professeur d'Université
Professeur d'Université
Professeur d'Université
Ingénieur de recherche
Ingénieur de recherche
Ingénieur de recherche

Présidente du Jury
Rapporteur
Rapporteur
Membre du Jury
Directeur de thèse
CoDirecteur de thèse

École doctorale et spécialité :

GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de Recherche :

Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales

Directeur(s) de Thèse :

Thierry NUNS et Christophe INGUIMBERT

Rapporteurs :

Jean-Luc AUTRAN et Laurent DUSSEAU

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier mon directeur de thèse Thierry Nuns ainsi que mon co-directeur Christophe Inguibert. Merci de m'avoir accordé votre confiance et d'avoir encadré mes travaux. Sans vos conseils avisés et votre expertise, je n'aurais pu mener à terme ces travaux. J'ai beaucoup appris à vos côtés durant ces trois années de thèse.

Je tiens à remercier Sophie Duzellier de m'avoir accueillie dans l'unité Effets Compositant et Matériaux (ECM).

Je suis très reconnaissante à Jérôme Morio du DTIS de l'ONERA pour son aide et ses conseils très précieux pour toute la partie statistique de ce manuscrit. Merci encore d'avoir pris le temps de répondre à toutes mes questions.

Un grand merci à nos partenaires de Teledyne e2v, Henri Bugnet, Frédéric Mayer et Jérôme Pratlong. Je les remercie de m'avoir fourni des données sur leurs capteurs d'images afin de réaliser mes simulations.

Je suis également reconnaissante à Jean-Luc Autran et Laurent Dusseau d'avoir accepté d'être rapporteurs de mon manuscrit. Je remercie également Bénédicte Escudier et Christian Poivey qui ont bien voulu participer à mon jury de thèse.

Comment ne pas remercier mes colocataires du bureau B210, Rémi Benacquista et Damien Herrera, sans qui je dois l'admettre ces trois années de thèse auraient été bien différentes. Rémi, merci de m'avoir fait découvrir Noël en plein mois de juillet. Surtout ne perd pas ta sympathie et ta diplomatie qui te caractérisent tant ! Elvis, pardon je veux dire Damien, je suis ravie d'avoir pu déjouer un de tes tours de magie. Je me souviendrai longtemps de tous ces moments où tu nous as prouvé ta patience et ton calme olympien ! N'oublions pas non plus Mr Clode et Stéphane. Merci pour votre bonne humeur et votre folie lors de vos fréquentes visites dans notre bureau ! De manière générale, je remercie tous les membres du DPhIEE pour la bonne humeur constante qui y règne. Ce fut un plaisir de faire partie de ce département pendant trois ans et demi et de participer aussi bien aux repas de Noël qu'aux célèbres triatlons !

Je remercie ma famille et mes amis pour leur soutien sans faille durant toutes ces années. Merci d'avoir cru en moi et de m'avoir épaulé dans les moments de doute. Enfin, j'ai une pensée particulière pour Françoise, Marthe et Valentin à qui je dédie ce manuscrit.

Table des matières

Table des matières	v
Introduction	1
1 Présentation des capteurs d'images	5
1.1 Fonctionnement des capteurs d'images	6
1.1.1 Génération des photo-charges	8
1.1.2 Collection des photo-charges	10
1.1.3 Transfert des photo-charges	12
1.1.4 Conversion des photo-charges	13
1.2 Revue des capteurs CCD et CMOS	15
1.2.1 Capteurs CCD	15
1.2.2 Capteurs CMOS	16
1.2.3 Capteurs employés durant ces travaux	18
1.3 Perturbation du fonctionnement des capteurs d'images	18
1.3.1 Bruit temporel	18
1.3.2 Bruit spatial	19
1.4 Conclusion du chapitre	19
2 Présentation de l'environnement spatial et des dégradations engendrées dans les capteurs d'images	21
2.1 Environnement spatial	22
2.1.1 Soleil	22
2.1.2 Rayons cosmiques	23
2.1.3 Ceintures de radiation	24
2.2 Interactions rayonnement spatial - matière	25
2.2.1 Interactions avec le nuage électronique des atomes cibles	25
2.2.2 Interactions avec le noyau des atomes cibles	26
2.2.3 Rayonnement continu de freinage (Bremsstrahlung)	30
2.3 Quantification de la perte d'énergie liée aux interactions rayonnement-matière	31
2.3.1 Section efficace d'interaction	31
2.3.2 Pouvoir d'arrêt, LET et NIEL	31
2.3.3 Dose	33
2.4 Dégradation des capteurs d'images : les effets singuliers et les effets cumulés	34
2.4.1 Effets singuliers	34
2.4.2 Effets cumulés	35
2.5 Dégradation de la structure cristalline : la théorie Shockley Read Hall	37
2.5.1 Classification des défauts cristallins	38
2.5.2 Défauts cristallins détectés dans le silicium	40
2.5.3 Propriétés électriques des défauts cristallins	41

2.6	Conclusion du chapitre	48
3	Présentation du courant d'obscurité et de ses moyens de prévision	49
3.1	Courant d'obscurité	50
3.1.1	Courant de génération	51
3.1.2	Courant de diffusion	53
3.1.3	Dépendances paramétriques du courant d'obscurité	53
3.1.4	Dispersion du courant d'obscurité	54
3.2	État de l'art des méthodes de prévision du courant d'obscurité	55
3.2.1	Facteurs de dommages	56
3.2.2	Méthodes analytiques	56
3.2.3	Méthodes numériques	59
3.3	Notre méthode de prévision	60
3.3.1	GEANT4, ARAMIS	60
3.3.2	DAAN	62
3.3.3	Comparaison du modèle avec des données expérimentales	65
3.4	Conclusion du chapitre	67
4	Modification de l'outil numérique DAAN pour les cas d'utilisations extrêmes	69
4.1	Élaboration de nouvelles méthodes de calcul pour les cas extrêmes de modélisations	70
4.1.1	Méthode simplifiée 1	72
4.1.2	Méthode simplifiée 2	73
4.2	Études comparatives des méthodes de prévision	73
4.2.1	Forte fluence	75
4.2.2	Fluence intermédiaire	77
4.2.3	Faible fluence	80
4.3	Conclusion du chapitre	84
5	Étude de l'impact des paramètres géométriques sur le courant d'obscurité	87
5.1	Étude des interactions nucléaires inélastiques	88
5.1.1	Type de noyaux de recul créés	89
5.1.2	Énergie des noyaux de recul	90
5.1.3	Parcours des noyaux de recul	90
5.1.4	Direction de propagation des noyaux de recul	93
5.1.5	Nombre de déplacements atomiques créés	93
5.2	Calcul du courant d'obscurité dans diverses géométries	97
5.2.1	Variation de la taille du volume de déplétion	99
5.2.2	Variation des couches supérieures et inférieures	101
5.2.3	Variation des couches latérales	102
5.3	Conclusion du chapitre	105
6	Étude de l'amplification du courant d'obscurité par champ électrique	107
6.1	Phénomènes physiques amplifiant l'émission de porteurs de charges	108
6.1.1	Effet Poole-Frenkel	108
6.1.2	Effet tunnel assisté par phonons	111
6.1.3	Combinaison des effets Poole-Frenkel et tunnel assisté par phonons	113
6.1.4	Facteurs d'amplification de l'émission des porteurs de charges	114
6.2	Amplification du taux de génération de paires électron-trou	115
6.2.1	Variation du facteur λ_g en fonction de l'énergie du piège E_t	116

6.2.2	Variation du facteur λ_g en fonction de la température	118
6.3	DAAN et l'amplification du courant d'obscurité liée au champ électrique . .	120
6.3.1	Modification de DAAN	120
6.3.2	Choix des défauts	120
6.3.3	Validation du code	123
6.3.4	Simulations DAAN considérant l'effet du champ électrique	123
6.4	Conclusion du chapitre	129
Conclusions et perspectives		131
A Notations		I
B Démonstration mathématique de la deuxième méthode simplificatrice		V
C Démonstration mathématique de l'équivalence entre les deux méthodes simplificatrices de DAAN		IX
Production Scientifique		XI
Bibliographie		XII
Résumé de la thèse		XXI
Abstract		XXIII

Introduction

Les capteurs d'images sont utilisés dans de nombreuses applications allant de la téléphonie au spatial en passant par la médecine. Dans le domaine du spatial, les capteurs d'images embarqués à bord des satellites pour l'observation terrestre, spatiale ou le calcul d'attitude peuvent subir des dégradations générées par les particules de l'environnement spatial. Ces particules sont responsables d'environ 20% des anomalies se produisant sur les satellites¹. Ce sont majoritairement des protons, des électrons et des ions dont le large spectre énergétique peut atteindre le GeV.

Les particules spatiales génèrent divers types d'interactions avec la matière : des interactions particules-nuage électronique ou des interactions particules-noyaux. Les conséquences de ces interactions sont multiples allant de l'ionisation du matériau à la dégradation de la structure cristalline via des déplacements atomiques. Ces modifications de la structure cristalline perturbent le bon fonctionnement des composants électroniques et notamment des composants optoélectroniques comme les capteurs d'images particulièrement sensibles à ce type d'effet. Au sein des capteurs d'images, cela entraîne notamment l'apparition d'un signal parasite intrinsèque aux pixels appelé courant d'obscurité. Ce signal entrave la bonne lecture des images et fausse l'information. À cause des fluctuations statistiques, celui-ci n'est pas uniforme d'un pixel à l'autre. Certains pixels possèdent un signal significativement élevé par rapport aux autres, ils sont communément appelés pixels chauds. Ces pixels sont particulièrement pénalisants pour certaines applications nécessitant un bas niveau de bruit.

La prévision de ces effets est donc un enjeu pour certaines applications comme les senseurs d'étoiles dédiés au contrôle d'attitude des satellites. Diverses études ont été menées pour prédire le courant d'obscurité afin d'anticiper des pertes de sensibilité qui surviennent au cours des missions et l'évaluation de la dégradation EOL (End Of Life). Ces études ont également permis la mise au point de composants durcis à la dose d'ionisation dans les phases de conception des fabricants des capteurs d'images.

Il existe deux types de méthodes de prévision du courant d'obscurité engendrés par les déplacements atomiques : les méthodes analytiques et les méthodes numériques. Les méthodes analytiques ont vu le jour dans les années 80 avec Srouf [SCOH78], Dale [DMB⁺89] et Marshall [MDB⁺89]. Ces derniers ont mis en place des méthodes pour prédire dans un premier temps le courant d'obscurité moyen dans le capteur d'images. Puis, grâce à des simplifications statistiques et des convolutions de distributions standards (distribution gaussienne, gamma), ils ont élaboré des méthodes de prévision de la variation du courant d'obscurité dans chaque pixel du capteur. Ces méthodes analytiques donnent une estimation du courant d'obscurité proche des données expérimentales. Toutefois, ils

1. Une liste de ces anomalies peut être trouvée sur le site www.sat-nd.com/failures/.

ont étudié uniquement une partie de la gamme des fluences de l'espace, en l'occurrence les fortes fluences. Cette gamme ne représente pas complètement l'environnement spatial. Pour des fluences plus faibles, ces méthodes analytiques prédisent mal le nombre de pixels chauds. Les alternatives des méthodes analytiques sont les méthodes numériques. Notre attention se porte sur celle développée à l'ONERA [INU⁺14]. Cet outil numérique (DAAN) estime le dépôt d'énergie non ionisant et le courant d'obscurité associé engendré par les radiations dans les capteurs d'images. Le modèle a la particularité d'utiliser une méthode de Monte Carlo pour déterminer les distributions de courant d'obscurité sur la matrice de pixels du capteur à partir des données géométriques des pixels. Cette méthode, mathématiquement plus précise que les précédentes, nécessite seulement des paramètres géométriques du capteur d'images pour prédire le courant d'obscurité permettant ainsi une adaptation à toutes les technologies existantes. Toutefois, cette méthode de prévision est plus coûteuse en temps de calcul. De plus, cet outil numérique, bien qu'il donne de meilleurs résultats que les méthodes analytiques, sous-estime la dispersion des courants d'obscurités mesurés dans les pixels chauds (nombre d'évènements extrêmes et intensité du courant d'obscurité sous-estimés).

Cette étude s'inscrit dans ce contexte. Elle consiste à travailler sur l'outil numérique de l'ONERA afin d'améliorer aussi bien sa précision que son temps d'exécution pour prévoir le courant d'obscurité dans un capteur d'images.

Ce manuscrit de thèse commence par trois chapitres destinés à présenter le sujet et l'outil numérique utilisé tout au long de ces travaux de thèse. Le premier chapitre est consacré à la présentation des capteurs d'images. Leur fonctionnement et leur architecture y sont présentés. Le deuxième chapitre traite de la dégradation des capteurs d'images dans l'environnement spatial. Les interactions entre les particules de l'environnement spatial et les atomes des capteurs sont largement décrites. Le troisième chapitre permet, quant à lui, de se concentrer sur le courant d'obscurité. Une définition précise de ce signal parasite, un état de l'art des méthodes de prévision ainsi que le fonctionnement de l'outil numérique DAAN y sont présentés.

Le travail de recherche mené durant cette thèse est ensuite présenté dans les trois derniers chapitres. L'objectif principal de cette thèse a été l'étude de l'impact d'un paramètre non considéré dans l'outil DAAN, le champ électrique, qui amplifie le courant d'obscurité. En parallèle, des améliorations ont été apportées au code de calcul notamment pour accélérer son temps d'exécution. L'intérêt d'utiliser la méthode de Monte Carlo pour prendre en compte les effets de bords a été également analysé.

Le quatrième chapitre présente l'étude de la convergence de la méthode de Monte Carlo vers des distributions standards (gaussienne, gamma). L'objectif est de modifier l'outil numérique DAAN pour des cas extrêmes de modélisations pour lesquels les modélisations Monte Carlo sont trop longues. En effet pour de fortes fluences ou un grand volume de déplétion du pixel, les simulations nécessitent plusieurs heures voire plusieurs jours de calcul pour prédire le courant d'obscurité du capteur d'images. Pour réduire ce temps de calcul excessif, nous avons développé des méthodes simplifiées basées sur les simplifications statistiques mises en place dans les méthodes analytiques de Dale et Marshall. Ce chapitre présente donc les travaux réalisés pour élaborer ces nouvelles méthodes de calcul. Les prévisions de ces nouvelles méthodes et de la méthode originale de Monte Carlo sont ensuite comparées afin de déterminer leur domaine d'application en fonction

des paramètres d'entrées tels que la fluence et la géométrie.

L'objectif du cinquième chapitre est de présenter l'influence de la géométrie du pixel sur le courant d'obscurité. Les interactions rayonnement-matière génèrent des cascades de dégradation au sein des pixels. Or ces cascades sont susceptibles de quitter le pixel impacté et d'atteindre les pixels voisins. En étudiant les caractéristiques des particules secondaires créées par les interactions rayonnement-matière ainsi que le courant d'obscurité dans des géométries différant par les dimensions de leurs diverses composantes, nous avons déterminé l'existence d'effets de bords en fonction des paramètres géométriques des pixels des capteurs d'images.

Enfin le sixième et dernier chapitre de ce manuscrit est dédié à l'intégration de l'effet d'amplification du courant par le champ électrique qui règne dans la zone de déplétion. En effet le champ électrique amplifie le courant d'obscurité grâce à deux phénomènes physiques : l'effet Poole-Frenkel et l'effet tunnel assisté par phonons. Une étude a permis d'analyser le facteur d'amplification en fonction des paramètres physiques dont il dépend comme les niveaux des champs électriques mais également des niveaux des pièges dans la bande interdite. L'effet sur la variation du courant d'obscurité dans les capteurs est enfin présenté.

Chapitre 1

Présentation des capteurs d'images

Sommaire

1.1 Fonctionnement des capteurs d'images	6
1.1.1 Génération des photo-charges	8
1.1.2 Collection des photo-charges	10
1.1.3 Transfert des photo-charges	12
1.1.4 Conversion des photo-charges	13
1.2 Revue des capteurs CCD et CMOS	15
1.2.1 Capteurs CCD	15
1.2.2 Capteurs CMOS	16
1.2.3 Capteurs employés durant ces travaux	18
1.3 Perturbation du fonctionnement des capteurs d'images	18
1.3.1 Bruit temporel	18
1.3.2 Bruit spatial	19
1.4 Conclusion du chapitre	19

Les capteurs d'images abondent dans notre quotidien. De nombreuses applications allant de la médecine à l'automobile utilisent ces composants électroniques pour tenter d'observer de l'infiniment petit à l'infiniment grand. Malgré ces différents desseins et la diversité des capteurs d'images, leurs fonctionnalités restent fondamentalement les mêmes. Ces composants électroniques permettent la conversion d'un rayonnement électromagnétique en signal électrique qui sera amplifié et converti afin d'obtenir une image numérique. Le choix du capteur (technologie, matériau) est réalisé en fonction de la longueur d'onde du rayonnement. Dans la gamme du visible, deux types de capteurs cohabitent sur le marché à l'heure actuelle : les capteurs CCD (Charge-Coupled Device) et les capteurs CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor).

Les premières générations de capteurs CCD et CMOS apparaissent en 1968-1969. Jusqu'à la fin des années 90, les capteurs CCD présentaient de meilleures performances en termes de résolution des images et un moindre bruit de lecture. Les capteurs CMOS équipaient plutôt les appareils bas de gamme. Toutefois, l'utilisation des capteurs CCD révèle de nombreux inconvénients : temps de pose supérieur aux CMOS, énergivore, coûts de fabrication élevés, taille des capteurs supérieurs aux CMOS, dégradation de la qualité d'une image si un pixel est défectueux. En effet, la consommation de puissance d'un CCD peut être de trois à cent fois supérieure à celle d'un CMOS (entre 1 à 5 Watt sont nécessaires pour les fonctions de bases) [BCFS06]. Le phénomène de miniaturisation des composants électroniques et la création d'une nouvelle génération de capteurs CMOS, les APS (Active Pixel Sensor) ont permis, à la fin des années 90, leur montée en puissance. Créés par Fossum, les capteurs APS qui succèdent à la première génération de CMOS, les PPS (Passive Pixel Sensor), présentent une meilleure résolution des images et un bruit de lecture réduit par rapport à l'ancienne génération [The08]. De plus, grâce à son faible coût, les capteurs CMOS ont vu leur domaine d'applications s'étendre de l'automobile, à l'espace en passant par la téléphonie et la médecine. Année après année, la technologie CMOS s'améliore dans la qualité des images tout en présentant des vitesses d'acquisition bien supérieures aux CCD. Elle a ainsi gagné ses galons pour être de plus en plus présente dans le domaine scientifique et notamment l'imagerie spatiale.

Ce chapitre présente le fonctionnement des capteurs d'images CCD et CMOS. Dans un premier temps, le fonctionnement d'un capteur d'image est développé. Les différentes étapes nécessaires à la reconstitution d'une scène observée en image numérique sont présentées. Dans un second temps, les différentes architectures des capteurs CCD et CMOS sont amplement décrites. Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, nous étudierons les perturbations susceptibles d'apparaître au sein des capteurs d'images entravant ainsi leur bon fonctionnement.

1.1 Fonctionnement des capteurs d'images

Les capteurs CCD et CMOS sont des composants électroniques permettant de convertir un rayonnement électromagnétique en un signal électrique exploitable de manière à reconstruire une image bidimensionnelle de la scène visualisée. Pour cela, ces capteurs sont composés d'une matrice de pixels qui se partagent proportionnellement les photons de la scène observée et de dispositifs de conversion. Grâce à une lentille, les photons sont focalisés sur les pixels. Un filtre, par exemple une matrice de Bayer, peut être positionné entre la lentille et le capteur afin de discriminer les photons en fonction de leur longueur d'onde. Ces photons sont convertis en charges grâce à l'effet photoélec-

trique. Ces charges seront ensuite converties en tension, proportionnelle à l'éclairement reçu sur le capteur durant le temps d'acquisition. Cette tension permettra finalement de constituer une image.

Plus précisément, l'image est obtenue quatre étapes présentées dans la figure 1.1, [Mar12], [Fos97] :

1. Génération des photo-charges : Chaque pixel possède une zone photosensible permettant la conversion des photons en charges électriques, plus communément appelées photo-charges. Le paragraphe 1.1.1 présente l'effet photoélectrique et la création de ces photo-charges.
2. Collection des photo-charges : Au cours d'une acquisition, toutes les photo-charges sont collectées au sein du pixel. La capacité d'un capteur à convertir les photons qu'il reçoit en charge électrique est quantifiée par un facteur de performance appelé rendement quantique. Le paragraphe 1.1.2 présente ce rendement ainsi que deux dispositifs de collection : la capacité MOS et la photodiode.
3. Transfert des photo-charges : Après leur génération, les photo-charges sont déplacées vers l'électronique d'analyse. Les différents processus selon les types de capteurs sont présentés dans le paragraphe 1.1.3.
4. Conversion des photo-charges : Les charges sont dans un premier temps converties en tension. Cette tension est proportionnelle à la quantité de photons reçus. Enfin, la tension est transmise à un convertisseur analogique numérique afin de constituer une image. Le paragraphe 1.1.4 présente les dispositifs de lecture des charges utiles à ce processus de conversion.

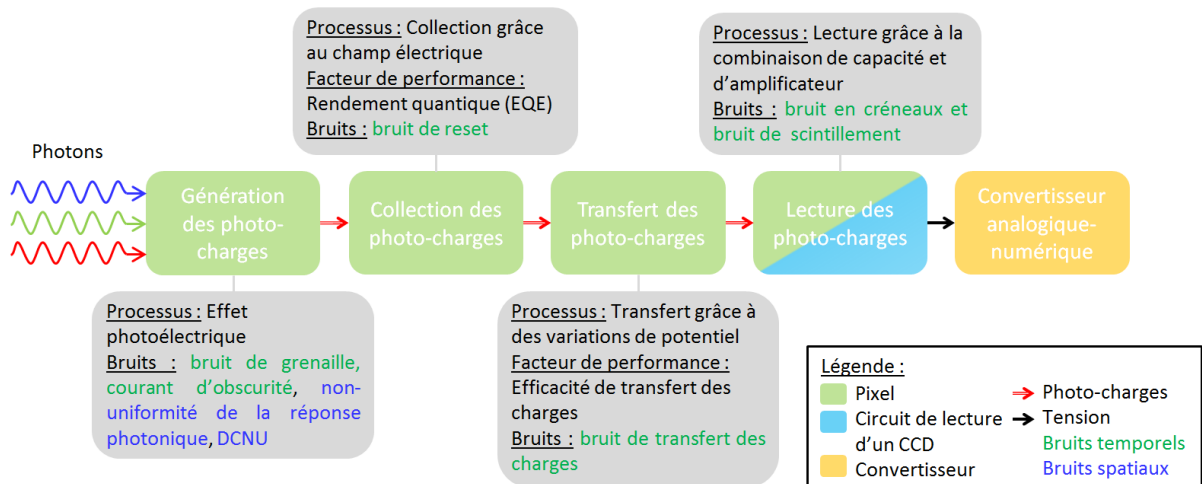


FIGURE 1.1 – Étapes nécessaires à la conversion d'un rayonnement électromagnétique en image bidimensionnelle. Le type de particules en entrée et en sortie de chaque étape est indiqué.

En dépit d'architectures différentes, le fonctionnement des capteurs CCD et CMOS exploite le même processus physique, l'effet photoélectrique. La différence entre ces capteurs réside dans la lecture des photo-charges, i.e. leur conversion en tension. Dans un capteur CMOS, les quatre premières étapes de la figure 1.1 sont réalisées au sein même du pixel. En revanche, un pixel d'un capteur CCD ne possède pas de dispositif de conversion charge-tension. Les photo-charges sont alors transportées vers un ou plusieurs nœuds de conversion charge-tension situés à l'extérieur de la matrice de pixels.

1.1.1 Génération des photo-charges

Effet photoélectrique

L'objectif d'un capteur d'images est de collecter les photons d'une scène observée puis de les convertir de manière à constituer une image de celle-ci. Pour réaliser cette conversion, un capteur d'images se compose d'un matériau semi-conducteur. Un semi-conducteur peut libérer un électron s'il a reçu une énergie suffisante, autrement dit supérieure à l'énergie de gap du semi-conducteur. Or si un flux de photons traverse un semi-conducteur, les photons cèdent une partie de leur énergie aux atomes présents sur leur parcours. Cela provoque l'excitation des électrons de valence. Ainsi, si l'énergie cédée est supérieure au gap du semi-conducteur alors l'électron atteint la bande de conduction. L'éjection de cet électron permet l'apparition d'une paire électron-trou dont l'électron est appelé également photo-charge. Ce phénomène représenté sur la figure 1.2 est l'effet photoélectrique.

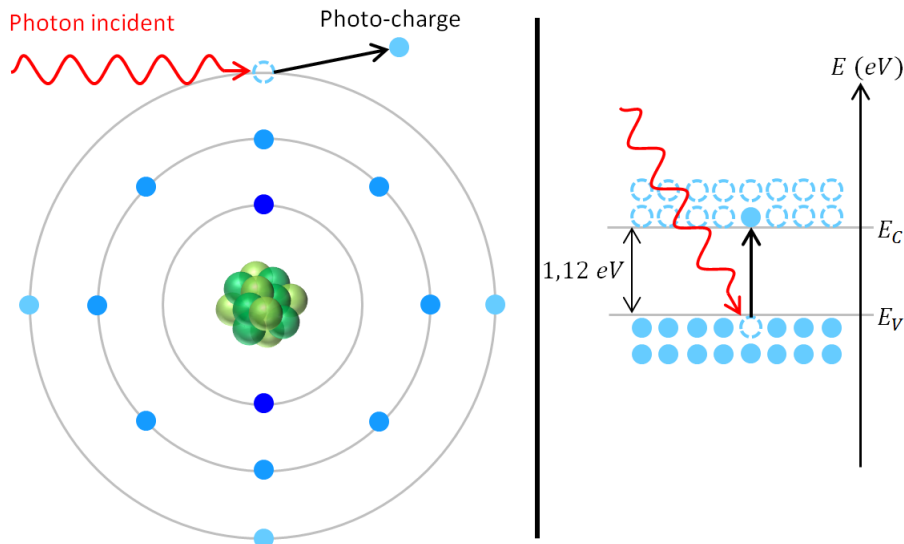


FIGURE 1.2 – Effet photoélectrique sur un atome de silicium et sa représentation selon la théorie des bandes.

Choix du semi-conducteur

La composition et la taille des composants d'un capteur d'images sont conditionnées par le spectre des photons à détecter. En effet, l'effet photoélectrique se produit au sein d'un matériau semi-conducteur si l'énergie transmise aux électrons de valence par les photons est supérieure au gap du semi-conducteur. Ceci impose donc une énergie minimale du photon et donc une longueur d'onde maximale afin que les électrons de valence atteignent la bande conduction. La relation de Planck-Einstein permet de relier l'énergie de gap de semi-conducteurs II-VI, III-V et IV et la longueur d'onde maximale des photons. La figure 1.3 montre le semi-conducteur à utiliser afin de détecter une longueur d'onde de photons maximale. En outre, lorsqu'un flux de photons se propage dans la matière, celui-ci s'atténue selon la distance parcourue. L'atténuation du flux est quantifiée par la loi de Beer-Lambert [Bou29]. Cette loi définit pour un matériau donné un coefficient d'absorption et donc une profondeur moyenne de pénétration du flux de photons en fonction de leur longueur d'onde. Elle est représentée sur la figure 1.4 pour des photons traversant

du silicium. Cette profondeur moyenne de pénétration correspond à l'absorption de 63% du flux de photons. Ceci permet donc de déterminer la profondeur du volume sensible de la zone photosensible (appelé volume de déplétion présenté dans la partie 1.1.2) permettant la collection des photo-charges en fonction de la longueur d'onde des photons à détecter.

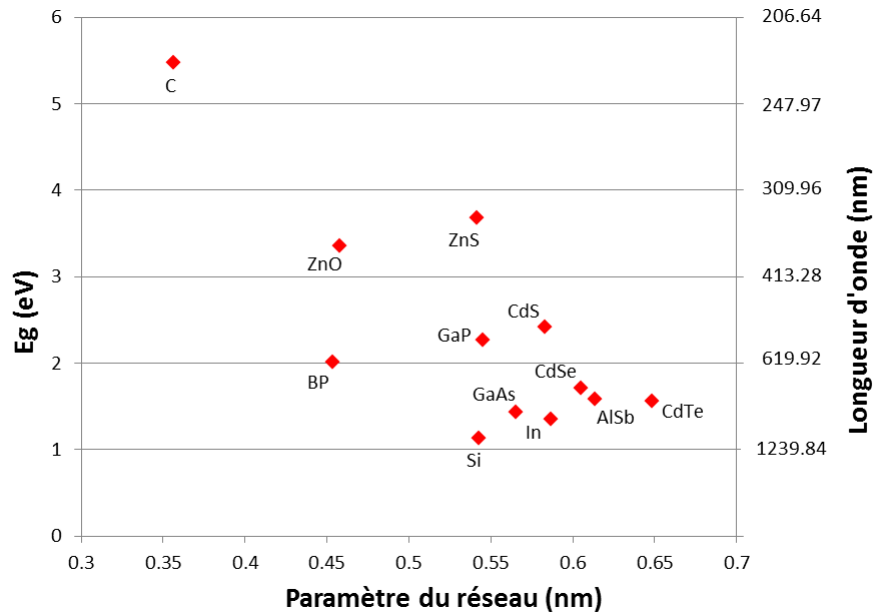


FIGURE 1.3 – Énergie de gap de semi-conducteurs II-VI, III-V et IV et longueur d'onde maximale des photons pouvant exciter des électrons de la bande de valence à la bande de conduction en fonction de la dimension du réseau à température ambiante [Nun02], [Sze81].

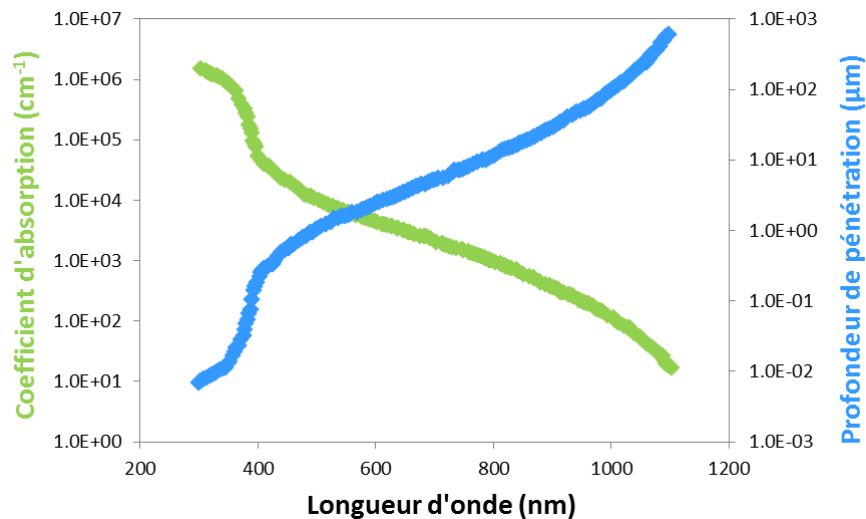


FIGURE 1.4 – Profondeur moyenne de pénétration des photons en fonction de leur longueur d'onde dans le silicium [Jan01].

Les pixels des capteurs d'images utilisés durant ces travaux (présentés dans la partie 1.2.3) utilisent comme semi-conducteur du silicium. Ce semi-conducteur, dont le gap s'élève à 1,12eV à température ambiante, est particulièrement sensible aux photons de la gamme proche infrarouge et visible. En effet, la figure 1.3 montre que le silicium peut

décélérer des photons dont la longueur d'onde s'élève à $1,1\mu m$. Toutefois, le silicium est un semi-conducteur à gap indirect. Cela signifie que pour qu'un électron atteigne la bande de conduction, l'absorption d'un photon mais également d'un phonon est nécessaire. À cause de cela, l'absorption de photons dont la longueur d'onde est comprise entre $750nm$ et $1,1\mu m$ est peu probable [Sze81].

1.1.2 Collection des photo-charges

Les capteurs d'images possèdent une matrice de pixels. Chaque pixel est doté d'une zone photosensible où sont créées les photo-charges à la suite d'une excitation optique externe. Ces charges sont ensuite collectées dans les pixels. Il existe deux dispositifs de collection : les capacités MOS et les photodiodes. Nous nous intéressons ici aux capteurs qui collectent les électrons. Malgré cela, le raisonnement est semblable pour des capteurs qui collectent les trous.

Structure de collection MOS

Une photoMOS est constituée d'un substrat semi-conducteur créé par épitaxie. Celui-ci est recouvert d'un substrat semi-conducteur dopé P. Sa surface est ensuite oxydée thermiquement afin d'obtenir une fine couche d'oxyde de grille. Enfin, une grille métallique ou en polysilicium se situe au-dessus de l'oxyde pour les contacts électriques du capteur. Durant la phase d'exposition du capteur, une tension positive est appliquée à la grille de la capacité MOS ($\sim 3V$ voire $10 - 15V$ pour certains CCD [The08]). Cela crée une différence de potentiel entre la grille et le substrat dopé P. Ainsi les trous s'éloignent de l'interface oxyde/semi-conducteur et migrent vers le substrat tandis que les électrons sont attirés par la grille positivement chargée. Un volume dépourvu de porteurs libres où règne un fort champ électrique apparaît sous la grille. Ce volume est plus communément appelé zone de déplétion ou zone de charge d'espace. Il permet la collection des photo-charges grâce au champ électrique qui y règne. Si un photon crée une paire dans le volume de déplétion, la paire sera dissociée : l'électron sera collecté avant que la paire n'ait le temps de se recombiner tandis que le trou aura tendance à rejoindre le substrat. Si la paire est créée en dehors du volume de déplétion, celle-ci peut malgré tout se propager par diffusion. L'électron peut ainsi rejoindre le volume de déplétion.

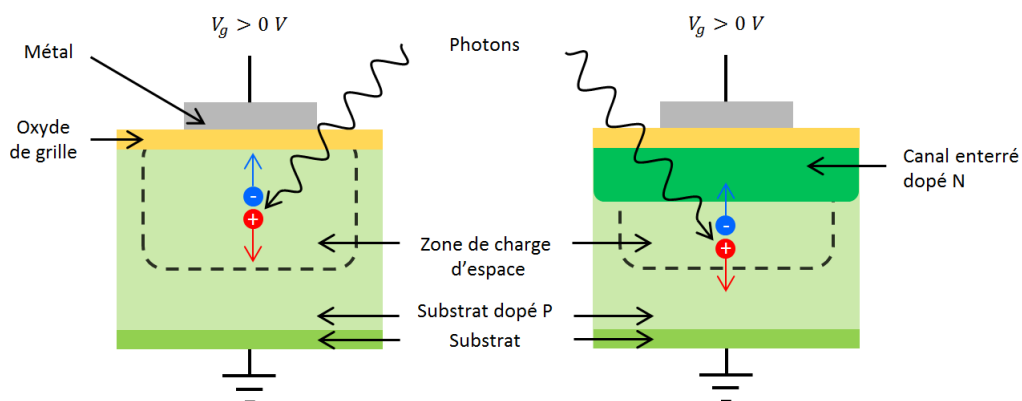


FIGURE 1.5 – Schéma d'une capacité MOS à canal de surface à gauche et à canal enterré à droite [Jan01].

La première génération des capacités MOS est représentée à gauche de la figure 5.

Une de leurs caractéristiques géométriques, l'interface oxyde/semi-conducteur, diminue l'efficacité du composant. En effet, il existe à cette interface des pièges (liaisons pendantes entre le semi-conducteur et l'oxyde) qui génèrent des paires électron-trou, modifiant ainsi le paquet de photo-charges. De plus la mobilité des charges est plus faible en surface qu'en volume (cf. partie 1.1.3). Une alternative a été trouvée plus tard par Walden et Esser en enterrant ce canal de charge dans un semi-conducteur dopé N. Ceci évite aux charges d'être piégées à l'interface oxyde/semi-conducteur. Cette génération de capacités MOS, représentée à droite de la figure 1.5, est la plus utilisée dans les capteurs CCD.

Structure de collection photodiode

Le second type de pixel est la photodiode. Comme la capacité MOS, la photodiode est composée d'un substrat semi-conducteur créé par épitaxie et d'un substrat semi-conducteur dopé P. Ce dernier est surmonté d'une diffusion fortement dopée N de plus faible épaisseur et d'un oxyde de passivation. Cette jonction PN est polarisée en inverse à cause de l'application d'une tension positive sur la diffusion dopée N. Ainsi, une zone de charge d'espace apparaît également dans la photodiode. Des oxydes de champ de part et d'autre du volume de déplétion permettent de limiter son expansion en largeur. Également utiles pour isoler les pixels des uns des autres, ces oxydes sont implantés soit selon le procédé LOCOS (Localized Oxidation Of Silicon) ou le procédé STI (Shallow Trench Isolation) [HB03].

Tout comme les capacités MOS, les photodiodes ont connu des améliorations. Une des améliorations notables est la photodiode pincée (en anglais Pinned PhotoDiode). Cette structure dissocie le nœud de collection et le nœud de lecture à la différence des premières générations de photodiodes 3T (3 transistors) représentée sur la figure 1.6. Le nœud de collection est isolé de l'oxyde de passivation grâce à un implant dopé P+. Ceci évite lors de la phase de collection que des photo-charges soient capturées par les pièges à l'interface oxyde/semi-conducteur. Par contre l'ajout de transistor diminue le facteur de remplissage (rapport entre la surface photosensible et la surface totale du pixel) et la capacité de collection du pixel.

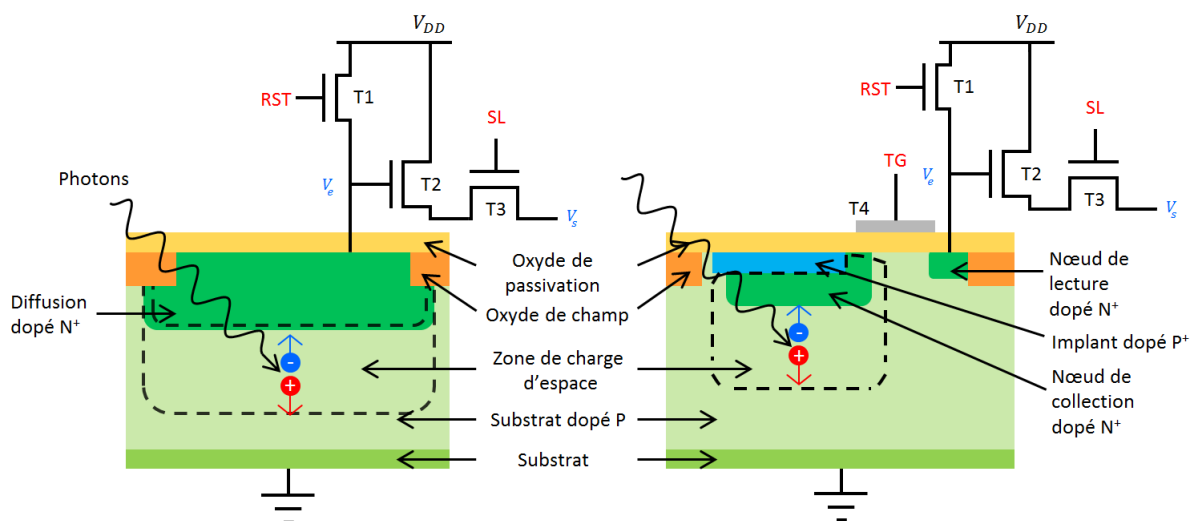


FIGURE 1.6 – Schéma d'une photodiode à canal de surface (3T) à gauche et d'une photodiode pincée (4T) à droite.

De manière générale, les capteurs d'images CCD utilisent majoritairement des pixels

de type photoMOS. En effet, ces capteurs doivent transmettre les photo-charges à un circuit de lecture externe aux pixels. Ils transfèrent les photo-charges d'une ligne de pixels à l'autre grâce à un dispositif de transfert basé sur une variation de potentiel. Seule une capacité MOS permet cette opération. En revanche, les capteurs CCD de type barrette (présentés dans la partie 1.2.1) peuvent utiliser des photodiodes puisqu'ils ne sont composés que d'une ligne de pixels. Les capteurs CMOS quant à eux privilégient les pixels de type photodiode puisque la grille en polysilicium située au-dessus de l'oxyde d'une photoMOS limite le passage de photons dans le bleu et l'UV [Mar12].

Rendement quantique

Les performances du capteur d'images à générer et à collecter une paire électron-trou lorsqu'un photon le traverse sont quantifiées par le rendement quantique (en anglais *External Quantum Efficiency*). Il s'exprime comme le rapport du nombre d'électrons collectés sur le nombre de photons incidents. Ce rendement est égal à 1 si pour tout photon traversant le pixel, une paire électron-trou est collectée dans la zone de déplétion. Trois mécanismes, la réflexion, l'absorption et la transmission, peuvent entraver la création de paires électron-trou. Lorsque le photon atteint le capteur, celui-ci peut être réfléchi par les couches supérieures au volume de déplétion. Il peut être également absorbé par un des éléments du pixel sans atteindre le volume de déplétion. Enfin, il peut traverser le pixel sans générer de paires s'il n'est pas suffisamment énergétique. En fonction de la longueur d'onde des photons, un de ces mécanismes est privilégié (figure 1.5). Les photons de la gamme de l'UV interagissent avec les premières couches du pixel tandis que certains photons de la gamme de l'infrarouge ne transmettent pas suffisamment d'énergie aux électrons de valence pour qu'ils atteignent la bande de conduction. Voilà pourquoi la technique de l'éclairage par la face arrière du pixel (en anglais *Back Illuminated*) est parfois employée pour éviter que les photons de faible longueur d'onde soient absorbés par les premières couches du pixel (grille et oxyde). Pour que les photons de la gamme de l'infrarouge soient absorbés, une augmentation de la profondeur du volume de déplétion peut être envisagée.

1.1.3 Transfert des photo-charges

Selon les types et les générations de capteurs, les photo-charges doivent être transférées du nœud de collection vers le nœud de lecture se situant selon les cas au sein du pixel ou à l'extérieur de celui-ci.

Transfert au système de lecture pour les capteurs CCD

Les capteurs CCD ne réalisent pas les étapes de génération, collection et conversion des photo-charges en tension au sein de leurs pixels. Ils doivent transmettre les charges à un dispositif de conversion situé à l'extérieur de la matrice de pixels. Les charges sont transférées ligne par ligne. À l'aide d'un jeu de variation de potentiel, le paquet de charges passe d'une capacité MOS à une autre, autrement dit d'un puits de potentiel à l'autre. Cette partie du transfert se nomme transfert parallèle. Une fois que les charges ont atteint l'extrémité de la matrice de pixels, le transfert parallèle peut se poursuivre ou non dans une zone de stockage avant d'entamer le transfert des photo-charges en série. En effet :

- Soit les charges atteignent une zone de stockage (cf. figure 1.8, (c)). Cette zone est composée de capacités MOS semblables au photoMOS à la différence que celles-ci

sont aveugles. Ensuite les lignes de cette zone de stockage sont transférées à un registre de série. Les avantages de cette stratégie sont la rapidité d'acquisition d'une image et un meilleur contrôle du temps d'exposition : lorsque les pixels ont transmis leurs photo-charges à la zone de stockage, ils peuvent à nouveau acquérir une image. Il n'est pas nécessaire d'attendre la fin de la lecture de toutes les lignes.

- Soit les charges ne sont pas stockées et atteignent directement un registre série situé à une extrémité de la matrice (cf. figure 1.8, (a)). À l'extrémité de ce registre se trouve un dispositif de lecture permettant la conversion des photo-charges d'une ligne de pixels. Cette stratégie nécessite l'utilisation d'un obturateur mécanique externe ou un temps de pose long par rapport au temps de lecture (possible pour des applications en astronomie) afin de transférer toutes les charges collectées dans la matrice de pixels.

Dans le cas d'un capteur linéaire ou barrette (cf. figure 1.8, (b)), c'est-à-dire ne possédant qu'une ligne de pixels, il n'y a pas de transfert parallèle. Les charges sont directement transmises au registre de série.

Transfert au sein d'un pixel pour les capteurs CMOS 4T et 5T

Les capteurs CMOS réalisent les étapes de collection et de lecture des photo-charges au sein de leurs pixels. Néanmoins selon les technologies, les nœuds de collection et de lecture sont deux entités distinctes. Dans un capteur de configuration 3T, le nœud de collection fait également office de nœud de lecture. En revanche, les pixels des capteurs CMOS 4T ou 5T possèdent un nœud de collection et un nœud de lecture. Les photo-charges doivent donc être transférées vers le dispositif de lecture par la grille de transfert (en anglais *Transfert Gate*, cf. figure 1.6).

Inefficacité de transfert

Les performances du capteur d'images à transférer les photo-charges depuis les pixels vers le circuit de lecture sont quantifiées par l'inefficacité de transfert (en anglais *Charge Transfert Inefficiency*). Cette grandeur est définie comme le rapport de la quantité de charges encore sous l'électrode à la fin du transfert et la quantité de charges créées dans le pixel [SM88]. Plus ce rapport est faible, plus le transfert des charges dans le capteur est efficace. Un phénomène peut augmenter l'inefficacité de transfert : le piégeage et le dépiégeage de charges par des pièges présents dans la matière. En effet, des impuretés sont introduites dans le semi-conducteur dès sa fabrication. Ces défauts de structure peuvent capturer puis relâcher des électrons modifiant ainsi le flux de photo-charges durant son transfert. Si le temps d'émission de ces pièges est supérieur au temps de transfert, alors ils diminuent le flux de photo-charges. En conclusion, ce facteur d'inefficacité est très dépendant des conditions de fonctionnement : taille des paquets de charges, vitesse de transfert, température etc.

1.1.4 Conversion des photo-charges

La conversion des photo-charges en tension se déroule dans le circuit de lecture du capteur d'images. D'une technologie de capteur à une autre, la composition et la localisation du dispositif de lecture diffèrent.

Conversion des charges dans les capteurs CCD

Pour les capteurs CCD, ce circuit se situe à l'extrémité du registre sériel. L'application d'une tension sur la grille (OG en anglais *Output Gate*) permet de transmettre les charges au circuit. Celui-ci est composé d'une jonction PN jouant le rôle de capacité et de deux transistors : l'un permet la réinitialisation du circuit entre chaque cycle de conversion et l'autre est un transistor suiveur (figure 1.7).

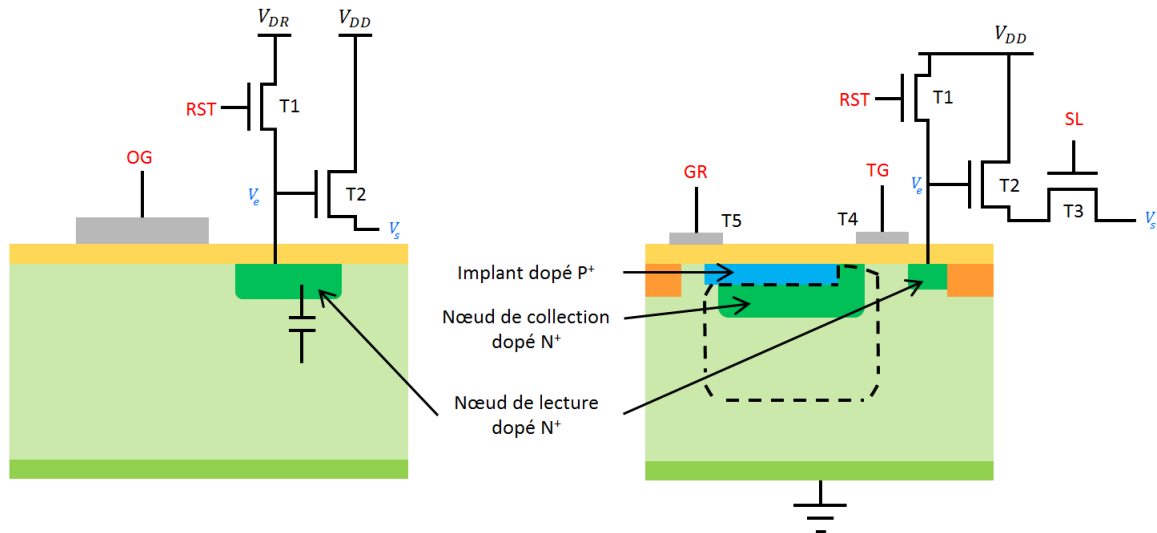


FIGURE 1.7 – Illustration des circuits de lecture : à gauche le circuit de lecture d'un CCD et à droite le circuit de lecture d'un CMOS avec une photodiode enterrée 5T.

Conversion des charges dans les capteurs CMOS

Pour les capteurs CMOS, ce circuit se situe au sein même des pixels. La structure d'un circuit de lecture CMOS est plus complexe que pour un CCD. Il peut être composé de trois à cinq transistors. Les capteurs utilisés durant nos travaux (présentés dans la partie 1.2.3) sont des photodiodes enterrées 5T. Typiquement, la conversion des photo-charges pour une photodiode 5T se déroule selon quatre étapes (figure 1.7) :

1. Une tension V_{DD} de réinitialisation est appliquée au nœud de lecture afin d'y générer un volume de déplétion via le transistor T1.
2. Ensuite, la grille de transfert (TG) est polarisée positivement afin de laisser passer les photo-charges du volume déplétion du nœud de collection au volume de déplétion du nœud de lecture. Cela a pour effet de charger la capacité et de réduire la tension de celle-ci.
3. Une tension V_e , proportionnelle aux charges collectées, atteint le transistor suiveur T2.
4. Le transistor d'adressage T3 sert d'interrupteur pour laisser passer la tension vers le bus colonne.

Enfin, le cinquième transistor sert uniquement à pré-charger le nœud de collection indépendamment du transistor utile au transfert des photo-charges.

Une fois que chaque pixel d'un capteur CMOS a converti les charges en tension, le pixel transmet à un bus colonne la tension proportionnelle à l'éclairement reçu sur sa

zone photosensible. Toutefois, tous les pixels ne peuvent pas être lus en même temps. Deux techniques de prises d'images existent donc afin de collecter toutes les tensions des pixels, la technique à obturateur électronique global (en anglais *Global Shutter*) et la technique à obturateur glissant (en anglais *Rolling Shutter*) :

- La technique à obturateur électronique global consiste à réaliser l'image simultanément dans tous les pixels de la matrice et de transmettre les tensions des pixels ligne par ligne. Cette technique présente un inconvénient : les charges restent dans le nœud de lecture en attendant d'être lues avec un temps variable suivant la ligne. Ainsi, si ce nœud de lecture est dégradé, le flux de charges qui le traverse peut être corrompu.
- La technique à obturateur glissant consiste quant à elle à déclencher la collection et la lecture des photo-charges ligne après ligne. Il y a donc un décalage temporel dans la lecture d'une ligne à l'autre. Dans ce cas, le temps passé dans le nœud de lecture par les charges est constant d'un pixel à l'autre. L'inconvénient de cette méthode apparaît si la scène observée bouge rapidement. Par exemple, si le capteur observe une hélice d'avion, l'image sera déformée.

Grâce à l'une ou l'autre technique de prises d'image, l'ensemble des tensions des pixels constituera le signal de sortie du capteur d'image.

Enfin, que ce soit pour les capteurs CCD ou CMOS, un convertisseur analogique-numérique se chargera d'amplifier et de numériser le signal de sortie du capteur d'images afin de constituer une image bidimensionnelle. Dans le cas des CMOS, un convertisseur est présent par colonne. Ceci permet d'accélérer la vitesse de conversion et d'augmenter le nombre d'images par seconde.

1.2 Revue des capteurs CCD et CMOS

Un capteur d'images permet donc de convertir un rayonnement électromagnétique en image bidimensionnelle. Dans cette partie, les différentes structures de capteurs CCD et CMOS sont présentés.

1.2.1 Capteurs CCD

Plusieurs architectures de CCD existent (figure 1.8) [Mar12] :

- Plein cadre (en anglais *full frame*) : Ces capteurs sont composés d'une grande matrice de pixels. Pour pouvoir transférer les charges stockées dans les pixels, soit ces capteurs sont dotés d'un obturateur mécanique externe pour masquer les pixels lors du transfert, soit le temps de pose est supérieur au temps de lecture des charges.
- Barrette (en anglais *line-scan*) : Ce type de capteurs CCD est constitué d'une ligne de pixels. Utilisés notamment pour des missions d'observation terrestre, ils fonctionnent principalement en mode balayage (push broom à la vitesse du satellite). Ces capteurs peuvent être composés de pixels de type photodiode ou photo MOS.
- À transfert de frame (en anglais *full-frame transfer*) : Ces capteurs sont composés d'une matrice de pixels qui captent les photons et d'une autre matrice masquée permettant de stocker les charges des pixels. Ceci permet de lire une image pendant l'intégration de la suivante.

- À interligne (en anglais *interline transfer*) : Ce type de capteur reprend le mode de fonctionnement des capteurs à transfert de frame si ce n'est que c'est une colonne de pixels sur deux qui est opaque et qui permet stocker les charges. Les photo-charges sont collectées dans la première colonne et sont ensuite transférées dans la seconde colonne opaque.

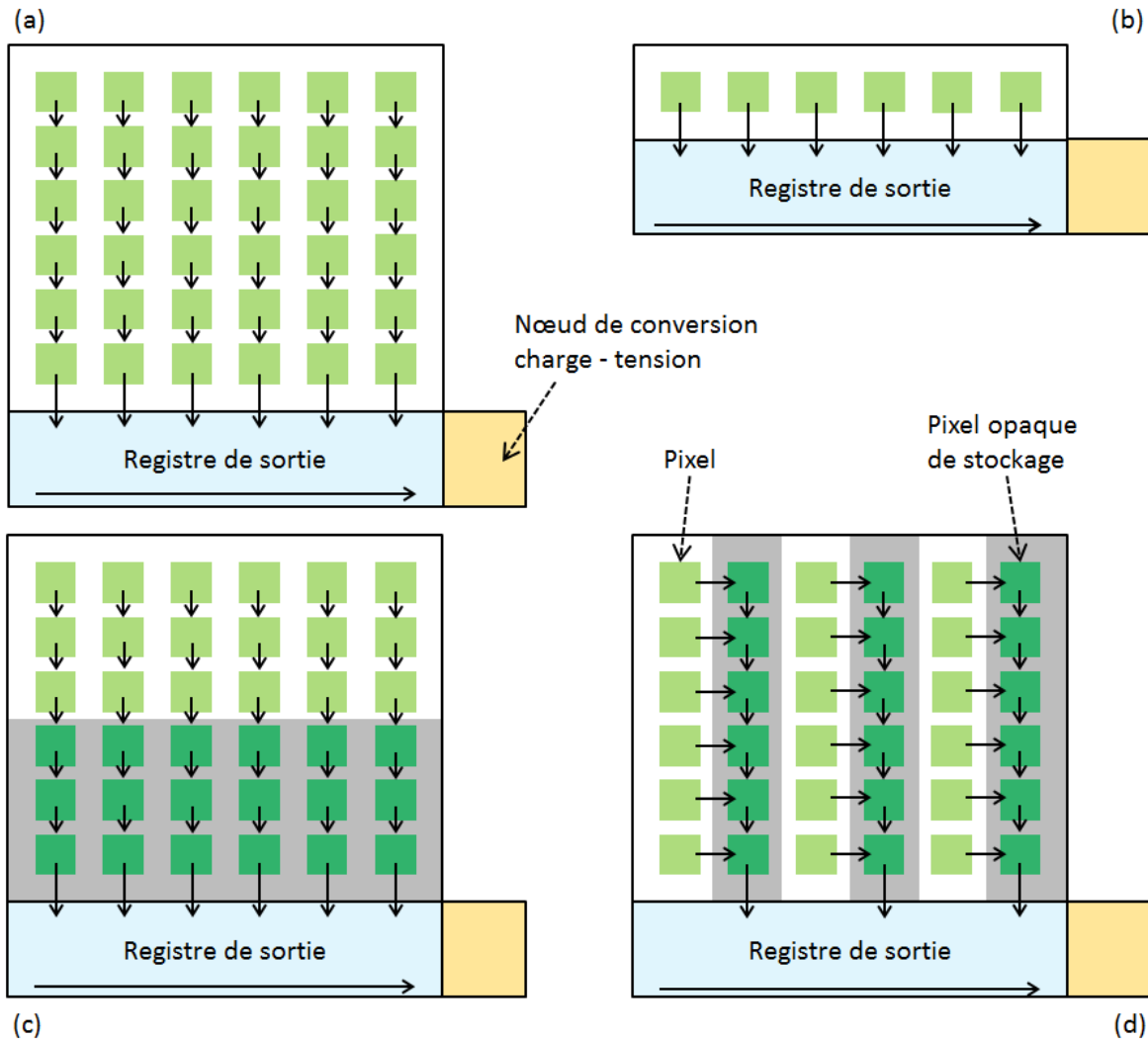


FIGURE 1.8 – Exemples d’architectures de capteurs CCD : (a) CCD plein cadre, (b) CCD barrette, (c) CCD à transfert de frame, (d) CCD à interligne.

Contrairement aux pixels d’un capteur CMOS, un pixel d’une matrice d’un CCD est dédié uniquement à la génération et au stockage des photo-charges. Toute la surface du pixel est donc photosensible et permet de capter un maximum de photons. Ainsi, le facteur de remplissage est élevé [Mar12]. En revanche, la lecture en série des pixels limite le nombre d’images prises par seconde.

1.2.2 Capteurs CMOS

Contrairement aux capteurs CCD, les pixels des capteurs CMOS génèrent des photo-charges en fonction de l’éclairement reçu et les convertissent en tension. Ces pixels, principalement des photodiodes, possèdent à la fois une zone photosensible mais également le dispositif de conversion charge-tension. Il existe plusieurs types de pixels pour les capteurs CMOS : les pixels actifs (APS), les pixels passifs (PPS), les photodiodes de type APS,

les APS logarithmiques, etc. [BCFS06]. Nous nous concentrons principalement sur les pixels passifs et actifs :

- Pixels passifs (en anglais Passive Pixel Sensor) : Un capteur à pixels passifs est composé d'une matrice de pixels contenant une photodiode et un transistor d'adressage ainsi que de deux registres d'adressage, l'un de colonne et l'autre de ligne, et d'un amplificateur de sortie. Ces pixels passifs génèrent les photo-charges puis les transmettent à l'extérieur du pixel où elles seront amplifiées [The08]. L'inconvénient de ce type de CMOS est le niveau de bruit très élevé qui règne dans ces pixels.
- Pixels actifs (en anglais Active Pixel Sensor) : À la différence des PPS, les pixels qui composent ce type de capteur sont dotés d'un amplificateur, d'un transistor de ré-initialisation, d'un transistor suiveur et d'un transistor d'adressage (figure 1.9). À cause du bruit qui règne dans les PPS, les capteurs CMOS utilisent généralement des pixels APS.

Les capteurs CMOS présentent plusieurs avantages par rapport aux capteurs CCD. Outre une consommation de puissance réduite par rapport aux CCD, ils permettent un accès aléatoire à l'information contenue dans un pixel grâce aux décodeurs ligne et colonne. De plus, ils sont plus rapides que les CCD pour générer une image [BCFS06]. En revanche, un inconvénient majeur existe. Puisque chaque pixel contient le circuit de lecture des photo-charges, la sensibilité, i.e. le facteur de remplissage, des pixels CMOS est plus faible que celle des pixels CCD.

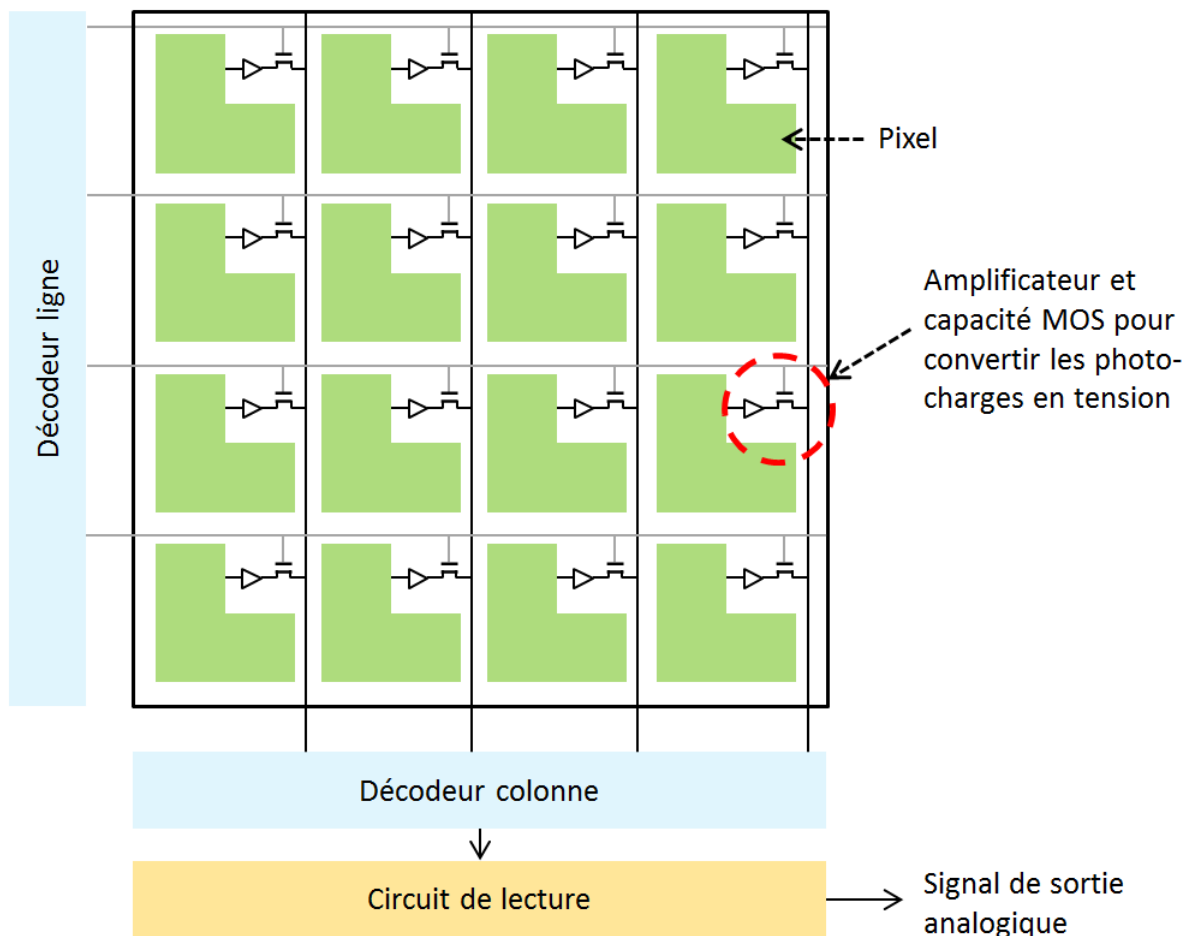


FIGURE 1.9 – Représentation d'une matrice 4x4 pixels d'un capteur CMOS APS.

1.2.3 Capteurs employés durant ces travaux

Durant ces travaux de thèse, deux capteurs d'images CMOS ont été utilisés pour modéliser leur dégradation : le JADE et le SAPPHIRE. Les principales caractéristiques de ces capteurs sont présentées dans le tableau 1.1. Nous possédons d'autres paramètres détaillés sur ces deux capteurs d'images (géométrie, composition, champ électrique etc.). Toutefois par souci de confidentialité, ces paramètres ne seront pas communiqués dans ce manuscrit.

	JADE	SAPPHIRE
Type	CIS	CIS
Fabricant	e2v	e2v
Nombre de pixels	640 * 850	1280 * 1024
Pixel pitch	5,8 μm	5,3 μm
Forme de la photodiode	Carrée	Carrée
Position de la photodiode	Centrée	Centrée
ADC (nbre de bits)	8 bits colonne	10 bits colonne
Mode de lecture	Global Shutter + Rolling Shutter	GS + RS
Structure	Photodiode pincée 5T	Photodiode pincée 5T

TABEAU 1.1 – Présentation des caractéristiques des deux capteurs utilisés durant ces travaux de thèse.

1.3 Perturbation du fonctionnement des capteurs d'images

Les parties précédentes ont présenté les différentes étapes afin de convertir un flux de photons incident en photo-charges puis en tension et enfin en signal analogique grâce aux capteurs d'images CCD et CMOS. Au cours de chacune de ces étapes, l'information (photon, photo-charge ou tension) peut être altérée : des photons peuvent traverser les pixels sans interagir avec les électrons de valence, des photo-charges peuvent être générées par simple excitation thermique ou encore des pièges peuvent capturer des photo-charges les empêchant d'atteindre le circuit de lecture. La figure 1.1 indique les bruits susceptibles d'intervenir à chaque étape du fonctionnement des capteurs d'images. Deux types de bruits peuvent survenir dans un capteur d'image : les bruits temporels et les bruits spatiaux [The08].

1.3.1 Bruit temporel

Un bruit temporel est un dysfonctionnement qui diffère d'une image à l'autre. En voici quelques exemples :

- Bruit de grenaille : Ce bruit est lié à la fluctuation du courant à cause de la nature corpusculaire de la lumière. En effet, c'est un flux discontinu de photons qui atteint la surface du pixel en suivant une loi de Poisson [Kim79].
- Courant d'obscurité : Ce signal parasite est lié à la génération de photo-charges par simple excitation thermique. Très sensible à la température, il double tous les 7K [BCFS06]. Une de ces composantes, le courant d'obscurité de surface est réduit par

les technologies dotées de canaux enterrés. C'est cette dégradation qui est au cœur de nos recherches. Il sera expliqué en détail dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

- Bruit de reset : Ce bruit est associé à la réinitialisation du nœud de collection [Jan01].
- Bruit de transfert des charges : Ce bruit est dû à la capture de photo-charge par les impuretés des matériaux plus particulièrement à l'interface oxyde-semi-conducteur diminuant ainsi le flux de charges transféré au circuit de lecture [FL07].
- Bruit de scintillement : Ce bruit basse fréquence (en $1/f$) est dû aux pièges des matériaux libérant aléatoirement des électrons [KU89].
- Bruit en créneaux : Ce bruit basse fréquence (en $1/f^2$) est dû au piégeage-dépiégeage aléatoire d'électrons entre deux ou plus niveaux d'énergie.

1.3.2 Bruit spatial

Un bruit spatial est un dysfonctionnement qui varie d'un pixel à l'autre à cause de paramètres géométriques qui diffèrent comme par exemple le nombre d'impuretés dans les matériaux utilisés dans les capteurs :

- Non-uniformité de la réponse photonique (en anglais Photo Response Non Uniformity) : Lorsque qu'une matrice de pixels est illuminée par un flux de photons uniforme, tous les pixels devraient avoir la même réponse. En réalité, des variations dans les valeurs de sortie existent d'un pixel à l'autre. La PRNU quantifie l'écart entre la réponse théorique et la réponse réelle.
- Non-uniformité du courant d'obscurité (en anglais Dark Current Non Uniformity) : La génération thermique de photo-charges caractérisant le courant d'obscurité est dépendante des impuretés des matériaux des capteurs. Puisque leur densité varie d'un pixel à l'autre, le courant d'obscurité n'est pas uniforme sur toute la matrice de pixels. Tout comme le courant d'obscurité, la non-uniformité du courant d'obscurité sera traitée en détail dans les chapitres 3 à 6 de ce manuscrit.

1.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux technologies de capteurs d'images : les capteurs CCD et CMOS. Les capteurs d'images peuvent être utilisés dans diverses applications et notamment dans les applications spatiales afin de créer une image bidimensionnelle d'une scène observée. Un satellite possède des centaines de senseurs pour monitorer ses fonctions (contrôle attitude, orbite, thermique, communication etc.). Certains de ces senseurs, notamment les senseurs d'étoiles (en anglais star tracker), les capteurs de rendez-vous et d'amarrage, l'imagerie hyperspectrale, etc., utilisent des capteurs d'images. Selon les missions spatiales envisagées et donc selon le spectre électromagnétique auquel ils seront confrontés, les capteurs employés seront différents. Pour les senseurs d'étoiles, les CMOS sont désormais employés grâce à leur flexibilité, leur facilité d'implémentation, leur lecture non destructive [GNNB⁺13].

Nous avons vu dans ce chapitre que différents bruits peuvent altérer le fonctionnement des capteurs et corrompre l'image. Or, dans l'environnement spatial, les équipements sont soumis à des flux de particules hautement énergétiques susceptibles de dégrader la charge utile. Les irradiations spatiales engendrent une augmentation de signaux

parasites dans les capteurs d'images et plus particulièrement une augmentation du courant d'obscurité. Dans le chapitre suivant, nous présentons l'environnement spatial ainsi que ses conséquences sur la dégradation des capteurs d'images. Le courant d'obscurité et ses différentes sources sont détaillés dans le chapitre 3.

Chapitre 2

Présentation de l'environnement spatial et des dégradations engendrées dans les capteurs d'images

Sommaire

2.1 Environnement spatial	22
2.1.1 Soleil	22
2.1.2 Rayons cosmiques	23
2.1.3 Ceintures de radiation	24
2.2 Interactions rayonnement spatial - matière	25
2.2.1 Interactions avec le nuage électronique des atomes cibles	25
2.2.2 Interactions avec le noyau des atomes cibles	26
2.2.3 Rayonnement continu de freinage (Bremsstrahlung)	30
2.3 Quantification de la perte d'énergie liée aux interactions rayonnement-matière	31
2.3.1 Section efficace d'interaction	31
2.3.2 Pouvoir d'arrêt, LET et NIEL	31
2.3.3 Dose	33
2.4 Dégradation des capteurs d'images : les effets singuliers et les effets cumulés	34
2.4.1 Effets singuliers	34
2.4.2 Effets cumulés	35
2.5 Dégradation de la structure cristalline : la théorie Shockley Read Hall . .	37
2.5.1 Classification des défauts cristallins	38
2.5.2 Défauts cristallins détectés dans le silicium	40
2.5.3 Propriétés électriques des défauts cristallins	41
2.6 Conclusion du chapitre	48

Les composants électroniques, notamment les capteurs d'images, sont sensibles aux radiations. Des particules, telles que des électrons, des protons ou encore des ions, interagissent avec les composants et y entraînent diverses modifications de leurs propriétés électroniques. Dans l'environnement spatial, les capteurs d'images sont soumis à divers flux de particules provenant de trois sources : le soleil, le rayonnement cosmique et les ceintures de radiation. Les particules issues de ces sources balayent un spectre énergétique large allant jusqu'au GeV. Elles pénètrent l'électronique et déposent de l'énergie le long de leurs parcours dans le matériau cible. Cette perte d'énergie entraîne diverses interactions permettant notamment l'ionisation ou encore le déplacement d'atomes provoquant la modification de la structure cristalline du composant. Il est possible de quantifier cette perte d'énergie dans le composant par une grandeur appelée pouvoir d'arrêt. Il existe toujours une relation entre les dommages engendrés dans le matériau cible et le pouvoir d'arrêt des particules incidentes. Ces dommages entravent le bon fonctionnement de l'électronique et sont classifiés en deux types d'effets : les effets singuliers, générés par une unique particule incidente, et les effets cumulés, dégradant l'électronique à long terme. Ces effets peuvent aller de la corruption de l'information stockée dans les capteurs d'images ou encore jusqu'à une non fonctionnalité partielle ou totale voire la destruction du composant. Dans cette thèse, notre attention s'est portée sur les effets cumulés causés notamment par la déformation de la structure cristalline des capteurs d'images qui provoquent l'apparition d'un bruit de lecture.

Ce chapitre présente dans un premier temps les différentes sources et la composition du rayonnement spatial. Il détaille ensuite les interactions survenant entre le rayonnement incident et les composants électroniques. Les dégradations engendrées par ces interactions sur les capteurs d'images sont ensuite rappelées. Enfin, l'accent est mis sur les éléments clés de ces travaux de thèse, c'est-à-dire les effets cumulés et plus particulièrement les conséquences électriques de la dégradation de la structure cristalline des capteurs d'images.

2.1 Environnement spatial

L'environnement spatial est composé de plusieurs sources de radiations qui interagissent avec le satellite et ses équipements. Outre les photons, des particules chargées (électrons, protons, ions) proviennent de trois principales sources de radiations : le rayonnement solaire (vent et éruptions solaires), le rayonnement cosmique et les ceintures de radiations.

2.1.1 Soleil

Le soleil est particulièrement dynamique. Il est doté d'un champ magnétique intense et variable. L'activité solaire est cyclique et présente une périodicité de 11 ans se répartissant grossièrement en 7 ans de maximum et en 4 ans de minimum [Bou96]. L'éjection de particules dans l'espace environnant résulte de deux phénomènes (Fig. 2.1) : le vent solaire et les éruptions solaires. Le vent solaire découle de l'éjection d'un plasma de différentes particules, due à une agitation thermique. Ce plasma est composé d'électrons, de protons et de cations. L'énergie des protons émis est inférieure à 1 keV et celle des électrons est en dessous de 100 eV. Les éruptions solaires quant à elles projettent de la matière ionisée dans la chromosphère, essentiellement des protons ayant une énergie allant jusqu'à 20 GeV, des ions lourds d'environ 100 MeV et des électrons de quelques MeV. Contrai-

rement aux particules du vent solaire, ces particules d'éruptions sont par conséquent très difficiles à arrêter par des blindages et sont les principales causes des défaillances des composants embarqués.

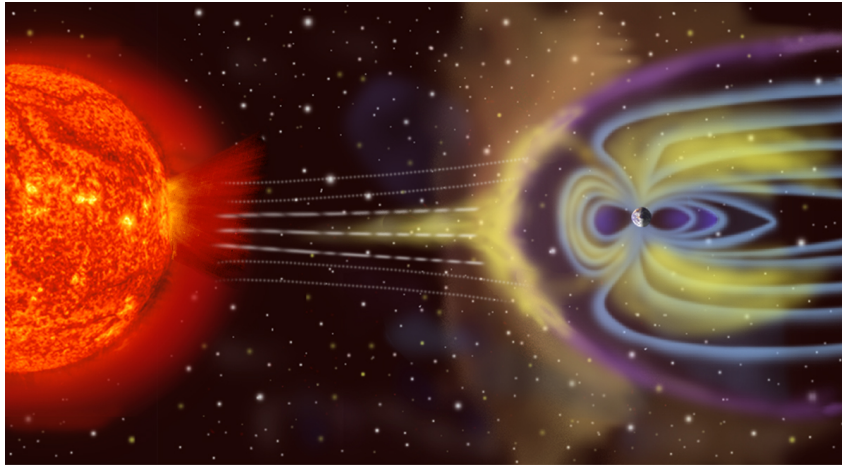


FIGURE 2.1 – Vision artistique de l'activité solaire [Nas].

2.1.2 Rayons cosmiques

Le rayonnement cosmique provient d'au-delà du système solaire (Fig. 2.2). Il est composé d'un faible flux de particules en comparaison avec le rayonnement solaire. Toutefois, ce sont des particules très énergétiques issues de l'explosion d'étoiles massives : environ $10^2 - 10^6$ MeV pour les protons, environ $1 - 10^6$ MeV pour les ions lourds couvrant toute la table périodique des éléments [SR88].

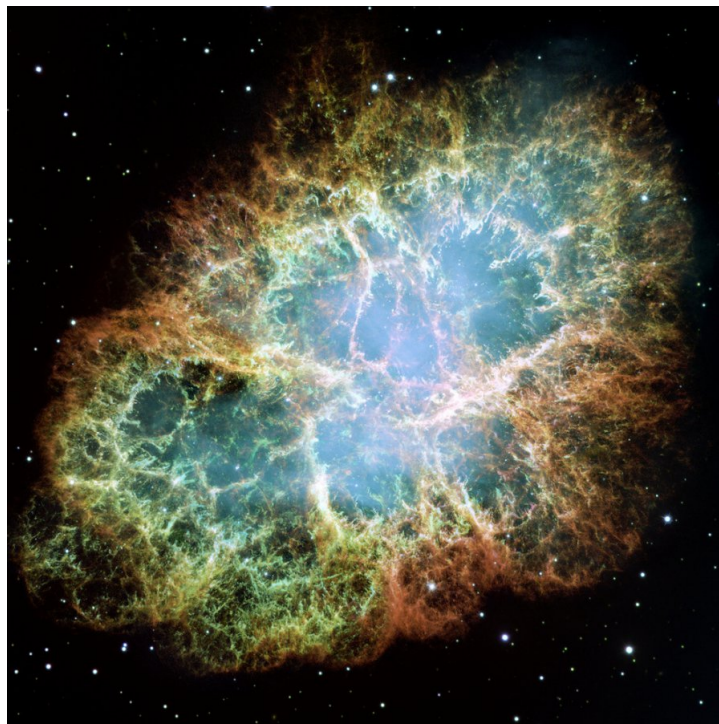


FIGURE 2.2 – Exemple de rayonnement cosmique avec la nébuleuse du crabe [Nas].

2.1.3 Ceintures de radiation

Découvertes au début de l'exploration spatiale en 1958 par Van Allen, les ceintures de radiations, dites ceintures de Van Allen (Fig. 2.3) sont des régions de la magnétosphère dans lesquelles sont piégées des particules de hautes énergies. Elles s'étendent de part et d'autre de l'équateur magnétique et sont de formes toroïdales. Le piégeage de ces particules est dû au champ magnétique terrestre. Les ceintures de radiation sont composées d'une ceinture "protons" et d'une ceinture "électrons". La ceinture "protons" peut s'étendre jusqu'à 3 rayons terrestres et l'énergie maximale des protons peut atteindre plusieurs centaines de MeV. La ceinture "électrons" est composée de deux zones : une zone interne et une zone externe. La zone interne s'étend de 700 km à environ 7000 km d'altitude et est constituée d'électrons avec des énergies maximales de 5 MeV. La deuxième ceinture, plus étendue, est située entre 13000 et 60000 km d'altitude et est composée essentiellement d'électrons pouvant atteindre 7 MeV [Bou96]. Le piégeage de flux de particules dans ces régions de la magnétosphère est responsable notamment de la perte de satellites. En 1962, les États-Unis et l'URSS ont effectué des essais nucléaires qui ont enrichi les ceintures de radiations et dont les particules ont été détectables jusqu'au début des années 1970. Dans les sept mois qui suivirent ces essais, sept satellites ont été perdus, les flux de particules ayant engendrés la détérioration de l'électronique embarquée [Eco04].

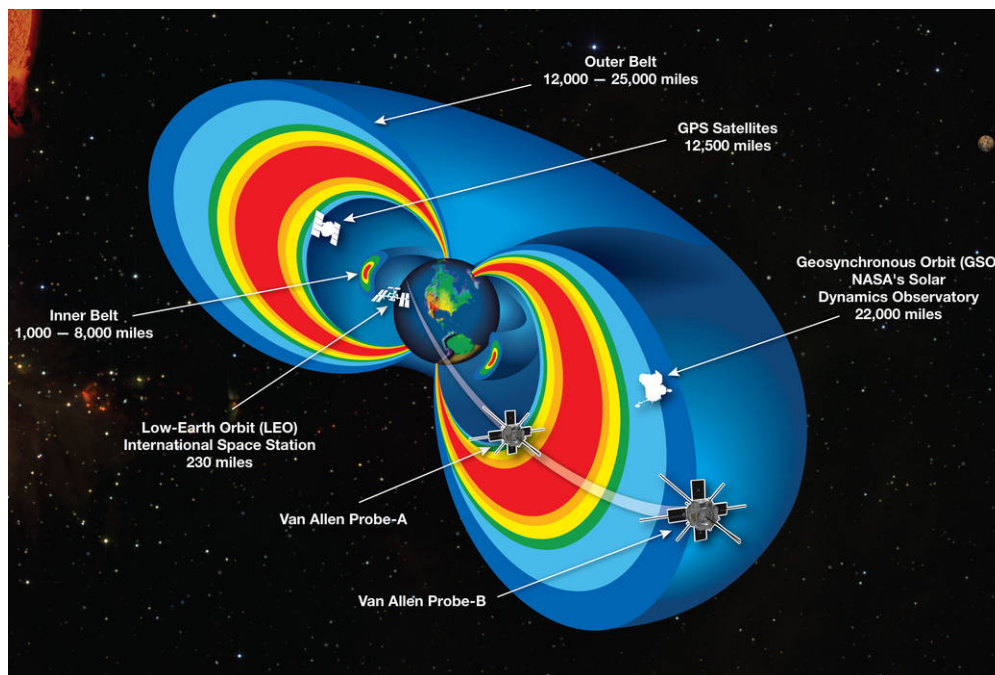


FIGURE 2.3 – Ceintures de radiation de Van Allen [Nas].

Les satellites artificiels peuvent être envoyés en orbite autour de planètes lointaines pour nous fournir des observations. Ils peuvent également rester en orbite autour de la terre pour nos besoins quotidiens : télécommunications, météorologies, imagerie terrestre, système de navigation etc. Selon leurs missions, ils sont placés sur différentes orbites terrestres (orbite terrestre basse, moyenne, géosynchrone et haute) dont certaines traversent les ceintures de radiation. Par conséquent, selon son parcours, un satellite va rencontrer des flux de particules d'énergie pouvant atteindre le GeV provenant des trois sources de particules (cf. tableau 2.1). La charge utile des satellites sera alors endommagée à cause d'interactions avec ces particules spatiales.

Source de radiation	Type de particules	Énergie	Flux (particules.cm ⁻² .s ⁻¹)
Vent solaire	Protons Électrons α (7-8%)	<1 keV <100 eV	10 ⁸ à 10 ¹⁰
Éruption solaire	Protons Électrons Ions lourds	100 MeV - 20 GeV Quelques MeV Centaines de MeV	Jusqu'à 2.10 ⁵
Rayonnement cosmique	Protons (87%) α (12%) Ions lourds (1%)	10 ² – 10 ⁶ MeV 1 – 10 ⁶ MeV	
Ceintures de radiation	Protons Électrons	keV-500 MeV eV-5 MeV	10 à 10 ⁶ 10 ⁻² à 10 ⁷

TABLEAU 2.1 – Synthèse des sources de radiations et de leurs flux de particules [Eco04] [Mag07].

2.2 Interactions rayonnement spatial - matière

Durant la mission du satellite, les capteurs d'images seront donc soumis à divers flux de particules (électrons, ions, photons et protons) hautement énergétiques. Pendant leurs parcours et en fonction de leurs énergies, ces particules incidentes interagissent avec la matière modifiant ainsi ses propriétés. Ces particules réagissent soit avec le nuage électronique, soit avec le noyau des atomes cibles des composants électroniques.

2.2.1 Interactions avec le nuage électronique des atomes cibles

En fonction du type de particules du rayonnement spatial, plusieurs types d'interaction avec le nuage électronique des atomes cibles peuvent survenir (Fig. 2.4). Les photons incidents interagissent par effet photoélectrique, par diffusion Compton ou par diffusion de Rayleigh. En revanche, les particules chargées interagissent par effet coulombien avec soit le cortège électronique soit le noyau chargé positivement [Hal57], [Bla73].

Photons

Les photons interagissent de différentes manières avec les nuages électroniques. Nous avons vu précédemment l'effet photoélectrique qui est la base du fonctionnement des capteurs d'images (cf. partie 1.1.1). Dans cet effet, le photon est absorbé permettant l'émission d'un électron. Plus l'énergie du photon incident est grande, plus l'électron éjecté pourra être issu d'une couche proche du noyau. Dans le cas où l'électron éjecté provient des couches basses, l'atome va se réorganiser afin qu'un électron d'une couche supérieure vienne occuper la place laissée vacante. Ceci provoque l'émission d'un photon de faible énergie. Ce photon peut être recapturé par un autre électron de l'atome et ainsi provoquer son éjection (Fig. 2.4, (a)). Cet électron est qualifié d'électron Auger [BCG76]. D'autres interactions avec les nuages électroniques des atomes cibles interviennent à plus haute énergie pour des photons incidents : la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh. Tout comme l'effet photoélectrique, la diffusion Compton permet l'émission d'électrons. Ce phénomène inélastique consiste à l'interaction d'un photon incident avec un électron faiblement lié provoquant ainsi l'éjection de l'électron puis la diffusion du photon (Fig. 2.4, (b)). En revanche, la diffusion de Rayleigh est pour sa part un phénomène élastique

où le photon interagit avec tous les électrons de l'atome qui entrent en oscillation. Ceci conduit à l'émission d'un photon de même énergie mais dans une direction différente (Fig. 2.4, (c)). Cette diffusion ne doit pas être confondue avec la diffusion Thomson qui elle, s'effectue sur des électrons libres, i.e. non liés à un atome.

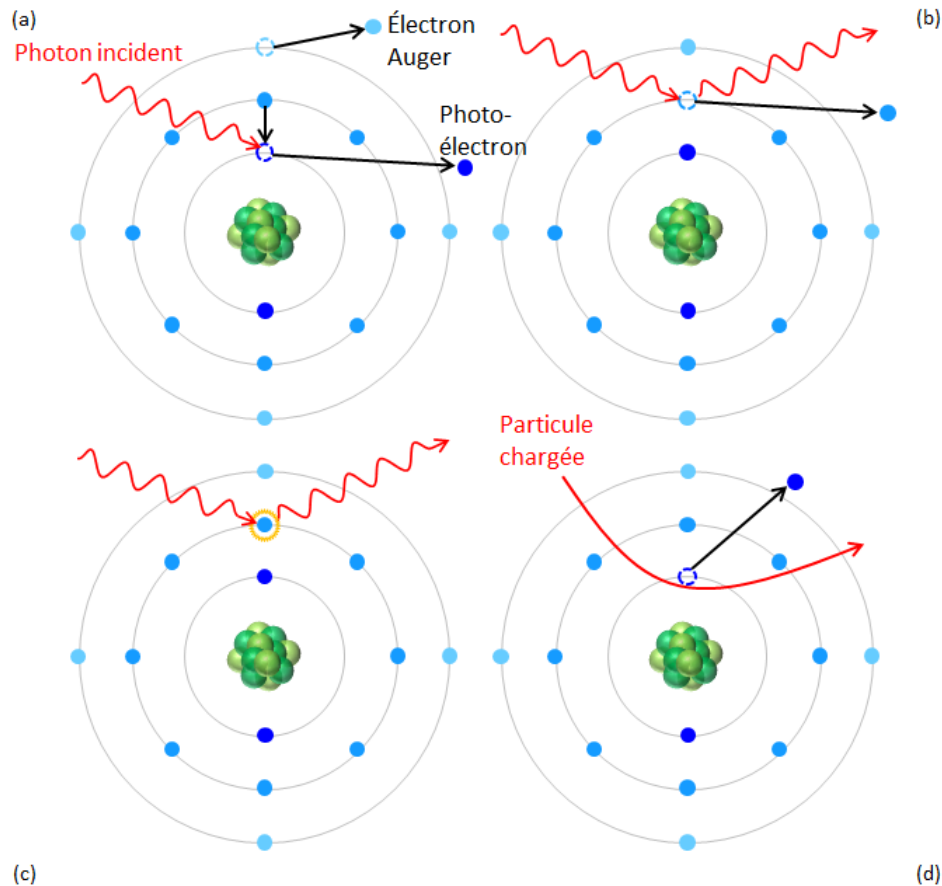


FIGURE 2.4 – Représentation des interactions entre le rayonnement spatial et le nuage électronique des atomes du composant cible. L'effet photoélectrique avec émission d'électron Auger est représenté en (a), la diffusion Compton en (b), la diffusion de Rayleigh en (c) et l'interaction coulombienne électronique en (d).

Particules chargées

Les particules chargées de l'environnement spatial peuvent également interagir avec le cortège électronique des atomes cibles via l'interaction coulombienne électronique (Fig. 2.4, (d)). Il s'agit d'un ralentissement et d'une déviation des particules incidentes par attraction ou répulsion coulombienne entre les particules incidentes et les électrons des atomes cibles. Ceci permet l'excitation d'un électron vers une orbite moins liée voire l'ionisation du matériau cible. Dans le cas des semi-conducteurs, cela conduit à une excitation des électrons de valence. Il en résulte ainsi la création de paires électron-trou.

2.2.2 Interactions avec le noyau des atomes cibles

Tout comme les interactions entre le rayonnement spatial et le cortège électronique des atomes de la matière, plusieurs interactions existent entre le rayonnement spatial et

les noyaux des atomes de la cible en fonction du type de particules incidentes (figures 2.5 et 2.6). Il existe deux interactions photon-noyau, la photodésintégration et la création de paires, et trois interactions particules chargées-noyau, les interactions coulombiennes, nucléaires élastiques et inélastiques.

Photons

Pour que les photons interagissent avec le noyau des atomes cibles, ils doivent avoir une énergie de l'ordre du MeV. Deux types d'interactions peuvent alors survenir : la création de paires et les réactions photonucléaires (ou photodésintégration) [Dus09]. La création de paires consiste à la matérialisation d'une paire électron - positon à la suite de l'interaction entre le photon et le noyau (Fig. 2.5, (e)). L'énergie du photon incident est répartie en énergie cinétique pour l'électron et le positon. Les réactions photonucléaires quant à elles, consistent à l'absorption du photon par le noyau et à l'émission d'un ou plusieurs nucléons. Une relaxation du noyau excité a alors lieu par l'émission d'un photon γ (Fig. 2.5, (f)).

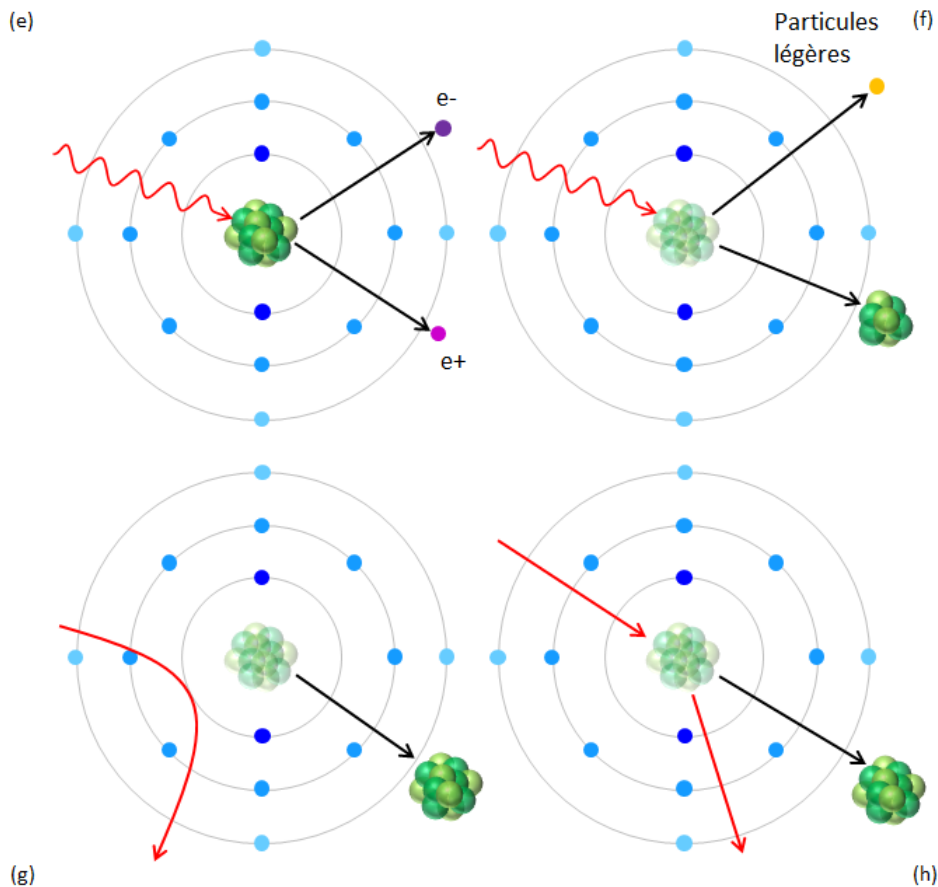


FIGURE 2.5 – Représentation des interactions entre le rayonnement spatial et le noyau des atomes du composant cible. La création de paires est représentée en (e), la photodésintégration en (f), l'interaction coulombienne nucléaire en (g) et l'interaction nucléaire élastique en (h).

Particules chargées

Les particules chargées du rayonnement spatial interagissent avec le noyau des atomes du matériau cible de trois manières différentes : par interaction coulombienne, par interaction nucléaire élastique ou encore par interaction nucléaire inélastique. L'interaction

coulombienne nucléaire est une interaction élastique qui résulte de la répulsion ou de l'attraction entre la charge des particules incidentes et la charge du noyau cible et qui peut provoquer l'éjection du noyau de son site (Fig. 2.5, (g)). L'interaction nucléaire élastique consiste à un choc direct entre les particules incidentes et le noyau de l'atome cible si la particule chargée incidente parvient à franchir la barrière de potentiel des forces coulombiennes et à se rapprocher du noyau. Cette diffusion nucléaire élastique de la particule incidente permet l'éjection du noyau de son site si le transfert d'énergie est suffisant (Fig. 2.5, (h)). Enfin, l'interaction nucléaire inélastique (ou spallation nucléaire) consiste à l'absorption de la particule incidente de haute énergie par le noyau, suivie d'une désexcitation du noyau grâce à l'émission de particules légères (neutrons, alpha, etc.) susceptibles d'interagir à leur tour. Le noyau se transforme alors en isotope voire en un autre élément (Fig. 2.6, (i)). L'énergie nécessaire à une particule incidente pour générer une interaction nucléaire inélastique est variable selon le type de particule considéré : elle s'élèvera à quelques MeV pour les protons et les ions et sera plus faible pour les neutrons qui n'ont pas de barrière coulombienne à franchir [Bla73].

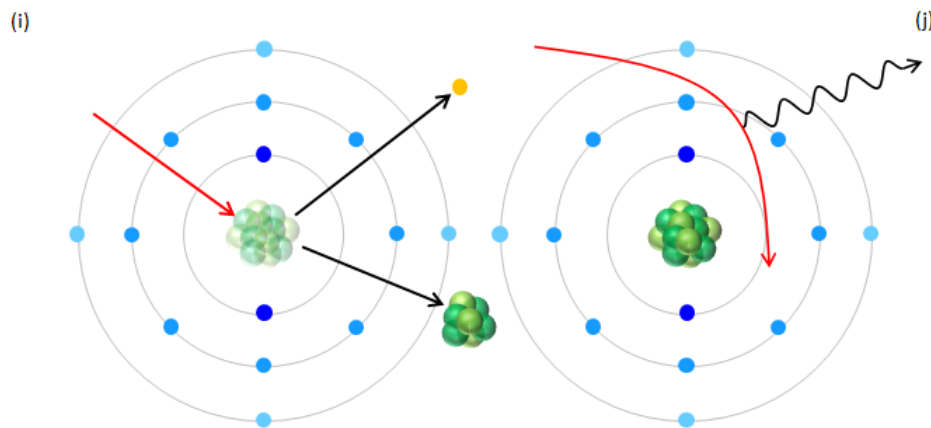


FIGURE 2.6 – Représentation de l'interaction nucléaire inélastique en (i) et du rayonnement de Bremsstrahlung en (j).

Ces trois interactions (coulombienne, nucléaire élastique et inélastique) ont pour point commun l'éjection de l'atome si le transfert d'énergie de la particule incidente vers l'atome cible est supérieur à une énergie seuil de déplacement T_d (21 eV pour le silicium). L'atome déplacé est connu sous le nom de PKA, Primary Knock on Atom. Il laisse alors une place vacante dans la structure cristalline appelée lacune. Une fois éjecté, ce noyau de recul peut interagir avec les atomes voisins engendrant ainsi une cascade de déplacements jusqu'à la perte de son énergie cinétique. La figure 2.7 illustre la taille des cascades de déplacements en fonction de l'énergie d'un proton incident et de l'énergie du PKA. Pour une énergie de PKA inférieure à quelques keV, on parle de défauts ponctuels car le PKA ne peut déplacer que quelques atomes de manière isolé et n'engendre pas de cascade de déplacements de grande échelle (μm). Entre quelques keV et la vingtaine de keV, le PKA peut engendrer une cascade de dimension significative. Au-delà de la vingtaine de keV, les atomes déplacés par le PKA peuvent à leur tour générer une cascade de déplacement. À la fin de son parcours, un noyau de recul peut occuper une position interstitielle de la structure cristalline. Il y a donc création d'une paire lacune-interstitiel appelée paire de Frenkel (figure 2.8).

Displacement Damage Processes in Si

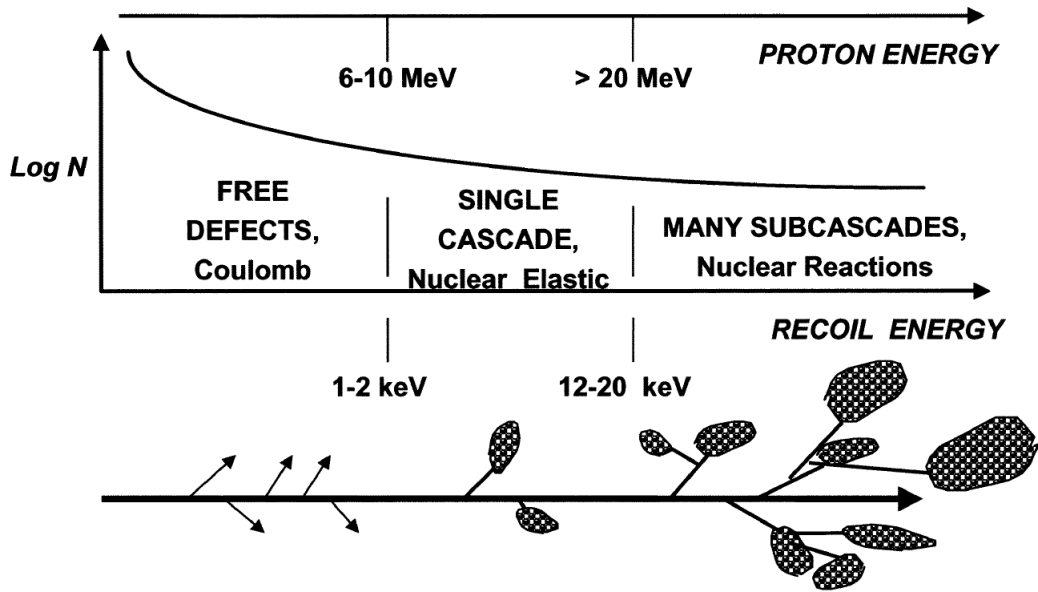


FIGURE 2.7 – Illustration du type de cascade engendré et du logarithme du nombre d’interactions générés N selon l’énergie de la particule incidente (ici un proton) et l’énergie de recul du noyau impacté [SMM03].

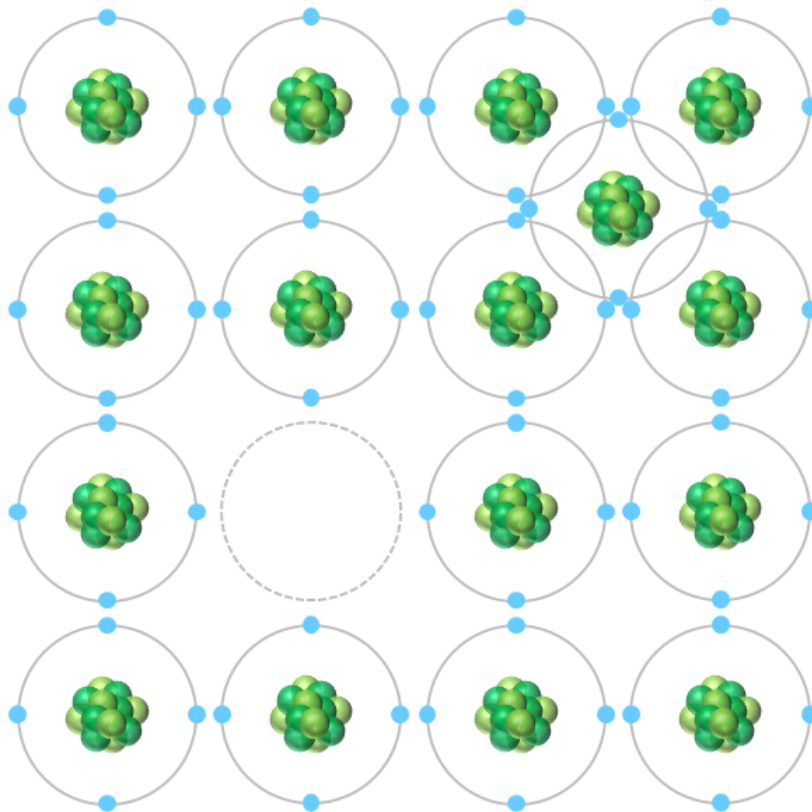


FIGURE 2.8 – Illustration d’une paire de Frenkel : une lacune et un atome en position interstitiel.

2.2.3 Rayonnement continu de freinage (Bremsstrahlung)

De manière générale, lorsque les particules chargées (électrons, protons et ions) traversent la matière, celles-ci sont freinées et déviées à cause de l'interaction avec le champ électrique des noyaux des atomes du matériau cible. Ce changement de vitesse se traduit par l'émission de rayonnement synchrotron. Cette production de rayonnement X et γ contribue à l'ionisation du matériau, puisque l'énergie de ces photons sera dissipée dans le matériau par interaction avec les électrons du milieu [Ing04] (figure 2.6, (j)).

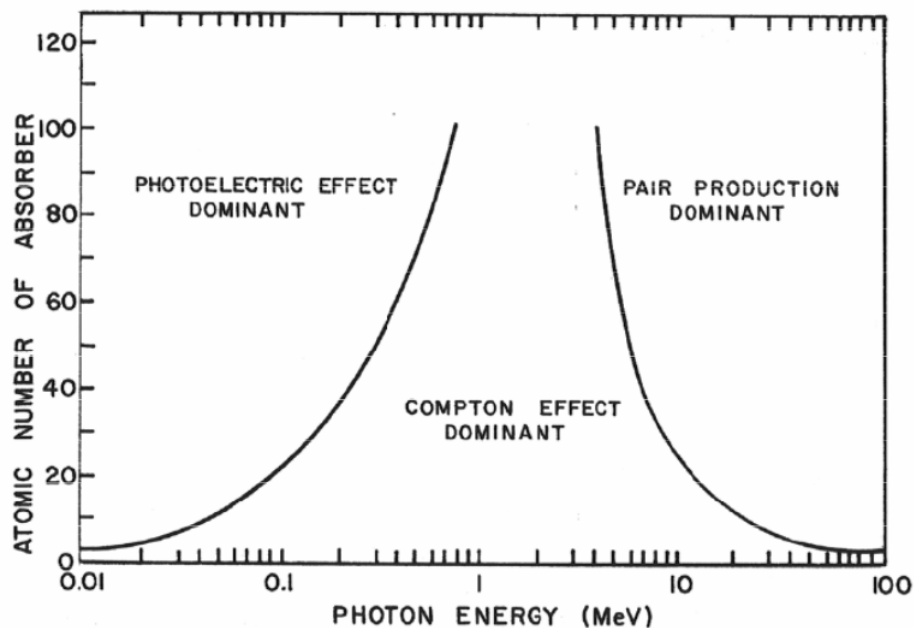


FIGURE 2.9 – Type d'effets générés par les photons en fonction de l'énergie et du numéro atomique du matériau cible [Dus09].

Nous venons de voir qu'au cours de leur traversée de la matière, les particules du rayonnement spatial perdent leur énergie selon deux processus. Les interactions rayonnement- nuage électronique et les interactions rayonnement-noyaux. Les interactions avec le nuage électronique permettent l'ionisation du matériau tandis que les interactions avec les noyaux entraînent majoritairement la modification de la structure cristalline par le déplacement d'atomes. En ce qui concerne les photons du rayonnement, la figure 2.9 montre que dans le silicium, l'effet photoélectrique domine pour des photons de basse énergie (proche infra-rouge et visible) jusqu'à la centaine de keV. Pour les particules chargées, l'interaction coulombienne que ce soit avec les électrons ou les noyaux, est le phénomène dominant. Nous nous intéressons plus particulièrement dans le cadre de ces travaux aux particules chargées. Nous allons donc développer plus longuement la quantification du dépôt d'énergie de ces particules dans la matière. Des grandeurs physiques telles que le pouvoir d'arrêt et la dose permettent de décrire le dépôt d'énergie par unité de longueur ou par unité de masse. Nous allons en donner la définition dans la suite.

2.3 Quantification de la perte d'énergie liée aux interactions rayonnement-matière

Sur leur parcours, les particules spatiales interagissent de multiples façons avec les électrons ou les noyaux des atomes cibles, provoquant l'ionisation et la modification de la structure cristalline du composant électronique. L'énergie déposée par les particules incidentes est quantifiée par la dose. Il existe deux types de dose : la dose ionisante et la dose de déplacement. La dose ionisante (en anglais *Total Ionising Dose*) représente l'énergie déposée par l'ionisation de la matière. Elle est caractérisée par le LET (en anglais *Linear Energy Transfert*). De même, la dose de déplacement (en anglais *Displacement Damage Dose*) représente l'énergie dissipée pour les déplacements atomiques dans la matière. Elle est caractérisée par le NIEL (en anglais *Non Ionising Energy Loss*). Ce sont les sections efficaces d'interaction, i.e. la probabilité d'interaction pour une fluence donnée, qui permettent de calculer le LET et le NIEL et par conséquent la dose associée.

2.3.1 Section efficace d'interaction

Les interactions entre les particules chargées et la matière font intervenir la notion de section efficace. La section efficace traduit la probabilité d'apparition de l'interaction et qui possède la dimension d'une surface. Selon la particule chargée incidente et le type d'interaction considérée, les sections efficaces employées ne seront pas les mêmes.

La diffusion coulombienne des protons incidents avec les noyaux de la matière est décrite sur une large gamme d'énergie par la section efficace de diffusion de Rutherford :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Ruth} = \left(\frac{qQ}{16\pi\epsilon_0 E_c} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.1)$$

avec Ω l'angle solide (en *sr*), q la charge de la particule incidente (C), E_c l'énergie cinétique de la particule incidente (J), Q la charge du centre diffuseur (C) et θ l'angle de diffusion (*rad*). Nous considérons dans les parties suivantes pour la section efficace d'interaction coulombienne le modèle ZBL (Ziegler, Biersack, Littmark) [ZBL85]. En effet ce modèle prend en compte l'écrantage électrostatique lié au nuage électronique contrairement au modèle de Rutherford.

Dans le cas des électrons incidents, la formule de Mott qui introduit une correction relativiste est une assez bonne approximation qui peut être employée dans la gamme d'énergie qui nous concerne :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Mott} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Ruth} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.2)$$

avec β la vitesse de l'électron par rapport à celle de la lumière et θ l'angle de diffusion [MM65], [AB06].

2.3.2 Pouvoir d'arrêt, LET et NIEL

La traversée des composants électroniques par le rayonnement spatial aboutit à une perte d'énergie et donc à son ralentissement dans la matière. Cette énergie perdue par unité de longueur est plus communément appelée pouvoir d'arrêt, exprimé en *MeV/cm*.

Puisque l'énergie perdue peut engendrer différents types d'interactions, il existe trois pouvoirs d'arrêt [Ing04] :

- le pouvoir d'arrêt électronique lié aux interactions avec le nuage électronique des atomes de la cible ;
- le pouvoir d'arrêt de rayonnement lié au rayonnement de Bremsstrahlung ;
- le pouvoir d'arrêt nucléaire lié aux interactions avec le noyau des atomes de la cible.

Le ralentissement du rayonnement incident est caractérisé par le pouvoir d'arrêt total :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{électronique}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rayonnement}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{nucléaire}} \quad (2.3)$$

Ces pouvoirs d'arrêts permettent d'introduire deux grandeurs physiques couramment employés : le LET et le NIEL. Ces deux grandeurs quantifient le dépôt d'énergie en fonction des interactions générées. Elles dépendent de grandeurs macroscopiques : le matériau utilisé, le type de particule et l'énergie de la particule.

La somme des deux premiers pouvoirs d'arrêt, le pouvoir d'arrêt électronique et le pouvoir d'arrêt de rayonnement, est assimilée au LET (Linear Energy Transfert). Il s'agit de l'énergie déposée dédiée à l'ionisation du matériau :

$$\text{LET}(E) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{électronique}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rayonnement}} \quad (2.4)$$

avec E l'énergie de la particule incidente (MeV). En effet, pour les particules chargées, il est nécessaire d'ajouter au pouvoir d'arrêt électronique le pouvoir d'arrêt de rayonnement. La production de rayonnement X et γ participe à l'ionisation du matériau puisque l'énergie de ce rayonnement sera dissipée par interaction avec les électrons du milieu [Ing04]. La contribution du pouvoir d'arrêt de rayonnement reste faible par rapport au pouvoir d'arrêt électronique à basse énergie mais devient importante à haute énergie. Ceci est d'autant plus vrai que la cible est constituée d'atomes lourds (Z élevé). Le pouvoir d'arrêt peut s'écrire de manière générale comme :

$$\text{LET} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{électronique}} = \eta Z \int_{Q_{min}}^{Q_{max}} \frac{d\sigma}{dQ} Q dQ \quad (2.5)$$

avec le LET (MeV.cm^{-1}), η la densité atomique du matériau (atomes.cm^{-3}), Z le numéro atomique du matériau, $\frac{d\sigma}{dQ}$ la section efficace d'interaction différentielle (cm^2) des interactions e-/e- si on néglige le Bremsstrahlung et Q l'énergie déposée par la particule (MeV). Si on cherche à exprimer le LET par unité de masse, il suffit de diviser l'expression par la densité du matériau [DSG04] :

$$\text{LET}_m = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{électronique}} = \frac{\eta Z}{\rho} \int_{Q_{min}}^{Q_{max}} \frac{d\sigma}{dQ} Q dQ \quad (2.6)$$

avec le LET_m ($\text{MeV.cm}^2.g^{-1}$) et ρ la densité volumique du matériau (g.cm^{-3}).

De même, le dépôt d'énergie dans le matériau cible (par unité de longueur) associée aux interactions avec les noyaux du matériau est représentée par le NIEL (Non Ionising Energy Loss). Comme son nom l'indique, il représente l'énergie déposée par unité de

longueur qui produira des déplacements atomiques dans la matière modifiant ainsi les propriétés du semi-conducteur. Le NIEL est donnée par la relation suivante :

$$\text{NIEL} = \left. \frac{dE}{dx} \right)_{\text{nucléaire}} = \eta \int_{T_d}^{Q_{\text{max}}} \frac{d\sigma}{dQ} G(Q) dQ \quad (2.7)$$

avec η la densité atomique du matériau (atomes.cm^{-3}), T_d l'énergie seuil de déplacement du matériau (MeV), $\frac{d\sigma}{dQ}$ la section efficace différentielle d'interaction entre les particules incidentes et les noyaux des atomes cibles (cm^2) et $G(Q)$ la fonction de Lindhard [LNST63]. Cette fonction permet d'estimer la portion d'énergie de la particule incidente dédiée à la création de défauts. En effet, lorsqu'une particule pénètre le matériau, une partie de son énergie initiale va être utilisée pour interagir avec les électrons et donc ioniser le matériau, une autre partie va permettre le déplacement d'atomes du matériau cible : $E_{\text{initiale}} = \Delta E_{\text{ionisation}} + G(Q)$. $G(Q)$ est donc déterminée par la fonction de Lindhard. Comme pour le LET, il est possible d'exprimer le NIEL par unité de masse :

$$\text{NIEL}_m = \left. \frac{dE}{dx} \right)_{\text{nucléaire}} = \frac{\eta Z}{\rho} \int_{T_d}^{Q_{\text{max}}} \frac{d\sigma}{dQ} G(Q) dQ \quad (2.8)$$

L'ordre de grandeur du NIEL est représenté sur la figure 2.10 en fonction du type de particule et en fonction de l'énergie de la particule incidente. Le NIEL a été calculé avec le code NEMO [IG05] et comparé avec des données trouvées dans la littérature. Ce sont les valeurs du NIEL du code NEMO qui seront utilisées dans la suite dans ces travaux.

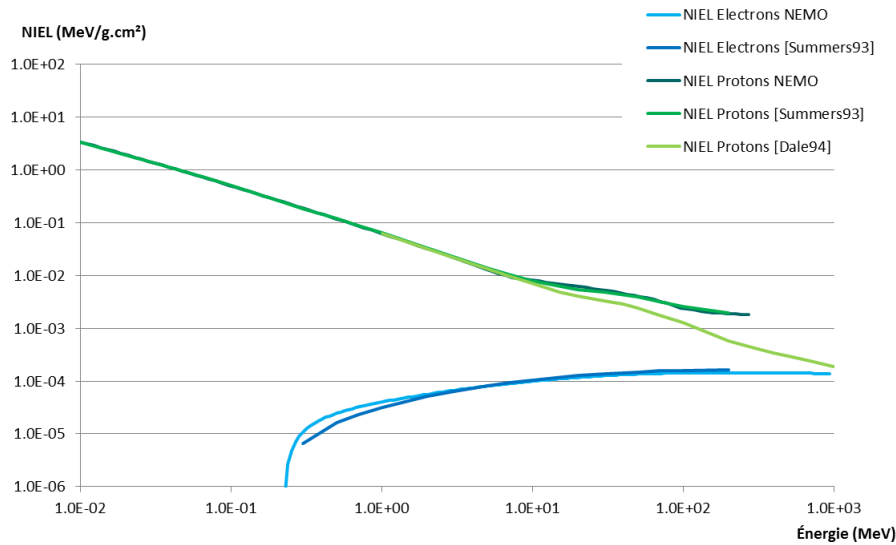


FIGURE 2.10 – Variation du NIEL en fonction de l'énergie des électrons, des neutrons et des protons.

2.3.3 Dose

Lorsque l'on parle de l'effet des radiations, il est assez courant d'utiliser l'énergie déposée par unité de masse du matériau. C'est ce que l'on appelle la dose qui est simplement une fonction du pouvoir d'arrêt. Il existe donc deux types de doses associées respectivement au LET et au NIEL : la dose ionisante et la dose de déplacement.

La dose ionisante est l'énergie déposée dans la matière pour l'ionisation par unité de masse du matériau. Pour une section S d'un matériau de densité ρ irradié par une fluence Φ de particules déposant l'énergie dE dans l'épaisseur dx , la dose ionisante s'écrit [Ing04] :

$$TID = N_{particules} \frac{dE}{masse} = \Phi S \frac{dE}{S dx \rho} = \Phi \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right) = \Phi LET \quad (2.9)$$

Cette expression de la dose ionisante est valable dans le cas où la trajectoire de la particule est quasi-rectiligne et son LET varie peu lors de sa traversée de la matière. Dans cette expression, la dose est exprimée en $MeV.g^{-1}$. De manière générale, la dose d'ionisation est exprimée en gray (Gy), unité du système international (un gray correspond à une énergie absorbée de 1 joule par kilogramme de matière), ou en rad ($1Gy = 100rad$). Ainsi, avec le LET_m exprimé en $MeV.g^{-1}.cm^2$ et la fluence en $particule.cm^{-2}$, la dose sera en $MeV.g^{-1}$ pour l'avoir en Gray il faut multiplier par $1,6.10^{-13} * 1000 = 1,6.10^{-10}$:

$$TID(Gy) = 1,6.10^{-10} * \Phi * LET_m \quad (2.10)$$

De manière analogue, la dose de déplacement, exprimée en $MeV.g^{-1}$, est l'énergie de dommage déposée dans la matière pour les déplacements atomiques par unité de masse du matériau. Elle est proportionnelle au NIEL [SP13] :

$$DDD = \Phi NIEL_m \quad (2.11)$$

Avec Φ la fluence ($particules.cm^{-2}$) et $NIEL_m$ l'énergie déposée non ionisante par unité de masse ($MeV.g^{-1}.cm^2$). Cette expression de la dose de déplacement est valable dans les cas où le NIEL varie peu lorsqu'une particule traverse la matière. Dans le chapitre suivant, nous verrons que la dose de déplacement est proportionnelle au nombre de déplacements atomiques générés dans la matière.

2.4 Dégradation des capteurs d'images : les effets singuliers et les effets cumulés

Le rayonnement spatial génère donc différents types d'interaction avec la matière. Ces interactions induisent dans les composants électroniques l'émission d'électrons ou l'éjection de noyaux qui mènent à des cascades de déplacements. Deux types d'effets résultent de ces interactions rayonnement-matière : les effets singuliers induits par les ions et les protons et les effets cumulés induits par les protons et les électrons [Pet11]. Les effets singuliers sont des effets sporadiques générés par une unique particule tandis que les effets cumulés sont des dégradations qui surviennent sur le long terme (figure 2.11).

2.4.1 Effets singuliers

Les effets singuliers (en anglais *Single Event Effects*) regroupent un ensemble d'effets provoqués par l'interaction d'une unique particule énergétique avec les composants électroniques [Duz04]. Cette particule induit une intense ionisation le long de son parcours caractérisée par le LET. Ce signal parasite perturbe le fonctionnement de divers composants électroniques (transistors, jonction PN etc.) et notamment des capteurs d'images.

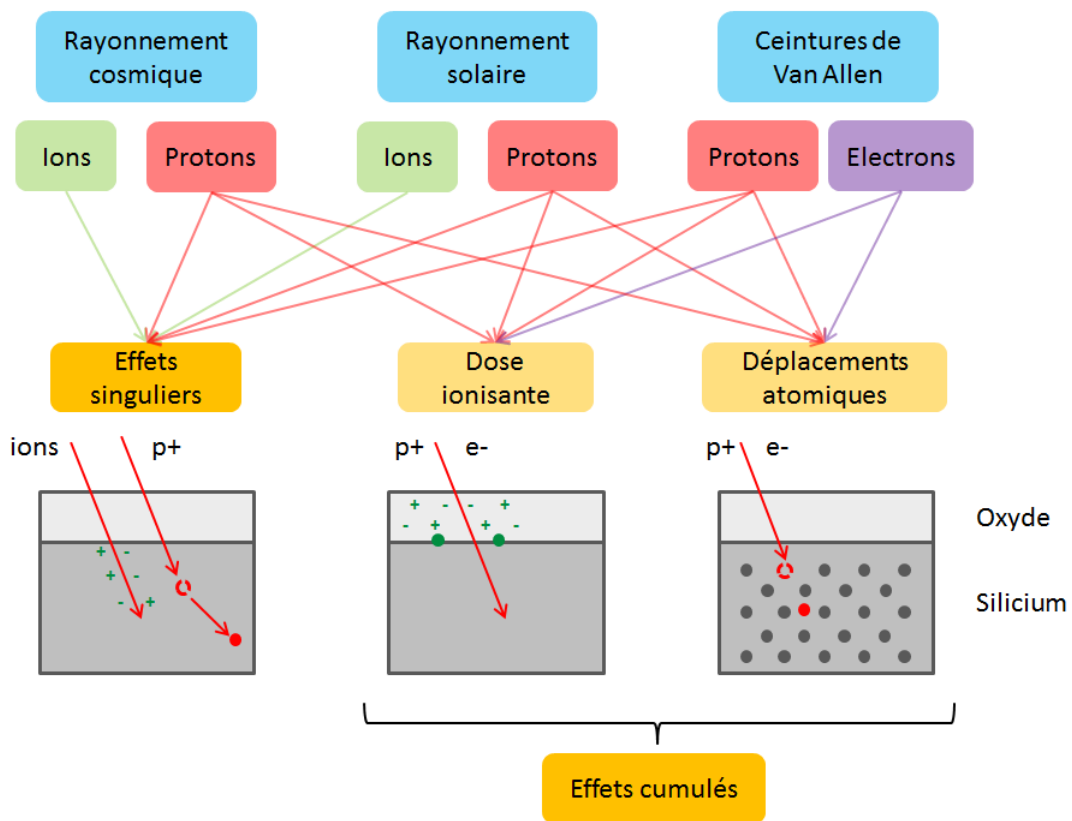


FIGURE 2.11 – Impact des particules de l'espace sur l'électronique.

Ces effets peuvent être divisés en deux groupes : les effets transitoires (en anglais *soft errors*) et les effets permanents (en anglais *hard errors*). Les effets transitoires sont des effets en général non destructifs qui peuvent être corrigés par des codes correcteur d'erreur. La corruption de données (Single-Event Upset, Multiple Bit Upset, Multiple Cell Upset), le dysfonctionnement d'un circuit (Single-Event Functionnal Interrupt) ou simplement les transitoires de courants ou tensions (Single-Event Transient) sont les exemples les plus courants de ce type de dysfonctionnement. Des effets destructifs peuvent également survenir (Single-Event Latchup, Single-Event Snapback, Single-Event Burnout, Single-Event Gate Rupture) [Pet11]. Dans un capteur d'images, l'effet typique de cette intense ionisation est le phénomène d'éblouissement (en anglais *blooming*). Il s'agit d'une saturation du puits de potentiel d'un pixel ce qui conduit à un étalement des charges excédentaires sur les pixels voisins. Cela se traduit par une tâche sur l'image. Ce phénomène survient également lors d'une surexposition à la lumière. L'utilisation de drains anti-éblouissement qui isolent les colonnes des matrices à transfert de trame, permet de réduire ce phénomène. Ce surplus de charges est éliminé après une ou quelques lectures du capteur et n'a que peu d'effets permanents. Nous ne décrivons pas plus ces effets qui ne sont pas l'objet de ce travail.

2.4.2 Effets cumulés

Dans les composants électroniques, les effets cumulés entraînent une dérive de leurs propriétés dans le temps. Ils se décomposent en deux effets différents. Soit les particules incidentes ionisent la matière, et des charges restent piégées dans l'oxyde et/ou l'interface avec le semi-conducteur (Fig. 2.11, Dose ionisante). Soit elles produisent une quantité importante de déplacements atomiques par interaction avec les noyaux atomiques des

atomes du matériau cible (Fig. 2.11, Déplacements atomiques). Ces deux effets sont la conséquence respectivement des interactions avec le cortège électronique des atomes de la cible et avec les noyaux cibles.

Effets de la dose ionisante

Les interactions avec le nuage électronique des atomes cibles engendrent l'ionisation de l'oxyde et du semi-conducteur, autrement dit elles permettent la création de paires électron-trou. Toutefois, les interactions avec les noyaux peuvent également de manière indirecte ioniser la matière par l'intermédiaire des particules secondaires générées au cours de ces interactions (ions secondaires). Si la paire électron-trou est générée dans le semi-conducteur, celle-ci s'ajoute au paquet des photo-charges produites par l'effet photoélectrique et sera collectée sous l'effet du champ électrique régnant dans le capteur. En revanche dans l'oxyde, les électrons migrent d'un côté et les trous de l'autre suivant le sens du champ électrique. Les électrons sont évacués vers la grille si une polarisation positive est appliquée sur celle-ci et les trous vers l'interface entre l'oxyde et le semi-conducteur donnant lieu à des états d'interfaces susceptibles également de modifier le flux de photo-charges. Ainsi, l'ionisation permet une augmentation d'un bruit de lecture parasite appelé courant d'obscurité. Ce bruit sera plus amplement décrit dans le chapitre suivant. Des solutions géométriques existent pour diminuer l'impact de l'ionisation de l'oxyde comme l'isolation de la zone de charge d'espace grâce à l'utilisation de photodiodes enterrées dans les pixels (cf. partie 1.1.2).

Effets de la dose de déplacements

La conséquence du déplacement des atomes quant à lui, est la production de défauts électriquement actifs qui apparaissent dans la structure cristalline, autrement dit des états d'énergie dans la bande interdite du semi-conducteur. Ces défauts structurels entraînent cinq mécanismes de base : la génération de paires électron-trou, la recombinaison des paires, le piégeage de porteurs de charges, la compensation et l'effet tunnel [Sze81]. Le tableau 2.2 répertorie des exemples de dégradations engendrées par la modification de la structure cristalline. Tout comme l'ionisation de l'oxyde, les déplacements atomiques entraînent notamment l'augmentation du courant d'obscurité. Ces travaux de thèse s'intéressent particulièrement aux conséquences de l'altération de la structure cristalline des capteurs d'images et au courant d'obscurité engendré. La partie suivante présente en détail les types de défauts structurels rencontrés dans du silicium ainsi que les cinq mécanismes de base et leurs impacts électriques sur les propriétés du capteur d'images.

Composant	Effets
CCD	Dégradation de l'efficacité du transfert des charges Augmentation du courant d'obscurité Augmentation du nombre de pixels chauds Augmentation du bruit en créneaux
APS	Réduit la réactivité Augmentation du courant d'obscurité Augmentation du nombre de pixels chauds Augmentation du bruit en créneaux
Photodiode	Réduit le nombre de photo-charges Augmentation du courant d'obscurité Réduit la réponse

TABLEAU 2.2 – Exemples de dégradations sur les capteurs d'images engendrées par la dose de déplacements.

2.5 Dégradation de la structure cristalline : la théorie Shockley Read Hall

Les déplacements atomiques provoqués par les interactions entre les radiations spatiales et le capteur d'images se traduisent par la production de défauts cristallins dans la matière. En effet, à la suite d'interactions (coulombiennes ou nucléaires) impliquant les noyaux des atomes du capteur, ces atomes sont éjectés de leur site initial cristallin. Toutefois, ces déplacements atomiques provoqués par les irradiations spatiales ne sont pas les seules causes de la dégradation de la structure cristalline. Des impuretés peuvent survenir dans le capteur d'images dès sa fabrication modifiant ainsi sa structure. En effet, le silicium nécessaire au capteur d'images est créé à partir de dioxyde de silicium (SiO_2). Deux processus de fabrication existent : le procédé de Czochralski, procédé le plus courant, et la méthode de la zone fondue (donnant naissance à du silicium dit en anglais float-zone). Ces deux procédés vont permettre la contamination du silicium avec de l'oxygène et du carbone pour des concentrations proches $10^{15} - 10^{16} \text{ atomes/cm}^3$ [SW90]. De plus, le dopage qui permet le contrôle de la résistivité du semi-conducteur nécessite l'introduction d'éléments étrangers sources de défauts. En fonction du semi-conducteur et des propriétés électroniques souhaitées, certains dopants vont être privilégiés. Pour un semi-conducteur en silicium, les principaux dopants de type P se situent sur la colonne III (P, As, Sb) et sur la colonne V (B, Ga, In, Al) pour les dopants de type N.

Les paires de Frenkel et les impuretés modifient le comportement électrique du capteur. Ces défauts cristallins se traduisent par l'apparition de niveaux d'énergies dans la bande interdite du semi-conducteur. Dans cette partie, nous nous intéressons aux différents défauts cristallins pouvant apparaître dans le silicium à la suite d'une irradiation ou de la fabrication du semi-conducteur. Nous verrons également qu'en fonction de leur nature et de leur température, ces défauts ne sont pas stables et peuvent se déplacer dans la matière afin de se réorganiser en défauts stables. Enfin, nous étudierons l'impact de ces pièges au sens électrique et de quelle manière ils modifient les propriétés électriques du composant.

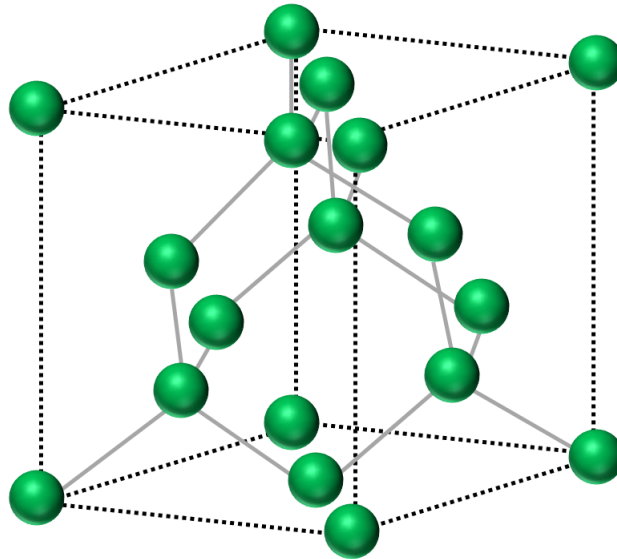


FIGURE 2.12 – Structure cristalline de type diamant du silicium.

2.5.1 Classification des défauts cristallins

Les défauts cristallins sont qualifiés de ponctuels (lacune, interstitiel, substitution) ou de complexes. Un défaut ponctuel concerne uniquement un nœud de la maille cristalline. Un défaut complexe (ou amas de défauts, en anglais *cluster*) est un agrégat de défauts ponctuels. Un défaut introduit dans la bande interdite un ou plusieurs niveaux d'énergies dans la bande interdite du semi-conducteur. Il existe deux types de niveaux d'énergie : d'une part les niveaux accepteurs et d'autre part les niveaux donneurs. Un niveau d'énergie est qualifié d'accepteur, si ce niveau est négativement chargé lorsqu'il est occupé par un électron et neutre lorsqu'il est vide. Un niveau donneur, quant à lui, est neutre lorsqu'il est occupé par un électron et positif lorsqu'il est vide. Un défaut dans la structure cristalline qui permet l'apparition de niveaux d'énergies accepteurs et donneurs en fonction de la réorganisation de la maille, est qualifié d'amphotère [Mol99].

Défauts ponctuels

On dénombre trois défauts ponctuels : la lacune, le défaut interstitiel et la substitution d'un atome par un autre. La lacune, désignée V (en anglais *Vacancy*), qualifie l'absence d'un atome dans la structure cristalline. En fonction de l'élément manquant au sein de la maille cristalline de type diamant du silicium (cf. figure 2.12), les liaisons peuvent se réorganiser de différentes façons. Certaines de ces réorganisations sont illustrées sur la figure 2.13, (a). Elles engendrent des niveaux d'énergies différents dans la bande interdite du semi-conducteur. La lacune simple induit 4 niveaux d'énergie différents, autrement dit 5 états de charges différents : V^{--} , V^- , V^0 , V^+ et V^{++} (Tableau 2.3).

Le défaut interstitiel est un atome composant la structure ou un atome étranger (issu du dopage ou de la fabrication du composant) situé sur un interstice de la maille cristalline. Tout comme la lacune, plusieurs localisations sont possibles pour l'interstitiel (cf. figure 2.13, (b)). Il est possible de trouver dans quelques articles le concept d' "*interstitialcy*" introduit en 1950 par Seitz [FGP89]. Il s'agit de deux atomes de silicium qui viennent se placer sur les interstices d'une lacune (cf. figure 2.13, (c)). Toutefois la distinction entre ce concept et l'interstitiel n'est pas faite dans la littérature, le concept de complexe inter-

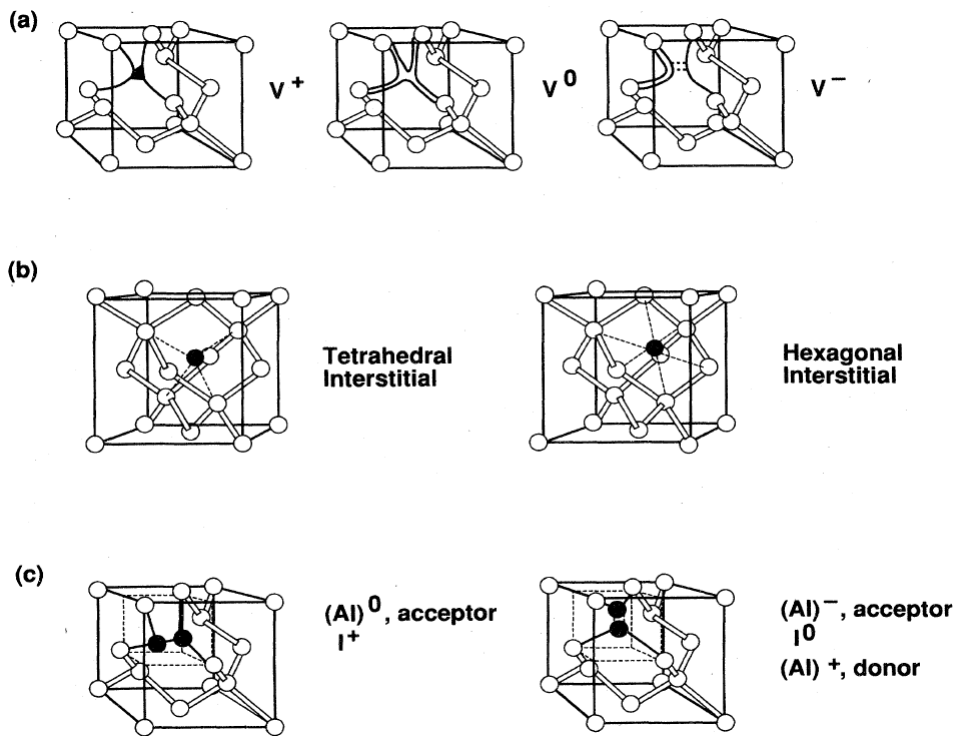


FIGURE 2.13 – Schéma des différents défauts ponctuels natifs [FGP89].

stiiel lui est préféré. Au lieu d'occuper un site interstitiel, des atomes étrangers peuvent également occuper un site laissé vacant. Ils se substituent ainsi à des atomes de silicium.

Néanmoins ces défauts ponctuels sont extrêmement mobiles à basse température (dès 60 K) et à température ambiante. Ces défauts ont donc tendance à se déplacer et à former des défauts complexes en s'agréant à des complexes lacunaires ou interstitiels [Wat00], [BdA01].

Défauts complexes

Le complexe lacunaire le plus courant et le plus stable est l'absence de deux atomes de silicium adjacents, c'est-à-dire la bilacune [Wat00]. Quatre des six atomes de silicium restant se lient entre eux par paire et les électrons restants se répartissent entre les deux atomes restants. La bilacune peut introduire trois niveaux d'énergies autrement dit quatre états de charges dans le silicium : V_2^+ , V_2^0 , V_2^- , V_2^{--} . Dans le cas de l'état de charge V_2^+ , un électron est partagé entre les deux atomes non liés, deux électrons pour l'état de charge V_2^0 et ainsi de suite. Selon Hallen [HKMN96], l'état de charge V_2^+ est seulement observé dans du silicium dopé p. À cause de la probabilité de capture des électrons supérieure à celle de capture des trous dans un état neutre, il n'est pas observable dans du silicium dopé n.

Les autres défauts complexes trouvent leurs origines dans les atomes dopants ou les atomes composants les zones entourant le volume de déplétion (oxyde, métallisation etc.). Nous retrouvons également les complexes lacune-oxygène, courant à l'interface SiO_2-Si , les complexes carbones interstitiels, dus à l'introduction de carbone lors de la fabrication du silicium, les complexes lacune-phosphore, lacune-arséniure ou bore interstitiel à cause des atomes dopants du semi-conducteur.

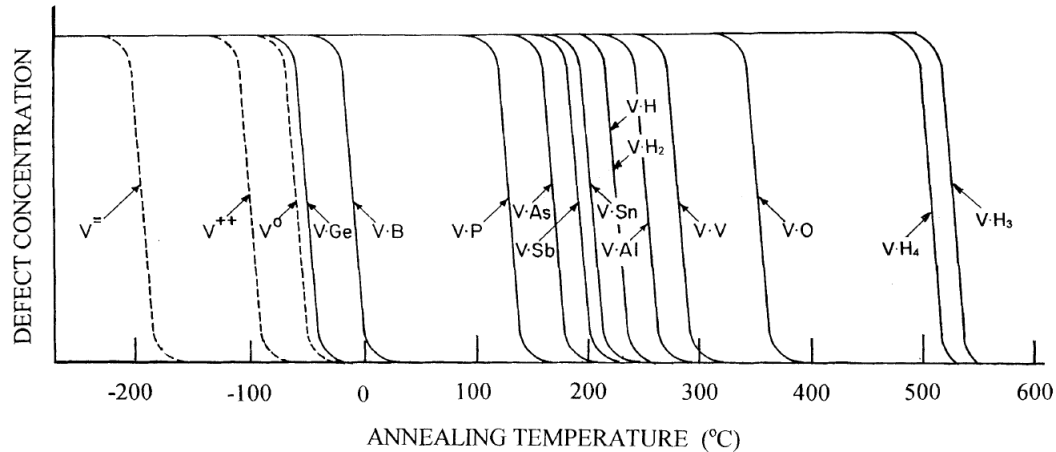


FIGURE 2.14 – Concentration des complexes basés sur des lacunes en fonction de la température pour un recuit isochrone de 15-30 minutes [Wat00].

Réorganisation des défauts cristallins

La concentration des défauts cristallins est dépendante de nombreux paramètres comme le type de particule incidentes, leurs énergies ainsi que la température du système et le type de dopage du semi-conducteur [BB82], [CW65] etc. Ces défauts structuraux générés lors de la fabrication du composant ou après irradiations ne sont pas figés dans le cristal. Ils migrent et se réorganisent en amas de défauts complexes qui seront plus stables mais qui peuvent être plus endommageant pour le semi-conducteur [Wat00]. Cette réorganisation des défauts est appelée recuit (en anglais *annealing*) [SMM03].

Une variation de la température du système ou une injection de porteurs libres peut favoriser une réorganisation de la structure cristalline (phénomènes appelés respectivement en anglais *thermal annealing* et *injection annealing*) [SMM03]. La diffusion des défauts dans le système en fonction de la température est gouvernée par la loi de Fick [Fic55]. Dans le silicium, les défauts ponctuels (lacune et interstitiel) sont extrêmement mobiles à basse température : dès 20 K pour les lacunes et quelques kelvins pour les interstitiels. Environ 90 % des paires de Frenkel se recombinent [MDB90]. Les 10 % restants se déplacent et forment des agrégats de défauts avec des atomes dopants ou issus des irradiations spatiales. Watkins [Wat00], Crawford [Cra63] et Hallen [HKMN96] ont étudié les concentrations de ces défauts dans le silicium. Watkins [Wat00] s'est intéressé à la concentration de différents défauts à la suite de recuit isochrone de 15-30 minutes. Les figures 2.14 et 2.15 présentent ses travaux sur la concentration des défauts en fonction de la température du système. Ces figures démontrent la mobilité des lacunes simples et des atomes de silicium interstitiels à basse température et leur tendance à créer des complexes de défauts.

2.5.2 Défauts cristallins détectés dans le silicium

De nombreux défauts cristallins différents ont été détectés dans le silicium. Le tableau 2.3 recense les informations disponibles dans la littérature des défauts les plus courants générés dans le silicium. L'identification des défauts cristallins dans la matière est complexe et nécessite des méthodes de détection comme la DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy), l'EPR (Electron Paramagnetic Resonance), l'ODMR (Optical Detection of Ma-

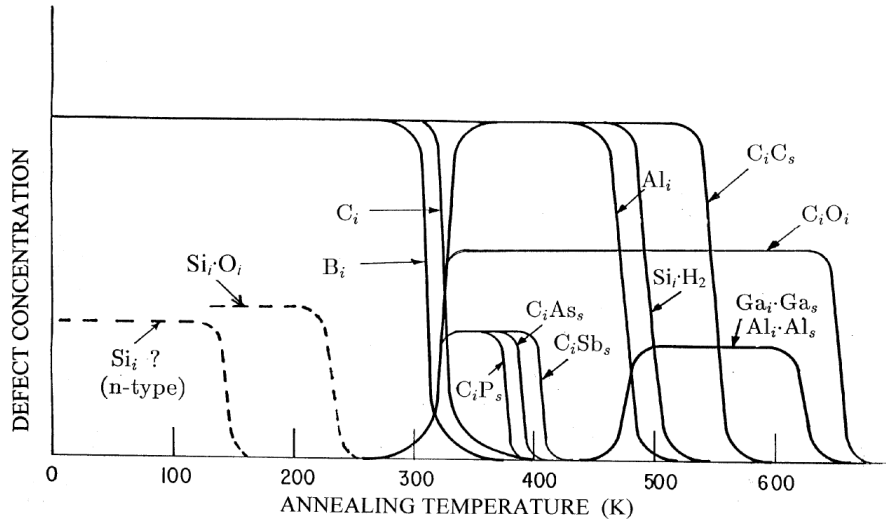


FIGURE 2.15 – Concentration des complexes basés sur des interstitiels en fonction de la température pour un recuit isochrone de 15-30 minutes [Wat00].

gnetic Resonance), la PL (PhotoLuminescence), la DCS (Dark Current Spectroscopy) ou encore la TSC (Thermally Stimulated Current). Hormis la DCS qui mesure le taux de génération de paires électron-trou, de manière générale, ces méthodes de détection consistent à remplir les niveaux d'énergies puis à forcer la réémission des électrons en polarisant le capteur, en jouant sur la température ou encore sur le champ magnétique. Selon la taille du composant, la concentration du défaut étudié, la position du niveau d'énergie dans la bande interdite, les moyens expérimentaux (en terme de température ou de précision des mesures), l'une de ces méthodes sera privilégiée. En effet, certaines méthodes sont plus susceptibles de détecter les défauts proches des bandes de valence et de conduction (DLTS), d'autres proches de la mi gap (DCS) [Bel16].

Dans le tableau 2.3, nous pouvons remarquer que le niveau d'énergie $V^{0/+}$ est plus proche de la bande de valence que le niveau $V^{+/++}$. De même, le niveau d'énergie $B_i^{0/+}$ est plus proche de la bande de conduction que le niveau $B_i^{-/0}$. Ces états de charges (V^0 , V^+ , V^{++} , B_i^- , B_i^0 et B_i^+) présentent la particularité de former un système U négatif (en anglais *negative-U system*) [And75], [HNW82], [Wat84]. Ces états de charges diffèrent par le nombre d'électrons capturés par le défaut. À cause de la répulsion coulombienne, une énergie supplémentaire, notée U, serait nécessaire pour pouvoir piéger plus d'un électron. Mais selon Anderson [And75], la présence d'un second électron couplée avec un phénomène de relaxation (par exemple le processus de Jahn-Teller [JT37] ou un réarrangement de la structure cristalline) peut surpasser la répulsion coulombienne entre les deux électrons. Ainsi, un deuxième électron sera rapidement piégé ou libéré par le piège après la capture ou la libération d'un premier électron. Les états de charges V^+ et B_i^0 sont donc des états de charges instables. Ces phénomènes permettent l'inversion des états d'énergie : pour la lacune $E(V^{0/+}) < E(V^{+/++})$ et pour le bore $E(B_i^{-/0}) < E(B_i^{0/+})$ [BKS80], [WT80].

2.5.3 Propriétés électriques des défauts cristallins

Qu'ils proviennent du dopage ou des interactions rayonnement-matière, ces défauts structuraux ont des conséquences électroniques sur le fonctionnement du semi-conducteur.

Type de défaut	Niveau d'énergie (eV)	Type de niveau d'énergie	Références
$V^{- - / -}$	$E_C - 0.11$	Accepteur	[FGP89]
$V^{- / 0}$	$E_C - 0.57$	Accepteur	[FGP89]
$V^{0 / +}$	$E_V + 0.05$	Donneur	[FGP89], [WT80]
$V^{+ / ++}$	$E_V + 0.13$	Donneur	[FGP89], [WT80]
$V_2^{- - / -}$	$E_C - 0.23$	Accepteur	[BdA01], [HKMN96], [Wat00], [KSK69], [ES76], [MFF ⁺ 97]
$V_2^{- / 0}$	$E_C - 0.41$	Accepteur	[BdA01], [HKMN96], [Wat00]
$V_2^{0 / +}$	$E_V + 0.21$	Donneur	[KSK69], [ES76], [MFF ⁺ 97]
$V Al^{+ / ++}$	$E_V + 0.07$	Accepteur	[BdA01], [HKMN96], [Wat00]
$V As^{- / 0}$	$E_C - 0.47$	Donneur	[Wat00]
$VO_i^{- / 0}$	$E_C - 0.17$	Accepteur	[BdA01], [HKMN96], [Wat00], [Cra63]
$VP^{- / 0}$	$E_C - 0.43$	Donneur	[BdA01], [Wat00], [KSK69], [Cra63], [BB82]
$V Sb^{- / 0}$	$E_C - 0.44$	Donneur	[Wat00]
$V Sn^{0 / +}$	$E_V + 0.32$		[Wat00]
$V Sn^{+ / ++}$	$E_V + 0.07$		[Wat00]
$Al_i^{+ / ++}$	$E_V + 0.17$	Donneur	[Wat00]
$B_i^{0 / +}$	$E_C - 0.13$	Donneur	[Wat00], [HNW82], [WT80]
$B_i^{- / 0}$	$E_C - 0.37$	Accepteur	[Wat00], [HNW82], [WT80]
VB	$E_V + 0.5$		[KSK69]
$C_i^{- / 0}$	$E_C - 0.10$	Accepteur	[Wat00], [MFF ⁺ 97]
$C_i^{0 / +}$	$E_V + 0.28$	Donneur	[Wat00], [MFF ⁺ 97]
$C_i O_i$	$E_V + 0.38$		[TW87], [HKMN96], [MFF ⁺ 97]

TABLEAU 2.3 – Tableau récapitulatif des pièges rencontrés dans le silicium. L'état de charge de certains défauts est écrit en exposant : le premier symbole correspond à l'état du niveau si celui-ci est occupé par un électron, le second symbole correspond à l'état du niveau sinon.

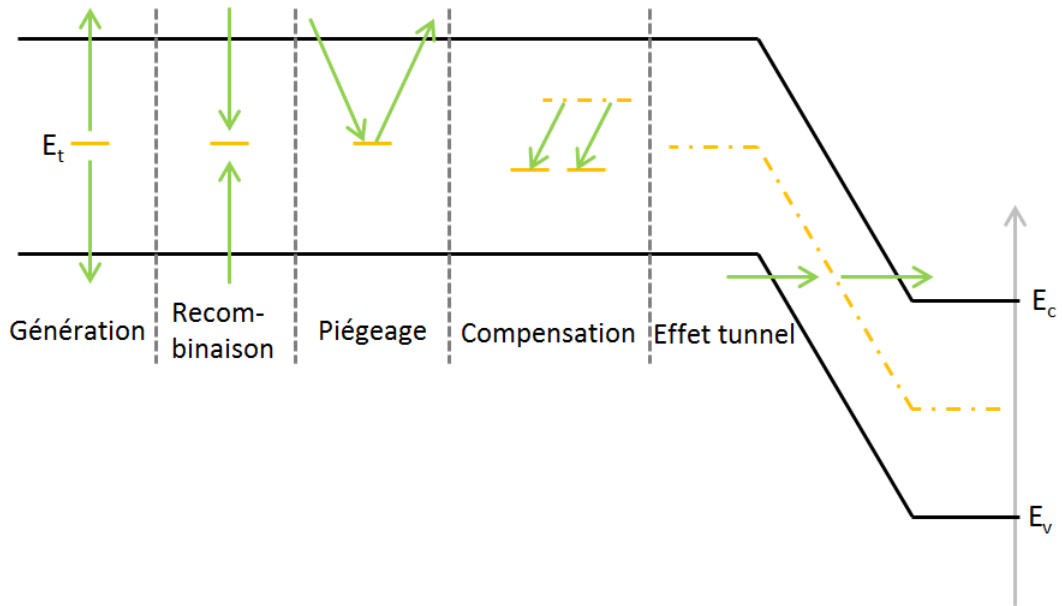


FIGURE 2.16 – Illustration des cinq mécanismes de base engendrés par les défauts cristallins [Hop].

Ils parasitent la génération de paires électron-trou de l'effet photoélectrique à l'aide de cinq mécanismes : la génération thermique de paires, la recombinaison de paires, le piégeage de porteurs, la compensation et l'effet tunnel (figure 2.16). La densité des porteurs de charges libres dans les bandes de valence et de conduction sera modifiée. L'effet électrique de ces défauts peut être évalué grâce à la théorie de Shockley Read Hall [SR52]. Dans un premier temps, nous nous plaçons dans un semi-conducteur intrinsèque (semi-conducteur pur contenant une infime quantité d'impuretés) afin d'exprimer les densités des porteurs de charges libres issus de simples transitions de la bande de valence à la bande de conduction pour les électrons (et inversement pour les trous). Dans un second temps, nous nous plaçons dans un semi-conducteur extrinsèque afin de quantifier la variation de la densité des porteurs libres dans les bandes de valence et de conduction causée par les pièges de la bande interdite.

Semi-conducteur intrinsèque

À l'équilibre thermique, c'est-à-dire dans un état stationnaire à une température donnée sans aucune excitation externe (pas de lumière, ni de changements de pression ou encore de champ électrique), Shockley [SR52] a démontré que la densité d'électrons libres dans la bande de conduction n (cm^{-3}) et la densité de trous libres dans la bande de valence p (cm^{-3}) pour un état stationnaire peuvent s'écrire :

$$n = \int_{E_C}^{E_{top}} D_C(E) F(E) dE \quad (2.12)$$

$$p = \int_{E_{bottom}}^{E_V} D_V(E) (1 - F(E)) dE \quad (2.13)$$

avec $D_C(E)$ et $D_V(E)$ les densités d'états d'énergies possibles par gamme d'énergie et par unité de volume dans les bandes de conduction et de valence ($cm^{-3}.eV^{-1}$), $F(E)$ la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron, E_{top} le sommet et E_C la base de la bande de conduction (eV), E_V le sommet et E_{bottom} la base de la bande de valence (eV). À l'équilibre thermique, cette probabilité d'occupation $F(E)$ est donnée par la

fonction de distribution Fermi-Dirac :

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2.14)$$

avec E_F le niveau de Fermi¹ (eV), k_B la constante de Boltzmann (eV.K⁻¹), T la température (K) [Sze02]. Puisque la probabilité d'occupation d'un niveau par un électron est $F(E)$, la probabilité d'occupation d'un niveau par un trou est par conséquent $1 - F(E)$ [SR52]. Ainsi les intégrales des équations 2.12 et 2.13 sont égales à [Sze81] :

$$n = N_C \exp\left(\frac{E_F - E_C}{k_B T}\right) \quad (2.15)$$

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) \quad (2.16)$$

N_C et N_V sont les densités effectives des états dans les bandes de conduction et de valence (cm^{-3}) s'exprimant respectivement :

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (2.17)$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (2.18)$$

avec m_n^* et m_p^* les masses effectives des électrons et des trous. Dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque, on parle de niveau de Fermi intrinsèque [Mol99]. Il s'exprime :

$$E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) \quad (2.19)$$

La densité intrinsèque des porteurs de charge correspondante, n_i , est donnée par :

$$n_i = \sqrt{n p} = \sqrt{N_V N_C} \exp\left(-\frac{E_g}{2 k_B T}\right) \quad (2.20)$$

avec E_g l'énergie du gap du semi-conducteur qui varie en fonction de la température et se calcule par [Sze81] :

$$E_g(T) = 1.17 - \frac{4.73e - 4T^2}{T + 636} \quad (2.21)$$

À nouveau, les équations 2.12 et 2.13 de la densité des porteurs de charges libres vont pouvoir être réécrites grâce la densité intrinsèque des porteurs :

$$n = N_C \exp\left(\frac{E_F - E_C}{k_B T}\right) = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (2.22)$$

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) = n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (2.23)$$

1. Le niveau de Fermi caractérise le niveau de plus haute énergie que peut atteindre les électrons. Il dépend fortement de la température. Dans un semi-conducteur intrinsèque, à 0K, le niveau de Fermi se situe au milieu du gap. Plus la température augmente, plus le niveau se rapproche de la bande de conduction, augmentant ainsi la conductivité du semi-conducteur.

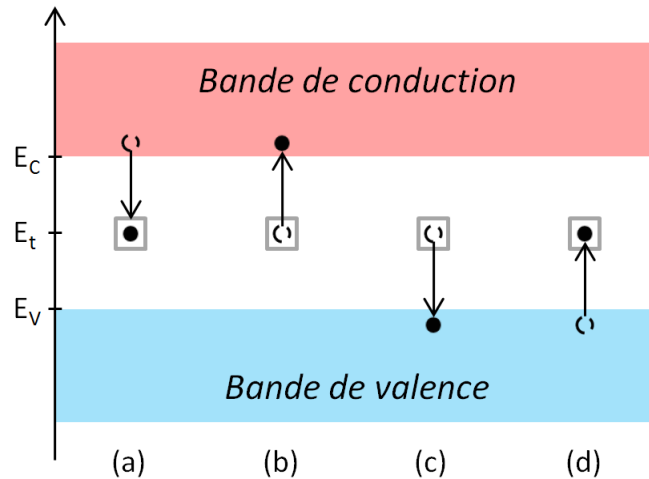


FIGURE 2.17 – Illustration des phénomènes de génération et de recombinaison des porteurs de charges par les pièges dans la bande interdite : (a) capture d'électron, (b) émission d'électron, (c) capture de trou et (d) émission de trou. Les flèches indiquent les directions de transition des électrons de la bande de valence ou de la bande de conduction. On parle de phénomène de recombinaison lorsque (a) est suivi de (c) ; de phénomène de génération lorsque (d) est suivi de (b) ; de piégeage d'électrons lorsque (a) est suivi de (b) et enfin de piégeage de trous lorsque (d) est suivi de (c).

Semi-conducteur extrinsèque

Revenons à notre cas d'étude, la jonction PN, qui utilise des semi-conducteurs extrinsèques. Les impuretés introduites lors de la fabrication du silicium, de son dopage et de son irradiation se traduisent comme des niveaux d'énergies (ou piège) dans la bande interdite qui permettent l'émission et la capture de porteurs de charges par simple excitation thermique (cf. figure 2.17). L'équilibre thermique est alors rompu. En effet, les porteurs de charges utilisant ces niveaux d'énergies modifient les densités des porteurs provoquant l'inégalité $pn \neq n_i^2$. Dès lors que la condition de l'équilibre thermique n'est plus respectée, des phénomènes apparaissent pour rétablir l'équilibre du système. Si la quantité de porteurs libres est inférieure à la densité intrinsèque de porteurs ($pn < n_i^2$), les niveaux d'énergies dans la bande interdite vont être des centres de génération de paires électron-trou. En revanche, si la quantité de porteurs libres est supérieure à la densité intrinsèque de porteurs ($pn > n_i^2$), les niveaux d'énergies dans la bande interdite vont servir à la recombinaison de paires électron-trou. La statistique de Shockley Read Hall [SR52] régissant ces phénomènes physiques permet d'établir un taux de génération-recombinaison de paires électron-trou.

Commençons par caractériser un piège de la bande interdite du semi-conducteur, d'énergie E_t . Sa probabilité d'occupation par un électron est déterminée par la fonction de distribution de Fermi :

$$F(E_t) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2.24)$$

Ainsi, en considérant, la densité du piège dans le semi-conducteur N_t , la densité d'électrons libres dans la bande de conduction n et la densité de trous libres dans la bande de valence p , il est possible d'écrire les taux de capture et d'émission d'électrons et de trous par un piège [Mol99], [Sze02] :

$$R_a = c_n n p_t = v_{th,n} \sigma_n n N_t (1 - F(E_t)) \quad (2.25)$$

$$R_b = e_n n_t = e_n N_t F(E_t) \quad (2.26)$$

$$R_c = c_p p n_t = v_{th,p} \sigma_p p N_t F(E_t) \quad (2.27)$$

$$R_d = e_p p_t = e_p N_t (1 - F(E_t)) \quad (2.28)$$

où e_n et e_p sont respectivement les probabilités d'émission d'électrons et de trous. $c_n = v_{th,n} \sigma_n$ et $c_p = v_{th,p} \sigma_p$ sont les constantes de proportionnalité définissant les taux de capture des électrons et des trous. Selon Sze [Sze02], elles peuvent être vues comme le volume balayé par l'électron ou le trou par unité de temps avec une section efficace de capture d'électron σ_n ou de trou σ_p (cm^2). $v_{th,n}$ et $v_{th,p}$ sont les vitesses de propagation thermique des électrons et des trous ($cm.s^{-1}$). Enfin, n_t ($= N_t F(E_t)$) représente la concentration des centres occupés par des électrons et p_t ($= N_t (1 - F(E_t))$) la concentration des centres inoccupés par des électrons (avec $N_t = p_t + n_t$).

En fonction des phénomènes mis en lumière par Shockley Read Hall (émission électron/trou, capture électron/trou), la variation du taux d'occupation des pièges par des électrons s'écrit :

$$\frac{dn_t}{dt} = R_a - R_b - R_c + R_d = c_n n p_t - e_n n_t - c_p p n_t + e_p p_t \quad (2.29)$$

En d'autres termes, les pièges sont occupés par des électrons provenant de la bande de conduction (i.e. capture d'électron, phénomène a sur la figure 2.17) ou de la bande de valence (i.e. émission de trou, phénomène d) mais les pièges peuvent se vider de leurs électrons parce qu'ils rejoignent la bande de conduction (i.e. émission d'électron, phénomène b) ou la bande de valence (i.e. capture de trou, phénomène c).

Les conditions de l'équilibre thermique ($R_a = R_b$, $R_c = R_d$ et $\frac{dn_t}{dt} = 0$) permettent d'établir les probabilités d'émission d'électrons e_n et de trous e_p [Sze02] en considérant les concentrations d'électrons et de trous à l'équilibre thermique (équations 2.22 et 2.23) et également n_t :

$$e_n = \frac{v_{th,n} \sigma_n n (1 - F(E_t))}{F(E_t)} = v_{th,n} \sigma_n n_i \exp\left(\frac{E_t - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (2.30)$$

$$e_p = \frac{v_{th,p} \sigma_p p F(E_t)}{1 - F(E_t)} = v_{th,p} \sigma_p p_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_t}{k_B T}\right) \quad (2.31)$$

$$n_t = N_t \frac{c_n n + e_p}{e_n + c_p p + c_n n + e_p} \quad (2.32)$$

Le bilan des électrons (ou des trous) capturés par un piège permet de déterminer le taux de recombinaison de paires électron-trou :

$$U_R = R_A - R_B = R_C - R_D \quad (2.33)$$

En d'autres termes, le taux d'électrons capturés par un piège correspond aux électrons capturés par un piège (R_A) moins les électrons transmis à la bande de conduction (R_B). Ceci est égal au taux de trous capturés par un piège qui correspond aux trous capturés par les pièges (R_C) moins les trous transmis à la bande de valence (R_D). L'équation 2.32

est utile pour exprimer U_R :

$$\begin{aligned} U_R = R_A - R_B &= c_n n p_t - e_n n_t = c_n n (N_t - n_t) - e_n n_t = N_t \left(\frac{c_n n c_p p - e_p e_n}{e_n + c_p p + c_n n + e_p} \right) \\ &= N_t \frac{c_n c_p (n p - n_i^2)}{c_n \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_{Fi}}{k_B T}\right) \right) + c_p \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_t}{k_B T}\right) \right)} \end{aligned} \quad (2.34)$$

Le bilan des électrons (ou des trous) émis par un piège permet de déterminer le taux de génération de paires électron-trou :

$$U_G = -U_R = R_B - R_A = R_D - R_C \quad (2.35)$$

En d'autres termes, le taux d'électrons libres de la bande de conduction générés thermiquement correspond aux électrons transmis à la bande de conduction (R_B) moins les électrons capturés par les pièges (R_A). Ceci est égal au taux de trous libres dans la bande de valence qui correspond aux trous transmis à la bande de valence (R_D) moins les trous capturés par les pièges (R_C). L'équation 2.32 est utile pour exprimer U_G :

$$\begin{aligned} U_G = R_B - R_A &= e_n n_t - c_n n p_t = e_n n_t - c_n n (N_t - n_t) = N_t \left(\frac{e_n e_p - c_p c_n p n}{e_n + c_p p + c_n n + e_p} \right) \\ &= N_t \frac{c_n c_p (n_i^2 - n p)}{c_n \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_{Fi}}{k_B T}\right) \right) + c_p \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_t}{k_B T}\right) \right)} \end{aligned} \quad (2.36)$$

Nous observons avec les équations 2.36 et 2.34 que ce sont les pièges les plus proches du niveau de Fermi intrinsèque qui auront un taux de recombinaison-génération de paires électron-trou le plus élevé.

Dans le cas de polarisation inverse de la jonction PN, il n'y a pas de porteurs libres (i.e. $n = p = 0$). Les équations 2.32 et 2.36 se simplifient de la sorte :

$$n_t = N_t \frac{e_p}{e_n + e_p} \quad (2.37)$$

$$U_G = R_B = e_n n_t = N_t \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} = N_t g \quad (2.38)$$

Un raisonnement similaire avec les trous nous fait parvenir à des conclusions similaires.

Ces niveaux d'énergie dans la bande interdite permettent donc à des électrons de la bande de valence d'atteindre la bande de conduction par simple excitation thermique. L'énergie nécessaire afin de créer un courant dans le semi-conducteur est ainsi réduite. L'impact des niveaux d'énergies sur la génération de porteurs de charges (ou de leur recombinaison) dépend de leurs sections efficaces de captures, de la position de leur niveau d'énergie, de la concentration des porteurs et de la température. Dans le cas de la génération des porteurs, l'équation 2.36 montre que ce sont les niveaux d'énergies proches du milieu du gap qui favorisent le plus le passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Le tableau 2.4 présente les valeurs des différents paramètres nécessaires au calcul du taux de génération de paires électron-trou issues des travaux de Moll [Mol99] et de Sze [Sze02].

T(K)	n_i (cm^{-3})	N_C (cm^{-3})	N_V (cm^{-3})	E_g (eV)	m_e^*/m_0	m_p^*/m_0
20	1.66e-130	4.73e17	2.08e17	1.17	1.06	0.614
50	1.97e-41	1.87e18	9.78e17	1.17	1.06	0.690
100	2.22e-11	5.31e18	3.66e18	1.16	1.07	0.831
150	3.47e-1	9.82e18	8.16e18	1.56	1.07	0.946
200	5.34e4	1.52e19	1.43e19	1.15	1.08	1.03
250	7.83e7	2.15e19	2.20e19	1.14	1.08	1.10
273.15	9.58e8	2.47e19	2.60e19	1.13	1.09	1.13
293.15	6.14e9	2.76e19	2.97e19	1.12	1.09	1.15
300	1.10e10	2.86e19	3.10e19	1.12	1.09	1.15
350	3.99e11	3.65e19	4.13e19	1.11	1.10	1.19
400	6.17e12	4.51e19	5.26e19	1.11	1.11	1.23

TABLEAU 2.4 – Paramètres du silicium en fonction de la température [Mol99], [Sze02].

2.6 Conclusion du chapitre

Selon le parcours d'un satellite, celui-ci peut rencontrer divers flux de particules provenant de trois sources : le soleil, le rayonnement cosmique et les ceintures de radiations. Ces particules spatiales, majoritairement des électrons, des photons et des protons, hautement énergétiques vont interagir avec les atomes composant le capteur d'image. En réagissant avec le noyau ou avec le nuage électronique, différentes interactions vont survenir et altérer le fonctionnement des composants électroniques. Des effets singuliers et des effets cumulés sont observés. Les effets singuliers sont engendrés par le parcours d'une unique particule à travers le composant. Ils regroupent des effets destructifs et non destructifs qui affectent notamment le fonctionnement des capteurs d'images. Les effets cumulés quant à eux entraînent une dérive des caractéristiques électriques des composants dans le temps et sont la conséquence de l'accumulation des interactions entre le rayonnement spatial et la matière.

Ces effets cumulés et plus particulièrement les déplacements atomiques générés par ces interactions sont au cœur de notre problématique. Les déplacements atomiques modifient localement la structure cristalline, ce qui se traduit par l'apparition de défauts électriquement actifs. Dans la théorie des bandes du semi-conducteur, ces défauts se traduisent comme des niveaux d'énergies dans la bande interdite. Ces niveaux d'énergies agissent comme un marchepied pour les électrons de la bande de valence qui facilitent le passage de ces derniers vers la bande de conduction par simple excitation thermique dans le cas d'un manque de porteurs à l'équilibre. Des paires électron-trou sont ainsi thermiquement créées. Dans un capteur d'images, ces électrons qui ont atteint la bande de conduction se mêlent aux électrons générés par excitation lumineuse faussant ainsi le signal reçu. Un courant parasite s'ajoute au courant initial : c'est le courant d'obscurité. Le chapitre suivant est dédié au courant d'obscurité, à ses sources, à ses diverses composantes ainsi qu'à ses différents moyens de prévision.

Chapitre 3

Présentation du courant d'obscurité et de ses moyens de prévision

Sommaire

3.1 Courant d'obscurité	50
3.1.1 Courant de génération	51
3.1.2 Courant de diffusion	53
3.1.3 Dépendances paramétriques du courant d'obscurité	53
3.1.4 Dispersion du courant d'obscurité	54
3.2 État de l'art des méthodes de prévision du courant d'obscurité	55
3.2.1 Facteurs de dommages	56
3.2.2 Méthodes analytiques	56
3.2.3 Méthodes numériques	59
3.3 Notre méthode de prévision	60
3.3.1 GEANT4, ARAMIS	60
3.3.2 DAAN	62
3.3.3 Comparaison du modèle avec des données expérimentales	65
3.4 Conclusion du chapitre	67

Les capteurs d'images subissent des dégradations significatives liées à l'environnement spatial menant potentiellement à des défaillances critiques. Le chapitre 2 a présenté les interactions entre le rayonnement spatial et la matière générant notamment l'ionisation ou la déformation de la structure cristalline. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à une des conséquences de la modification de la structure cristalline, il s'agit du courant d'obscurité.

Ce chapitre décrit le courant d'obscurité et ses différentes composantes existant dans les capteurs d'images. Ce courant parasite intrinsèque crée un signal, non uniforme d'un pixel à l'autre, s'ajoutant au signal utile. La dispersion de ce courant, appelée la non-uniformité du courant d'obscurité (en anglais Dark Current Non-Uniformity), est connue pour être critique pour certaines applications qui requièrent un faible niveau de bruit comme les senseurs d'étoiles. Ainsi, la prévision de ce signal parasite est indispensable avant une mission spatiale pour établir la robustesse des capteurs employés. Ce chapitre présente donc un état de l'art des diverses méthodes de prévision. Deux types d'approches ont été développés par le passé pour prédire la variation du courant d'obscurité (DCNU) dans des capteurs d'images irradiés. La première approche, analytique, développée par Srouf [SCOH78], Dale [DMB⁺89] et Marshall [MDB90] puis améliorée par Robbins [Rob00], Bogaerts [BDM02] et Germanicus [GBD⁺02], se base sur la théorie de la microdosimétrie [Kel85] et la convolution de distributions classiques (gaussienne, gamma). La seconde approche, numérique, se base sur des méthodes de calcul de Monte Carlo [INU⁺14] et des codes de dynamique moléculaire [SP13]. Enfin, ce chapitre se termine sur la présentation de l'outil numérique amélioré durant ces travaux de thèse. En effet, l'ONERA a récemment élaboré une méthode numérique qui permet la prévision du courant d'obscurité basé sur la méthode de Monte Carlo nécessitant de connaître uniquement la géométrie du pixel [INU⁺14]. Le calcul précis de l'endommagement des pixels repose sur un code de transport 3D (GEANT4) et également sur l'utilisation des sections efficaces d'interactions nucléaires et coulombiennes.

3.1 Courant d'obscurité

Le chapitre précédent a montré que la dégradation de la structure cristalline du silicium ainsi que les états d'interface aux surfaces oxyde-silicium entraînaient l'apparition de niveaux d'énergie dans la bande interdite du semi-conducteur du capteur d'images. Ces niveaux d'énergies sont dirigés par la statistique de Shockley Read Hall [SR52] et permettent la génération ou la recombinaison des paires électron-trou (cf. partie 2.5.3). Comme l'a montré le chapitre 1, le fonctionnement du capteur d'images nécessite la polarisation inverse de la jonction PN. Cette polarisation inverse a pour conséquence l'augmentation du volume de déplétion. L'équilibre thermodynamique de la jonction PN est alors rompu. En effet, le produit des densités des porteurs libres devient inférieur au carré de la densité intrinsèque des porteurs ($np < n_i^2$).

Afin de rétablir l'équilibre, un phénomène de génération de paires électron-trou survient [Sze81]. Par simple agitation thermique, les porteurs de charges peuvent être piégés dans ces niveaux intermédiaires. Ainsi des électrons n'ayant pas une énergie supérieure au gap du semi-conducteur peuvent atteindre la bande de conduction grâce à ces niveaux d'énergie intermédiaires et ce même en l'absence d'excitation lumineuse. Un courant circule dans le capteur alors qu'il est plongé dans l'obscurité. Le courant généré par ces charges thermiques est appelé courant d'obscurité (I_{obs}). Ces charges thermiques sont

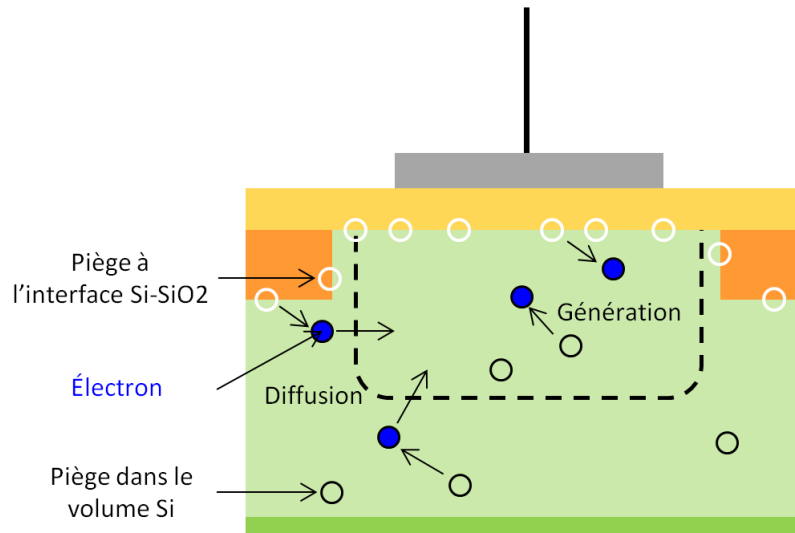


FIGURE 3.1 – Illustration des deux composantes du courant d’obscurité dans un pixel CCD de type capacité MOS [Mar12].

collectées dans la zone de déplétion et s’additionnent au paquet de photo-charges. Par conséquent, celui-ci peut sévèrement diminuer la dynamique utile d’un imageur [Mar12].

Le courant d’obscurité se décompose en deux contributions : le courant de génération (I_{gen}) et le courant de diffusion (I_{diff}) [Sze81]. Le courant de génération est la conséquence du phénomène de génération de paires électron-trou. Le courant de diffusion quant à lui est dû à la génération de courant à l’extérieur du volume de déplétion, dans les zones quasi neutres. Par diffusion, ces charges créées atteignent le volume de déplétion. Toutes ces charges créées à l’intérieur et à l’extérieur du volume de déplétion sont ensuite collectées et s’additionnent aux photo-électrons parasitant ainsi l’information lumineuse (Fig. 3.1).

3.1.1 Courant de génération

Deux contributions composent le courant de génération : une contribution dominante dite volumique et une seconde dite surfacique. La création de pièges dans le volume de déplétion du pixel suite aux interactions rayonnement-matière provoque l’augmentation du courant de génération dit volumique, $I_{gen_{vol}}$. En revanche, la contribution surfacique provient des interfaces $Si - SiO_2$. À ces interfaces existent des liaisons pendantes. Ces liaisons peuvent être activées par l’ionisation du SiO_2 . Elles deviennent alors des états d’interface agissant comme des centres de génération-recombinaison de paires électron-trou. Tout comme les pièges localisés dans le volume de déplétion, elles contribuent ainsi au courant de génération par un courant qualifié de surface, $I_{gen_{surf}}$ [GBQ⁺08], [Mar12].

Afin de déterminer l’expression des deux composantes du courant de génération, il faut revenir à l’expression du taux de génération de paires électron-trou pour un piège d’énergie E_t et de concentration N_t (cm^{-3}) vue au chapitre précédent (équation 2.36). Cette équation décrit le taux de génération de paires électron-trou dans le volume de déplétion. Il est possible de l’utiliser pour décrire le taux de génération à l’interface en utilisant cette fois une concentration surfacique de piège N_s (cm^2) pour un piège d’énergie

E_{st} . Dans le cas des capteurs d'images utilisés pour ces travaux qui fonctionnent en polarisation inverse, le taux de génération peut se simplifier. En effet, la densité de porteurs libres est très faible dans le volume de déplétion ($np \ll n_i^2$ d'où la simplification de n et p). Ainsi les taux de génération de paires électron-trou dans le volume de déplétion et à l'interface $Si - SiO_2$ s'écrivent [GF66], [WBW⁺02] (en considérant $v_{th,n} = v_{th,p} = v_{th}$) :

$$U_{vol} = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t n_i}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right)} \quad (3.1)$$

$$U_{surf} = \frac{\sigma_{sp} \sigma_{sn} v_{th} N_s n_i}{\sigma_{sn} \exp\left(\frac{E_{st} - E_i}{k_B T}\right) + \sigma_{sp} \exp\left(\frac{E_i - E_{st}}{k_B T}\right)} \quad (3.2)$$

avec N_t la concentration volumique du piège étudié (cm^{-3}), N_s la concentration surfacique du piège (cm^{-2}), σ_{sn} et σ_{sp} les sections efficaces de capture des électrons et des trous pour un piège d'interface (cm^2).

Si on considère une distribution de pièges uniforme dans le volume de déplétion, à l'interface $Si - SiO_2$ et en énergie, les taux de génération volumique et surfacique de paires électron-trou s'écrivent alors [GF66] :

$$U_{vol} = \sigma_n \sigma_p v_{th} D_t n_i \int_{E_C}^{E_V} \frac{dE_t}{\sigma_n \exp[(E_t - E_i)/k_B T] + \sigma_p \exp[(E_i - E_t)/k_B T]} \quad (3.3)$$

$$= \sigma v_{th} (\pi k_B T D_t) n_i \quad (3.4)$$

$$= \frac{n_i}{\tau_g} \quad (3.5)$$

$$U_{surf} = \sigma_{sn} \sigma_{sp} v_{th} D_{st} n_i \int_{E_C}^{E_V} \frac{dE_t}{\sigma_{sn} \exp[(E_{st} - E_i)/k_B T] + \sigma_{sp} \exp[(E_i - E_{st})/k_B T]} \quad (3.6)$$

$$= \sigma_s v_{th} (\pi k_B T D_{st}) n_i \quad (3.7)$$

$$= s_g n_i \quad (3.8)$$

avec $\sigma = \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_n \sigma_p}$ et $\sigma_s = \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_{sn} \sigma_{sp}}$, D_t la densité des pièges uniformément distribués dans le volume de déplétion ($cm^{-3} eV^{-1}$), D_{st} la densité des pièges uniformément distribués à l'interface ($cm^{-2} eV^{-1}$), τ_g la durée de vie des porteurs dans le volume de déplétion et s_g la vitesse de recombinaison surfacique d'une surface de déplétion. On en déduit alors les courants de génération volumique et surfacique :

$$I_{gen_{vol}} = q U_{vol} W S = q \frac{n_i W S}{\tau_g} \quad (3.9)$$

$$I_{gen_{surf}} = q U_{surf} S = q n_i s_g S \quad (3.10)$$

avec W la profondeur du volume de déplétion (cm) et S la surface du volume de déplétion (cm^2). La contribution surfacique du courant de génération peut être réduite voire supprimée dans les capteurs d'images à technologie MPP (multiphase pinned) [Mar12], [GBQ⁺08]. En effet, dans ce genre de composant, les pièges à l'interface peuvent être remplis par des trous lors de la phase d'intégration. Ceci a pour conséquence la suppression du courant de génération surfacique.

3.1.2 Courant de diffusion

Le courant de diffusion est dû au courant de génération créé à l'extérieur du volume de déplétion, dans les zones quasi neutres libres de champ électrique interne. La concentration des électrons dans ces régions s'écrit :

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_a} \quad (3.11)$$

avec N_a la concentration en accepteur dans la zone P (cm^{-3}). Ces charges peuvent atteindre la zone de déplétion et être collectées avec les photo-charges. Selon Widenhorn [WBW⁺02], le courant de diffusion est proportionnel au gradient de la concentration des électrons évaluée à l'interface volume de déplétion-zone quasi neutre :

$$I_{diff} = qD_n S \left. \frac{dn_p}{dx} \right|_{x=0} = \frac{qD_n S n_i^2}{N_a L_n} \quad (3.12)$$

avec D_n la constante de diffusion des électrons (cm^2/s), L_n la longueur de diffusion des électrons (cm).

3.1.3 Dépendances paramétriques du courant d'obscurité

En omettant le courant de génération surfacique qui est négligeable (puisque le nombre de pièges dans le volume de déplétion est supérieur au nombre de pièges à l'interface Si – SiO₂), le courant d'obscurité total s'écrit :

$$I_{obs} = I_{gen_{vol}} + I_{diff} = \frac{qWSn_i}{\tau_g} + \frac{qD_n S n_i^2}{N_a L_n} \quad (3.13)$$

Plusieurs paramètres peuvent entraîner une variation du courant d'obscurité. Le courant d'obscurité consiste au passage des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction en utilisant les niveaux d'énergies dans la bande interdite par excitation thermique. Il est donc particulièrement sensible à la variation de la température. En effet, le courant d'obscurité augmente d'un facteur 2 tous les 7-8 °C [Z⁺93]. La dépendance en température se cache dans le terme n_i . La dépendance en température de la concentration intrinsèque des porteurs s'écrit :

$$n_i = \sqrt{N_V N_C} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) = 2 \left(\frac{2\pi k}{h^2}\right)^{3/2} m_n^{*3/4} m_p^{*3/4} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) = c_n T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (3.14)$$

Ceci permet de réécrire le courant d'obscurité total afin de mettre en avant la dépendance thermique des deux composantes du courant d'obscurité :

$$I_{obs} = \frac{qWS c_n}{\tau_g} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) + \frac{qD_n S c_n^2}{N_a L_n} T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (3.15)$$

Tout comme la température, le champ électrique peut amplifier le courant d'obscurité. Ce paramètre sera plus amplement décrit dans le chapitre 6. Le champ électrique interne issu de la jonction PN permet l'apparition de phénomènes physiques facilitant le passage des électrons et des trous respectivement vers la bande de conduction et la bande de valence.

3.1.4 Dispersion du courant d'obscurité

L'expression du courant d'obscurité dépend également de la densité de défauts dans le semi-conducteur. Plus le semi-conducteur est doté de défauts électriquement actifs, plus le courant d'obscurité augmente. La quantité de ces défauts au sein des capteurs d'images va dépendre :

- Des conditions de fabrications des capteurs : un courant d'obscurité est présent dès leur conception à cause des impuretés insérées au cours des processus de fabrication. Toutefois ce courant d'obscurité initial est faible et relativement uniforme sur la matrice de pixels.
- De l'environnement dans lequel évolue les capteurs : certains paramètres provoquent la réorganisation des défauts limitant ainsi la densité de certains défauts dans la matière (cf. partie 2.5). La température ou encore l'angle d'incidence du rayonnement spatial favorisent la création de certains types de défauts par rapport à d'autres, impactant ainsi indirectement le courant d'obscurité dans les pixels.

Ainsi, les centres générant le courant d'obscurité sont distribués statistiquement sur la matrice du capteur. Les radiations incidentes amènent donc à une dispersion du courant d'obscurité de pixel à pixel. Ce phénomène se nomme en anglais "Dark Current Non-Uniformity" (DCNU). Certains pixels peuvent concentrer une forte dégradation, ils sont qualifiés de pixels chauds (hot pixels en anglais, figure 3.2). Pour toutes ces raisons, de manière générale, nous nous intéressons à la variation du courant d'obscurité sur la matrice de pixel (ΔI_{obs}), c'est-à-dire à l'augmentation du courant d'obscurité causée par l'irradiation du capteur.



FIGURE 3.2 – Exemple d'image prise dans l'obscurité à une température de 252 K et un temps d'exposition de 20 s par un capteur dégradé. Les points blancs sont les pixels chauds [WBW⁺02].

Des solutions systèmes existent pour tenter de réduire le courant d'obscurité dans le capteur. Des blindages peuvent être ajoutés pour renforcer les équipements. On parle de "Graded Z Method" qui consiste à superposer des matériaux différents qui selon leur numéro atomique (Z) protègent contre certains types de particules [FDRS96]. Par exemple, les matériaux légers comme l'hydrogène et l'aluminium réduisent le flux de particules et

n'engendrent pas de rayonnement de Bremsstrahlung. En revanche, les matériaux lourds stoppent plus efficacement les rayons X [O'N]. L'inconvénient est l'augmentation de la masse de l'engin spatial augmentant par conséquent le coût d'envoi du satellite. Un refroidissement du composant peut réduire le courant d'obscurité mais cela augmente la masse du composant et nécessite un développement supplémentaire complexifiant ainsi le système. Une méthode nécessitant aucun ajout de matériau existe. Elle consiste à corriger les images bruitées en leur soustrayant une image prise dans l'obscurité durant le même temps d'exposition. Néanmoins, cette méthode ajoute aux images un bruit de Poisson [WBW⁺02]. Selon les satellites et les composants utilisés, ces méthodes peuvent être difficiles à mettre en place. Voilà pourquoi il est profitable de prédire le courant d'obscurité afin d'anticiper la dégradation et de mettre en place des parades au niveau système lorsque cela est possible ou de privilégier un capteur d'images plus robuste. Deux types de méthodes de prévision existent : les méthodes analytiques et les méthodes numériques.

3.2 État de l'art des méthodes de prévision du courant d'obscurité

Dans la littérature, il existe diverses méthodes de prévision du courant d'obscurité de génération volumique. Certaines prédisent la valeur moyenne du courant d'obscurité sur la matrice de pixels alors que d'autres prédisent la variation du courant d'obscurité dans chaque pixel. Deux approches sont majoritairement utilisées pour prédire le courant d'obscurité : une approche analytique et une autre basée sur la méthode de Monte Carlo. L'approche analytique a été conçue par Srouf [SH85], Dale [DMB⁺89] et Marshall [MDB⁺89] puis reprise et améliorée par Robbins [Rob00], Bogaerts [BDM02] et Germanicus [GBD⁺02]. Cette méthode analytique s'inspire de la théorie de la microdosimétrie précédemment employée pour décrire les effets ionisants [Kel85]. D'autres méthodes, cette fois-ci numériques, ont été présentées plus récemment. Srouf [SP13] a établi un protocole complètement numérique afin de modéliser tous les processus découlant de l'irradiation de la matière : interactions rayonnement-matière, cascades de déplacements dans les composants, dégradations causées le long de la cascade et leurs propriétés. Raine [RJR⁺17] et Jay [JRR⁺17] ont basé leurs outils de modélisation sur ce protocole. Par ailleurs, Inguibert [INU⁺14] a présenté une méthode numérique basée sur un calcul de Monte Carlo et une application GEANT4. Dale [DCM⁺94] a comparé ces deux types d'approches. Malgré une exécution plus rapide de la méthode analytique, l'utilisation de la méthode basée sur Monte Carlo a prouvé son intérêt pour de petits volumes ou de multiples angles d'irradiation.

Hormis le protocole de Srouf entièrement numérique, ces méthodes utilisent des facteurs de dommages dans leurs méthodes de prévision. Ces facteurs sont des coefficients de proportionnalité permettant ainsi de convertir le nombre de déplacements atomiques en courant d'obscurité. Ils ont été déterminés en ajustant des données de simulations sur des données expérimentales. Ils permettent de s'affranchir de phénomènes physiques difficilement quantifiables apparaissant entre la création des paires de Frenkel suite aux déplacements atomiques au sein du volume de déplétion et l'augmentation du courant d'obscurité. Il s'agit entre autres de la diffusion et de la réorganisation en complexe des défauts et de la guérison non négligeable d'une partie des paires électron-trou. Cette partie présente les différents facteurs de dommages utilisés depuis la fin des années 70 ainsi qu'une vue d'ensemble des méthodes de prévision du courant d'obscurité.

3.2.1 Facteurs de dommages

Les formules du courant d'obscurité présentées dans la partie 3.1 nécessitent une connaissance accrue de l'imageur étudié. Non seulement, il est nécessaire de connaître la géométrie du composant mais il faut également connaître les conditions de fabrication afin d'identifier les impuretés présentes dans le composant. Néanmoins, le type et le nombre d'impuretés diffèrent d'un lot de composants à l'autre. De plus, il est indispensable de prendre en compte les phénomènes de diffusion et de réorganisation des défauts dans le matériau. Certains de ces phénomènes, notamment la migration et la guérison des défauts, sont difficilement quantifiables. Des coefficients de dommages sont alors utilisés pour contourner cette physique des déplacements atomiques. Ces coefficients établissent un lien de proportionnalité entre la dose non-ionisante et la variation du courant d'obscurité.

Plusieurs coefficients de dommages ont été élaborés par le passé : K_g le coefficient de dommage du temps caractéristique de génération pour une fluence et un type de particule spécifique [SCOH78], K_p le facteur de dommage par type de particule [DMB⁺89], α le coefficient de dommage pour les hautes énergies [KLP89], K_{de} le facteur de dommage de l'énergie de dommage [MDB90]. Toutefois, tous ces coefficients sont déterminés en ajustant des données de simulations sur des données expérimentales et sont par conséquent valables pour une gamme d'énergie, de fluence ou encore un type de particule selon les données expérimentales utilisées.

Srouf [Sro00] a établi expérimentalement un facteur universel de dommage sur une large gamme de composants, de type et de fluence. Ce coefficient, le coefficient de dommage universel (UDF) K_{dark} , est le nombre de porteurs générés thermiquement par unité de volume par unité de temps dans une région de déplétion et par unité de dose non-ionisante déposée dans ce même volume :

$$\Delta J_{dark} = qWK_{dark}DDD = qWK_{dark}N_{dep}\frac{2T_d}{V_{dep}\rho} \quad (3.16)$$

où q est la charge élémentaire (C), W la profondeur du volume de déplétion (cm), DDD la dose non ionisante (eV/g), N_{dep} le nombre de déplacements, T_d l'énergie seuil (eV), V_{dep} le volume de déplétion (cm³), ρ la densité du matériau (g/cm³). Srouf a montré que ce facteur de proportionnalité s'élevait $1,9.10^5 \text{ porteurs}/(\text{cm}^3 \cdot \text{s} \cdot (\text{MeV/g}))$ pour des composants de silicium à 300 K un mois après irradiation. Ce facteur de proportionnalité dépend des effets de guérisons en temps et en température. L'effet en fonction de la température est pris en compte par l'intermédiaire d'une loi d'Arrhenius :

$$K_{dark}(T_1) = K_0 \exp\left(-\frac{E_A}{k_B T_1}\right) \quad (3.17)$$

avec l'énergie d'activation, $E_A = 0,62 \text{ eV}$, déterminée expérimentalement. Le facteur de dommage universel prend également en compte le phénomène de réorganisation des défauts et donc l'évolution du courant d'obscurité en fonction du temps après irradiation (cf. Fig. 3.3). Enfin, ce facteur universel de dommage est utilisable pour des composants où la génération thermique domine [Sro00].

3.2.2 Méthodes analytiques

Les méthodes analytiques se décomposent en deux types : celles qui prédisent la dégradation moyenne de la matrice et celle qui prédisent la dégradation propre à chaque

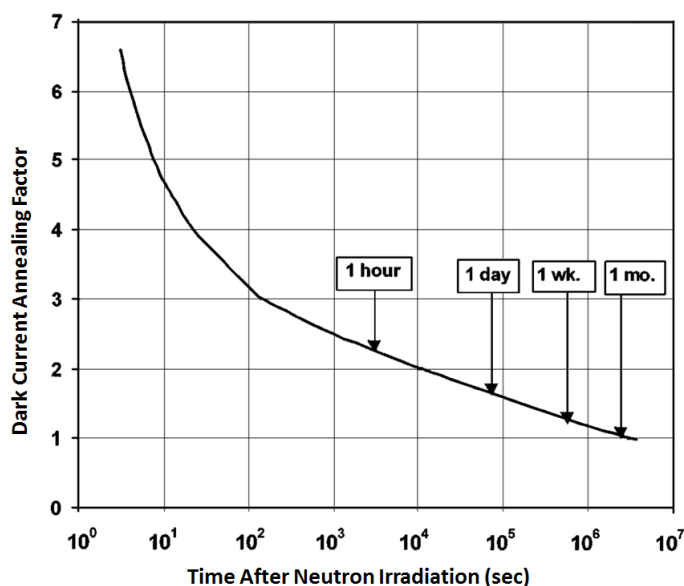


FIGURE 3.3 – Variation du facteur de dommage universel de Srouer en fonction du temps de recuit [Sro00].

pixel. La valeur moyenne n'est pas toujours suffisante pour anticiper la dégradation des pixels. En effet, ces méthodes ne permettent d'estimer le nombre de pixel chauds entravant la prise d'images.

Dégradation moyenne

Les travaux de prévision du courant d'obscurité ont commencé dans les années 70 avec notamment Srouer [SCOH78], [SCOH79] avec la prévision de l'augmentation moyenne du courant d'obscurité. Pour ses prévisions, il s'est appuyé sur l'expression du temps caractéristique τ_g en fonction du coefficient de dommage de génération K_g :

$$\frac{1}{\tau_g} = \frac{1}{\tau_{g0}} + \frac{\Phi}{K_g} \quad (3.18)$$

Où τ_{g0} est le temps moyen de génération de porteurs minoritaires avant irradiation, Φ la fluence des particules incidentes et K_g le coefficient de dommage de génération. Dale a complété ces travaux en calculant la variance du facteur de dommage de génération K_g en tenant compte de l'effet du champ électrique sur le courant d'obscurité [DMB⁺89], [DMB90].

Distribution de la variation du courant d'obscurité

À la fin des années 80, Srouer [SH85], Marshall [MDB⁺89], [MDB90] et Dale [DMB⁺89] ont développé une solution analytique basée sur la théorie de la microdosimétrie [Kel85] pour calculer la distribution de l'énergie de dommage. Ce qu'ils qualifient d'énergie de dommage est l'énergie de recul après la soustraction de l'énergie dédiée à l'ionisation de la matière (cf. partie 2.3). La théorie de la microdosimétrie utilisée pour calculer la dégradation générée par la dose ionisante a été transposée à l'étude des interactions non-ionisantes. Afin de convertir cette méthode de la dose ionisante à la dose de déplacements, Marshall et Dale ont utilisé le NIEL (cf. partie 2.3.2) pour estimer la perte d'énergie

qui produit des déplacements atomiques. Le chapitre précédent a montré qu'une matrice de pixels irradiée par des particules spatiales sera dégradée par trois types d'interactions : les interactions coulombiennes, les interactions nucléaires élastiques et inélastiques. Les dégradations produites par un grand nombre d'interactions sont proportionnelles au NIEL de la particule incidente. Le nombre moyen d'interactions par pixel dans le volume de déplétion est donné par la formule suivante :

$$N = \sigma_{eff} \rho \Phi V_{dep} \frac{N_A}{A} \quad (3.19)$$

où σ_{eff} est la section efficace d'interaction (cm^2), ρ la densité du silicium (g/cm^3), Φ la fluence incidente ($particule/cm^2$), V_{dep} le volume de déplétion (cm^3), N_A le nombre d'Avogadro (mol^{-1}) et A la masse atomique du matériau cible ($A = 28g/mol$ pour le silicium). À cause du grand nombre d'interactions coulombiennes par pixel, Marshall évalue la dégradation causée par les interactions coulombiennes comme la $N^{ème}$ convolution avec elle-même de la fonction de densité de probabilité du nombre de déplacements générés par une unique interaction. La fonction de densité de probabilité (PDF) du nombre de déplacements générés par une unique interaction sera appelée pour le reste de ces travaux "PDF individuelle" avec une moyenne μ_{disp} et un écart type σ_{disp} ($disp$ pour *displacement*). Tous les types d'interactions sont traités séparément avec des PDF individuelles. Dans le cas des interactions coulombiennes, la PDF individuelle peut être approximée par une distribution gaussienne de moyenne μ_{disp} et un écart type σ_{disp} . Dans ce cas comme un grand nombre d'interactions est produit, Marshall prouve que la distribution de dommage convoluée peut être approximée par une distribution gaussienne définie par une moyenne qui est le produit du nombre moyen d'interactions et de la moyenne de la PDF individuelle ($N\mu_{disp}$) et par une variance qui est le produit du nombre moyen d'interactions et de la variance de la PDF individuelle ($N\sigma_{disp}^2$). En revanche, à cause de son faible nombre d'interactions inélastiques par pixel, N_i , le nombre d'interactions inélastiques par pixel suit une distribution de Poisson. Les dommages causés par les interactions inélastiques sont définis comme la $N_i^{ème}$ convolution de la PDF individuelle inélastique avec elle-même pour le pixel i . Cette fois, la distribution convoluée est approximée par une distribution gamma. La distribution de dommage inélastique finale est la somme des distributions associées avec les différentes N_i interactions, pondérées par la probabilité (Poisson) d'avoir ces N_i interactions. Finalement, la dégradation totale générée dans un pixel est la distribution convoluée de la distribution de chaque interaction. Ils utilisent enfin le facteur de conversion K_{de} pour passer de l'énergie de dommage à la variation du courant d'obscurité.

À partir de ces premiers travaux, Robbins [Rob00], Bogaerts [BDM02] et Germanicus [GBD⁺02] ont apporté des améliorations. Robbins a proposé d'utiliser une distribution gamma pour décrire les dommages causés par les interactions coulombiennes et les interactions inélastiques pour augmenter la précision de la prévision à basse fluence mais également à cause de l'existence de courant d'obscurité négatif avec une distribution gaussienne. De son côté, Germanicus a réévalué les paramètres de la distribution gamma pour un meilleur ajustement des prévisions. Elle a également introduit dans le raisonnement le moment du troisième ordre. Elle a considéré un système de six équations. Chaque équation définit les trois premiers moments de la densité de courant d'obscurité et de l'énergie de dommage. De cette façon, elle s'affranchit de la contrainte géométrique du pixel et peut estimer la variation du courant d'obscurité. Ces auteurs ont utilisé leurs méthodes analytiques uniquement sur des capteurs CCD. Virmontois [VGM⁺12] a soulevé

l'incompatibilité de ces méthodes avec des capteurs CMOS puisque la dose ionisante y est plus importante que dans les CCD. Il a alors apporté une correction sur ces méthodes en établissant une nouvelle PDF individuelle grâce à des données expérimentales.

3.2.3 Méthodes numériques

La seconde alternative pour prédire le courant d'obscurité dans la matière est d'utiliser un ou plusieurs outils numériques pour modéliser les différents processus menant au bruit parasite dans les capteurs d'images. Srouf [SP13] a décrit un protocole numérique pour modéliser cette dégradation. Ce protocole est divisé en 4 étapes nécessaires à la prévision. La première étape consiste à modéliser les interactions rayonnement-matière par un calcul de Monte Carlo grâce à un outil tel que SRIM [Sri], GEANT4 [GEAb], [ea03], [ea06], CUPID (Clemson University Proton Interactions in Devices) [MDB⁺89] ou encore MARLOWE [RT74]. Cette étape permet d'établir la liste des PKA. La seconde étape consiste à suivre les trajectoires de ces PKA grâce à un code de dynamique moléculaire afin d'enregistrer la diffusion et les éventuelles réorganisations des atomes déplacés le long du parcours des PKA. La troisième étape consiste à utiliser la technique d'activation-relaxation cinétique (en anglais k-ART pour kinetic Activation-Relaxation Technique) pour suivre l'évolution de la structure atomiques plusieurs secondes après l'irradiation. Ceci permet d'identifier les complexes stables qui engendreront des paires électron-trou. Enfin la quatrième étape consiste à étudier les défauts de la structure cristalline ainsi que leurs propriétés électroniques. Ce protocole a été réalisé par Raine [RJR⁺17] et Jay [JRR⁺17]. Il ne nécessite pas l'utilisation de facteur de dommage pour calculer le courant d'obscurité grâce à la technique k-ART qui modélise les évolutions de la structure atomique. Cet outil a été conçu que très récemment, peu de comparaisons entre leurs modélisations et des données expérimentales sont disponibles. De plus, l'inconvénient de cet outil de prévision est le nombre d'étapes de calcul nécessaire à la prévision du courant d'obscurité.

L'ONERA a développé son propre outil numérique basé sur un algorithme de Monte Carlo pour estimer la dégradation générée pour chaque type d'interaction (coulombien, nucléaire élastique et inélastique) [INU⁺14]. Cette approche numérique modélise les cascades de dommages engendrées par les particules incidentes ou des particules secondaires grâce à une application GEANT4. Les déplacements atomiques engendrés le long du parcours des particules sont comptabilisés. Cette approche est motivée par le parcours des noyaux de recul des interactions nucléaires. Ces interactions produisent des cascades de déplacements susceptibles de quitter le volume de déplétion. Un nombre non négligeable de cascade de déplacements peut également entrer dans le volume de déplétion après avoir été initiés à l'extérieur. Ces modélisations sont réalisées pour chaque pixel pour déterminer le nombre de déplacements atomiques. Le courant d'obscurité est ensuite déterminé en considérant sa proportionnalité avec le nombre de déplacements. Cet outil est longuement décrit dans la partie suivante. Malgré un temps d'exécution plus important que pour les méthodes de prévision analytiques, les comparaisons de Dale [DCM⁺94] entre les méthodes analytiques et basées sur Monte Carlo ont montré l'intérêt et la précision de cette approche dans le cas de l'utilisation de différents angles d'irradiation et de petites géométries.

3.3 Notre méthode de prévision

L'outil principal utilisé durant ces travaux est l'outil de prévision DAAN présenté par Inguibert [INU⁺14]. Cet outil consiste à calculer pour chaque pixel d'une matrice l'augmentation du courant d'obscurité induit par le rayonnement spatial. Il évalue la distribution du courant d'obscurité en modélisant les trois types d'interactions rayonnement-matière présentées dans le chapitre précédent : les interactions coulombiennes, les interactions nucléaires élastiques et inélastiques. Cet outil de prévision se décompose en quatre sous-programmes permettant ainsi la modélisation de tous les aspects de ces interactions (cf. Fig. 3.4). DAAN, le programme principal, regroupe toutes les contributions des diverses sous-parties. Les bibliothèques indépendantes BASIC FUNCTION et SRIM permettent d'obtenir les paramètres des particules incidentes et des particules du matériau cible. De plus, une application GEANT4, ARAMIS, est nécessaire pour simuler les défauts induits par les interactions nucléaires (partie 3.3.1). Les interactions coulombiennes, quant à elles, sont traitées directement dans DAAN (partie 3.3.2). Cette partie décrit les points clés de l'application ARAMIS et du programme DAAN.

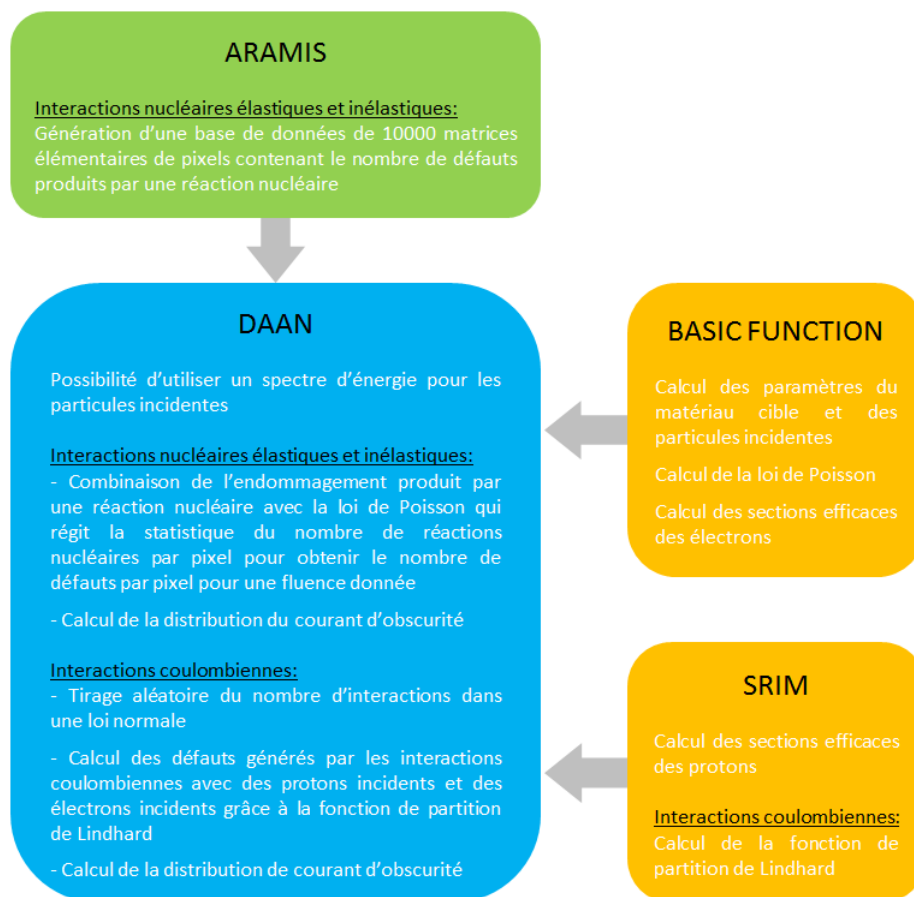


FIGURE 3.4 – Structure de l'outil de prévision de la variation du courant d'obscurité (DCNU) utilisé et amélioré au cours de la thèse.

3.3.1 GEANT4, ARAMIS

Les capteurs d'images sont soumis d'une part à des interactions nucléaires (élastiques et inélastiques) et d'autre part à des interactions coulombiennes. Chaque type d'interaction a été traité dans un code distinct. Les interactions nucléaires produisent des noyaux

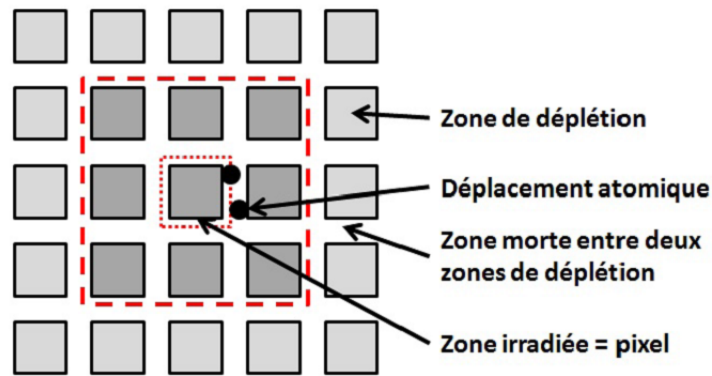


FIGURE 3.5 – Exemple de matrice élémentaire [INM⁺12]

de recul énergétiques ($> MeV$) qui sont capables de traverser plusieurs pixels adjacents, contrairement aux interactions coulombiennes qui produisent principalement des noyaux peu énergétiques qui resteront dans le pixel où ils ont été générés. Pour prendre en compte le fait que ces noyaux de recul peuvent traverser plusieurs pixels, une application GEANT4 modélise le transport des particules en trois dimensions. La quantité de défauts générés dans les pixels, suite à une irradiation est stockée dans un fichier qui est ensuite exploité par le programme DAAN pour évaluer la DCNU. Les particules issues des interactions coulombiennes parcourent une distance plus faible et ne sont pas susceptibles de quitter le pixel. Elles sont traitées directement dans le code DAAN.

GEANT4 (GEometry ANd Tracking) est un outil C++ créé par une collaboration internationale. Il permet de décrire le passage de particules à travers la matière par la méthode de Monte-Carlo. Cet outil est utilisé pour l'étude des radiations dans diverses applications physiques ou biologiques, allant de l'astrophysique à la médecine [GEAb]. La version 9.6 patch 03 de GEANT4 a été choisie pour ces calculs. Des outils alternatifs à GEANT4 existent, notamment FLUKA du CERN, MCNPX de Los Alamos National Laboratory, NOVICE et PHITS. L'application ARAMIS (Analysis Radiation Mechanisms in Image Sensors), permet de constituer une base de données de matrices élémentaires de pixels irradiés. Le nombre de pixels pris en compte dans les modélisations est déterminé en fonction du parcours du noyau de recul le plus énergétique. En l'occurrence, pour le cas d'étude sur le composant JADE (présenté dans la partie 1.2.3), la taille de ces matrices est 5x5 pixels. L'impact d'une particule incidente dans le pixel central de la matrice engendre des réactions nucléaires. Les noyaux de recul produisent le long de leur trajectoire des interactions coulombiennes avec les noyaux de silicium du semi-conducteur et produisent des défauts de déplacements. Ce nombre d'atomes déplacés est enregistré dans une base de données pour chaque pixel de cette matrice élémentaire 5x5. Ces matrices contiennent donc le nombre de déplacements générés par ces réactions dans le pixel visé mais également dans ses plus proches voisins. Sur la figure 3.5, le pixel central est le pixel irradié. Après qu'une réaction nucléaire s'y soit produite, l'application simule la cascade de dommages et calcule le nombre de déplacements générés dans chaque pixel de cette matrice élémentaire. Pour une énergie de protons incidents, 10 000 réactions nucléaires sont simulées par l'application afin d'obtenir une bonne statistique. Le programme DAAN se charge ensuite de traiter ces données.

Outre le débogage du code qui a permis de révéler et de corriger quelques anomalies, la principale modification apportée à l'application ARAMIS durant mes travaux de

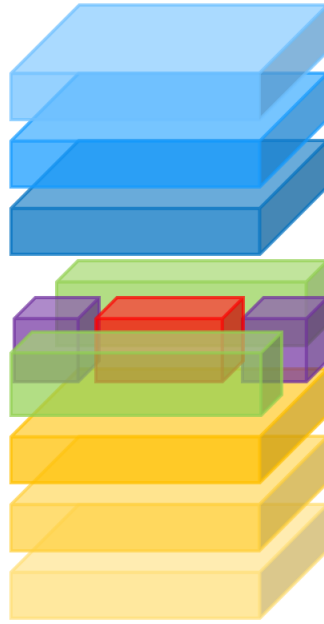


FIGURE 3.6 – Schéma éclaté de la géométrie paramétrique mise en place dans ARAMIS pour représenter un pixel. La zone de déplétion est placée au cœur de la géométrie paramétrique (en rouge). Trois couches supérieures d'épaisseurs et de compositions différentes sont disponibles (en bleu). Il en va de même pour les couches de substrat (en jaune). Enfin, des zones latérales de part et d'autre de la zone de déplétion sont également utilisables (en vert et violet).

thèse, est la création d'une géométrie paramétrique. Auparavant, afin de créer la géométrie du pixel utilisée dans ARAMIS, un fichier GDML (Geometry Description Markup Language)¹ était nécessaire. Ce fichier est soit créé manuellement, soit fourni par l'interface graphique FASTRAD². Afin de simplifier ce processus et de diminuer le temps d'exécution, une géométrie paramétrique de pixel a été élaborée dans notre application GEANT4 (Fig. 3.6). Elle est constituée des principaux éléments caractéristiques des pixels : en rouge la zone sensible du pixel c'est-à-dire le volume de déplétion, en vert et violet les zones adjacentes, en jaune les couches de substrat et en bleu les couches supérieures de passivation. La taille, la composition de ces diverses couches sont modifiables. Ce pixel peut être reproduit afin d'élaborer une matrice dont le nombre d'élément est fixé par l'utilisateur. Désormais, le passage d'une géométrie de pixel à l'autre est facilité dans l'outil de prévision DAAN.

3.3.2 DAAN

DAAN est un programme C++ qui détermine le nombre de déplacements atomiques générés par pixel et la variation de courant d'obscurité associée, en fonction d'un flux de particules incidentes et d'une géométrie de pixel. Le fichier d'entrée composé des paramètres caractéristiques d'un pixel du capteur, permet aisément l'irradiation d'une géométrie par divers flux de particules incidentes au cours d'une même modélisation. Afin de calculer l'augmentation du courant d'obscurité dans la matrice de pixel, chaque pixel sera traité indépendamment des autres. Après la récupération des paramètres des particules incidentes et des atomes cibles (grâce à ARAMIS, BASIC FUNCTION et SRIM

1. Le GDML est un langage spécialisé basé sur XML (eXtensible Markup Language) pour décrire la géométrie de structures grâce à la création, le positionnement et la hiérarchisation de divers volumes [GDM].

2. FASTRAD est un logiciel développé par la société TRAD [Tra].

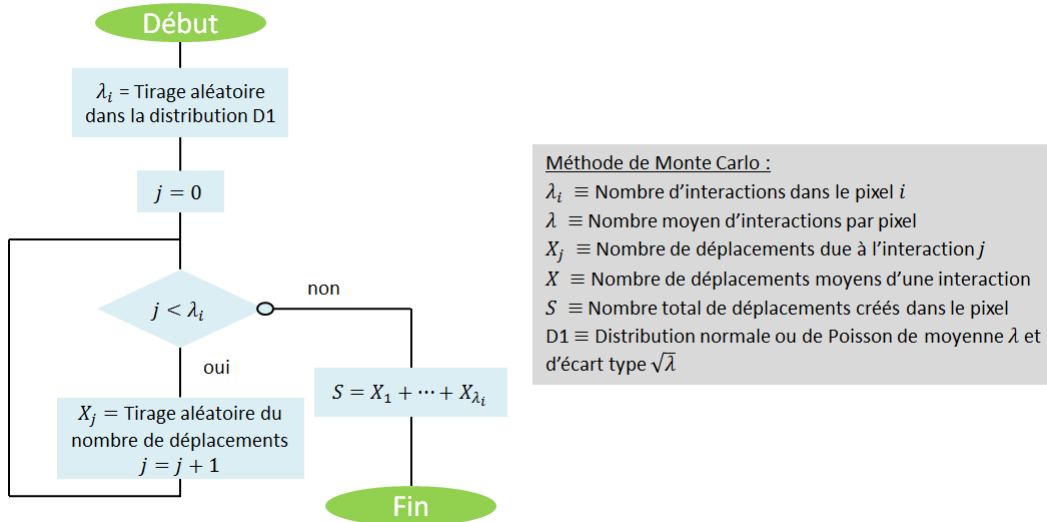


FIGURE 3.7 – Algorithme du traitement de la dégradation d'un type d'interaction pour le pixel i par la méthode de Monte Carlo dans DAAN. Une fois que cet algorithme est répété pour tous les types d'interactions, le nombre total de déplacements atomiques est converti en courant d'obscurité grâce au facteur de Srour.

cf. figure 3.4), le programme modélise les trois types d'interactions (coulombiennes, nucléaires élastiques et inélastiques) qui surviennent entre le rayonnement spatial et la matière. Chaque interaction va produire un PKA d'une énergie donnée qui va engendrer une cascade de dommage générant un nombre donné de déplacements atomiques. La DCNU peut être estimée en définissant aléatoirement³ pour chaque pixel i le nombre d'interactions λ_i , puis en évaluant le nombre de déplacements atomiques généré par chaque interaction et enfin en le convertissant en courant d'obscurité. Cette méthode nécessite la connaissance de la section efficace différentielle et totale des trois interactions (coulombienne, nucléaire élastique et inélastique). La figure 3.7 présente le calcul de la dégradation pour un type d'interaction se produisant dans le pixel i .

Dans un premier temps, il est donc nécessaire de déterminer, pour chaque type, le nombre d'interactions se produisant dans un pixel. La loi statistique qui prévaut lors d'une expérience de comptage de ce type est la loi de Poisson :

$$P(N) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^N}{N!} \quad (3.20)$$

$P(N)$ représente la probabilité d'obtenir N interactions dans un pixel et le paramètre λ , qui est la moyenne de la distribution de probabilité, est calculé de la sorte :

$$\lambda = \sigma_{eff} \Phi_{tot} \eta V_{pixel} R \quad (3.21)$$

avec σ_{eff} la section efficace d'interaction totale (cm^2), Φ_{tot} la fluence des particules incidentes ($particules.cm^{-2}$), η la densité atomique du matériau cible ($atomes.cm^{-3}$), V_{pixel} le volume du pixel étudié (cm^3) et R la proportion des interactions produites dans les pixels qui mènent à une dégradation de la région de déplétion. Lorsque le paramètre

3. Les tirages aléatoires dans DAAN sont réalisés grâce aux nouveaux générateurs de nombres aléatoires issus de la norme C++ 11, notamment *poisson_distribution*, *normal_distribution* et *gamma_distribution*, présents dans la classe *random*.

Chaque pixel est impacté par un nombre de réactions nucléaires qui dépend de l'énergie et de la fluence des protons incidents.

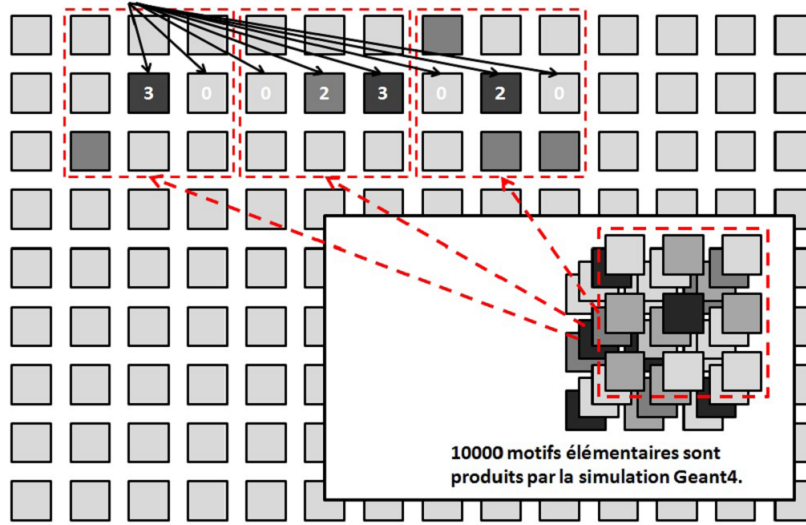


FIGURE 3.8 – Utilisation des matrices élémentaires par le programme Daan [INM⁺12].

λ de la loi de Poisson devient grand, cette loi converge vers une loi normale :

$$P(N; \lambda, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{N-\lambda}{\sigma} \right)^2} \quad (3.22)$$

avec σ l'écart type ($\sigma = \sqrt{\lambda}$) de la loi de probabilité. Selon nos simulations, afin de garder le plus de précision possible sur la détermination du nombre d'interactions par pixel, le passage d'une loi de Poisson vers une loi normale sera réalisé pour un λ supérieur à 20.

Dans un second temps, le nombre de déplacements atomiques engendrés par une interaction est déterminé. En fonction du type d'interaction, le calcul du nombre de déplacements atomiques engendrés diffère. Dans le cas d'interactions nucléaires, un tirage aléatoire sera effectué dans les bases de données de matrices élémentaires créées par ARAMIS pour chaque interaction créée. La figure 3.8 illustre l'utilisation de la base de données par DAAN. Dans un pixel donné, la dégradation associée à une interaction sera aléatoirement sélectionnée dans la base de données créée par ARAMIS. Cette méthode permet la prise en compte des effets de bords. En revanche, dans le cas d'interactions coulombiennes, le traitement est différent puisqu'elles produisent majoritairement des noyaux de recul faiblement énergétiques ($\sim keV$) qui ont des parcours plus courts que les dimensions actuelles des pixels. L'énergie de recul du noyau est tirée aléatoirement pour chaque interaction grâce à la section efficace d'interaction coulombienne ZBL (Ziegler, Biersack, Littmark) [ZBL85] qui prend en compte l'effet d'écrantage électrostatique. Après les estimations de l'énergie de recul des PKA, en considérant que les PKA restent dans le pixel impacté, le nombre de déplacements atomiques est déterminé grâce notamment à la fonction de partition de Lindhard (cf. partie 2.3.2) [LNST63]. Dans chaque pixel, nous sommes le nombre de déplacements atomiques engendrés quel que soit l'interaction générant le déplacement.

Pour finir, le courant d'obscurité est déterminé en considérant son lien de proportionnalité direct avec le nombre de déplacements atomiques déterminé pour chaque pixel de la matrice grâce à l'utilisation du facteur de dommage universel (UDF), K_{dark} , défini par Srour [Sro00] (cf. partie 3.2.1). Un facteur correctif a été appliqué au paramètre de Srour

pour prendre en compte sa dépendance thermique. Pour une température T_1 , ce facteur correctif s'élève à :

$$F_{corr} = \frac{K_{dark}(T_1)}{K_{dark}(300)} = \exp\left(-\frac{E_A}{k_B}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{300}\right)\right) \quad (3.23)$$

avec $K_{dark}(300) = 1,9.10^5 \text{ porteurs.g.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}.\text{MeV}^{-1}$ et l'énergie d'activation $E_A = 0,62 \text{ eV}$. Un second facteur correctif a été appliqué pour considérer la recombinaison des défauts dans le temps grâce à la figure 3.3.

3.3.3 Comparaison du modèle avec des données expérimentales

Cet outil numérique a été validé en le comparant avec des données expérimentales d'irradiation sur deux capteurs dont les caractéristiques sont décrites dans la partie 1.2.3 : JADE et SAPPHIRE. Ces capteurs ont été soumis à divers flux de particules irradiants (cf. tableaux 3.1 et 3.2). Les figures 3.9 et 3.10 montrent un exemple de simulation pour chaque capteur d'images. Les histogrammes ont été tracés en échelle logarithmique afin de bien visualiser les pixels chauds constituant la queue de la distribution. Les mesures expérimentales ont été réalisées un mois après l'irradiation des capteurs, le temps que la dégradation se stabilise.

Énergie (MeV)	Fluence ($p + / \text{cm}^2$)	Temps de calcul (s)
30	$4,23.10^{10}$	6553
30	$1,35.10^{11}$	20067
60	$7,28.10^{10}$	5530
60	$2,33.10^{11}$	16885
120	$1,20.10^{11}$	4812
120	$3,88.10^{11}$	15000
185	$1,66.10^{11}$	4441
185	$5,31.10^{11}$	13630

TABLEAU 3.1 – Liste des flux de protons (E, Φ) pour lesquels l'outil DAAN a été validé sur le composant JADE.

Énergie (MeV)	Fluence ($p + / \text{cm}^2$)	Temps de calcul (s)
6,5	$3,89.10^9$	1092
72,8	$2,53.10^{10}$	1093
200	$5,16.10^{10}$	822

TABLEAU 3.2 – Liste des flux de protons (E, Φ) pour lesquels l'outil DAAN a été validé sur le composant SAPPHIRE.

L'outil numérique prédit une forme de distribution proche de la dégradation observée dans les capteurs. Néanmoins, non seulement il sous-estime le nombre de pixels chauds mais il sous-estime également le courant d'obscurité dans ces pixels chauds. La dispersion de la queue de distribution expérimentale est bien plus large que celle de la distribution simulée. De plus, cette méthode de prévision est coûteuse en temps de calcul. De nombreux tirages aléatoires sont nécessaires à son fonctionnement. En effet, cette méthode nécessite par pixel un tirage aléatoire pour déterminer le nombre d'interactions

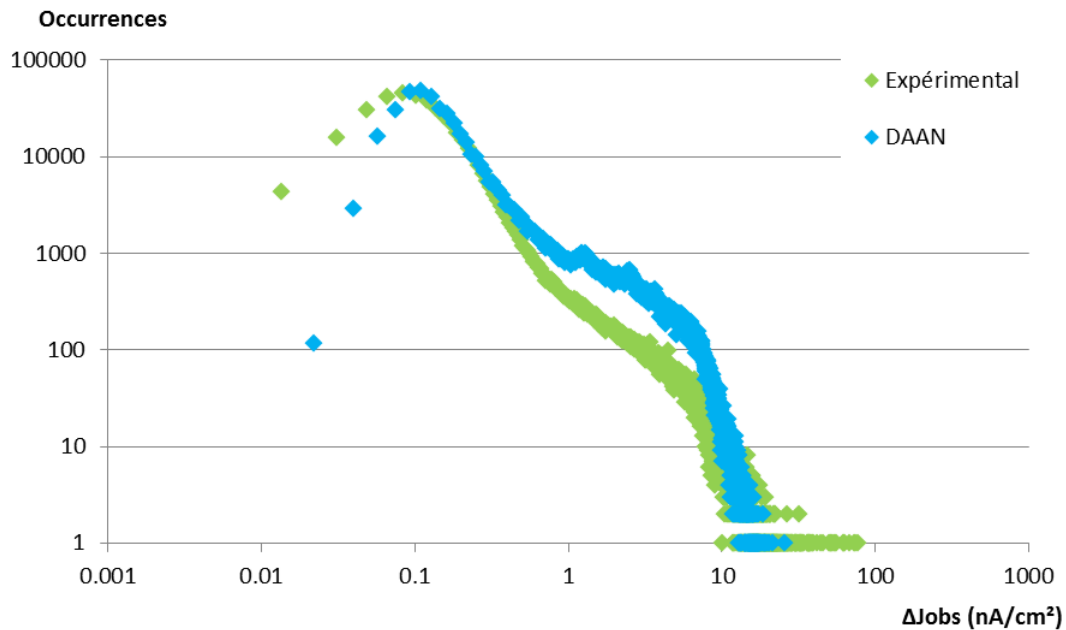


FIGURE 3.9 – Histogramme de courant d’obscurité du composant JADE irradié par un flux de protons (185MeV , $1,66 \cdot 10^{11} p + / \text{cm}^2$) à 296 K . La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018\text{nA/cm}^2$.

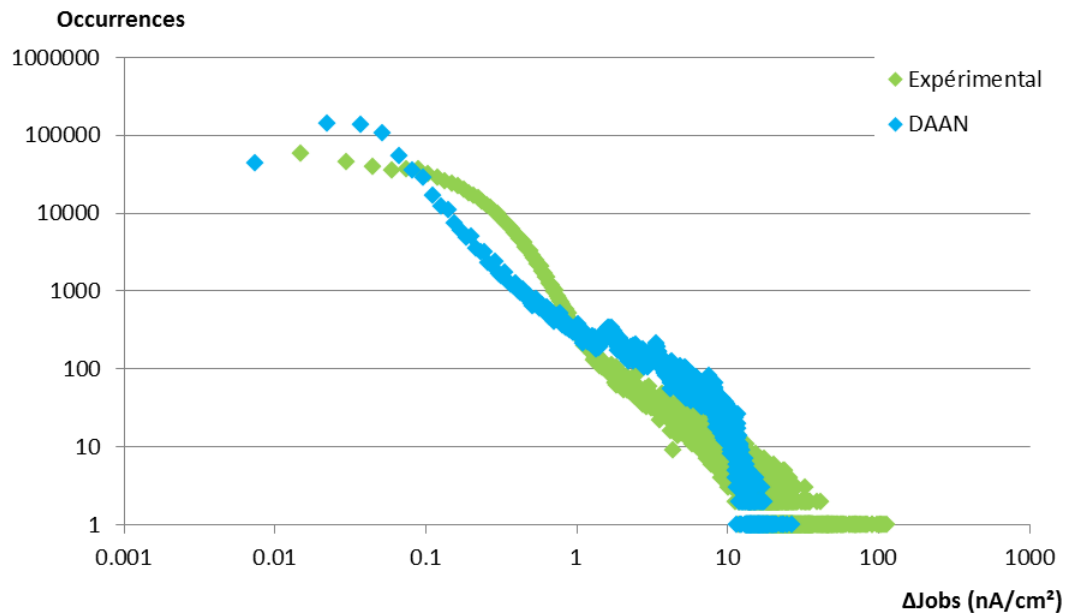


FIGURE 3.10 – Histogramme de courant d’obscurité du composant SAPHIRE irradié par un flux de protons (200MeV , $5,16 \cdot 10^{10} p + / \text{cm}^2$) à 300 K . La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,015\text{nA/cm}^2$.

λ_i et ensuite λ_i tirages aléatoires pour calculer la dégradation générée par ces λ_i interactions. Or λ dépend de la fluence ou encore du volume du pixel. En augmentant ces paramètres, le temps de simulation augmente. Les tableaux 3.1 et 3.2 montrent que certaines simulations durent d'ores et déjà plus de 5h30. Cet aspect de l'outil de prévision peut donc être problématique pour certains capteurs dont les volumes et les nombres de pixels sont supérieurs aux capteurs JADE et SAPPHIRE ou dans le cas de simulations de spectre de particules incidentes.

3.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a défini le courant d'obscurité, courant parasite des capteurs d'images entravant leur bon fonctionnement. Il se compose d'un courant de génération issu du volume de déplétion et d'un courant de diffusion issu des zones quasi neutres du pixel. Ce courant d'obscurité est particulièrement sensible aux variations de températures. D'autres dépendances seront par la suite explorées dans ce manuscrit comme l'effet du champ électrique. De plus, ce chapitre a présenté l'ensemble des méthodes de prévision du courant d'obscurité. Deux types de méthodes existent : les méthodes analytiques et les méthodes numériques. Dans ces travaux de thèse, une méthode numérique développée au sein de l'ONERA sera utilisée. Bien qu'elle prédise correctement la variation du courant d'obscurité, cette méthode de prévision est coûteuse en temps de calcul. Elle requiert de nombreux tirages aléatoires dans différentes distributions. Cette méthode peut être trop lourde à utiliser quand le nombre d'interactions devient trop grand. En contrepartie, c'est en théorie la méthode la plus précise.

Dans le chapitre suivant, nous allons palier une des limites de l'outil numérique DAAN qui est la prévision du courant d'obscurité pour des cas d'études extrêmes par exemple pour de fortes fluences et/ou pour de grands volumes de déplétion. Nous verrons que des simplifications statistiques basées sur les travaux de Dale [DMB⁺89] et Marshall [MDB90] sont possibles. La pertinence des approches simplifiées sera examinée. Ces simplifications et la méthode originale de Monte Carlo seront comparées aux données expérimentales.

Chapitre 4

Modification de l'outil numérique DAAN pour les cas d'utilisations extrêmes

Sommaire

4.1	Élaboration de nouvelles méthodes de calcul pour les cas extrêmes de modélisations	70
4.1.1	Méthode simplifiée 1	72
4.1.2	Méthode simplifiée 2	73
4.2	Études comparatives des méthodes de prévision	73
4.2.1	Forte fluence	75
4.2.2	Fluence intermédiaire	77
4.2.3	Faible fluence	80
4.3	Conclusion du chapitre	84

Le chapitre précédent a présenté le courant d’obscurité et notre outil numérique de prévision DAAN. Il calcule la variation du courant d’obscurité grâce à une méthode de Monte Carlo et à la modélisation des interactions rayonnement-matières. Ces travaux de thèse ont permis l’amélioration et l’ajout de certaines fonctionnalités dans le code DAAN. La structure du code a été repensée pour permettre son évolution ultérieure. La restructuration des classes du code a représenté une part importante de travail. L’implémentation de spectres d’énergies était également nécessaire pour permettre la simulation fidèle de cas concrets d’irradiation de composants présents sur des systèmes embarqués actuellement en orbite. Ce genre de simulations de cas réels requiert de nombreux tirages aléatoires pour calculer notamment le nombre d’interactions (coulombiennes, nucléaires élastiques et inélastiques) se produisant dans chaque pixel ainsi que les déplacements atomiques engendrés. La multiplication des tirages aléatoires est très coûteuse en temps de calcul dans l’algorithme de DAAN. Or pour des forts flux de particules ou bien pour des grands volumes de déplétion, le temps de calcul de DAAN peut atteindre plusieurs heures voire plusieurs jours. Une parallélisation de l’outil numérique est certes envisageable. Cependant, l’état de l’art a montré que des simplifications statistiques sont possibles. Ces simplifications sont d’ailleurs utilisées dans des méthodes analytiques présentées précédemment [DMB⁺89], [MDB90], [Rob00], [GBD⁺02].

Ce chapitre présente la mise en œuvre des méthodes de simplifications statistiques basées sur le théorème central limite dans l’outil DAAN. Cela permet non seulement d’accélérer considérablement le calcul dans certains cas de fluence élevée mais également de vérifier la validité de notre code en comparant sa convergence avec les méthodes simplifiées basées sur le théorème central limite qui s’applique aux hautes fluences. Des comparaisons entre les méthodes de prévision et des données expérimentales sont également présentées.

4.1 Élaboration de nouvelles méthodes de calcul pour les cas extrêmes de modélisations

Dans certains cas d’études, la méthode de Monte Carlo nécessite plusieurs heures de calcul. Elle présente le désavantage d’effectuer de nombreux tirages aléatoires dans des distributions différentes. En effet, cette méthode a besoin pour chaque pixel d’un tirage aléatoire pour déterminer le nombre d’interactions dans le pixel i , λ_i , et ensuite λ_i tirages aléatoires pour calculer la dégradation générée par ces λ_i interactions (méthode de Monte Carlo, figure 4.1). Lorsque le nombre d’interactions λ_i est trop élevé, cette méthode est extrêmement coûteuse en temps de calcul. Une simplification est possible avec l’utilisation du théorème central limite. Comme l’ont démontré Dale [DMB⁺89], Marshall [MDB90], Robbins [Rob00] ou encore Germanicus [GBD⁺02] pour certains cas d’études (larges fluences ou grand volume de déplétion, ce qui a pour conséquence d’obtenir un grand nombre d’interactions, $\lambda \approx 10^2$), la dégradation des pixels tend vers une Gaussienne dont la moyenne est proportionnelle au NIEL. Deux méthodes approximant la méthode Monte Carlo sont présentées dans ce chapitre. Une première méthode permet de réduire le nombre de tirages aléatoires à deux par pixel en calculant la dégradation moyenne produite par les interactions (Méthode 1, figure 4.1). Une seconde permet de réduire encore le nombre de tirage aléatoire à un seul par pixel (Méthode 2, figure 4.1).

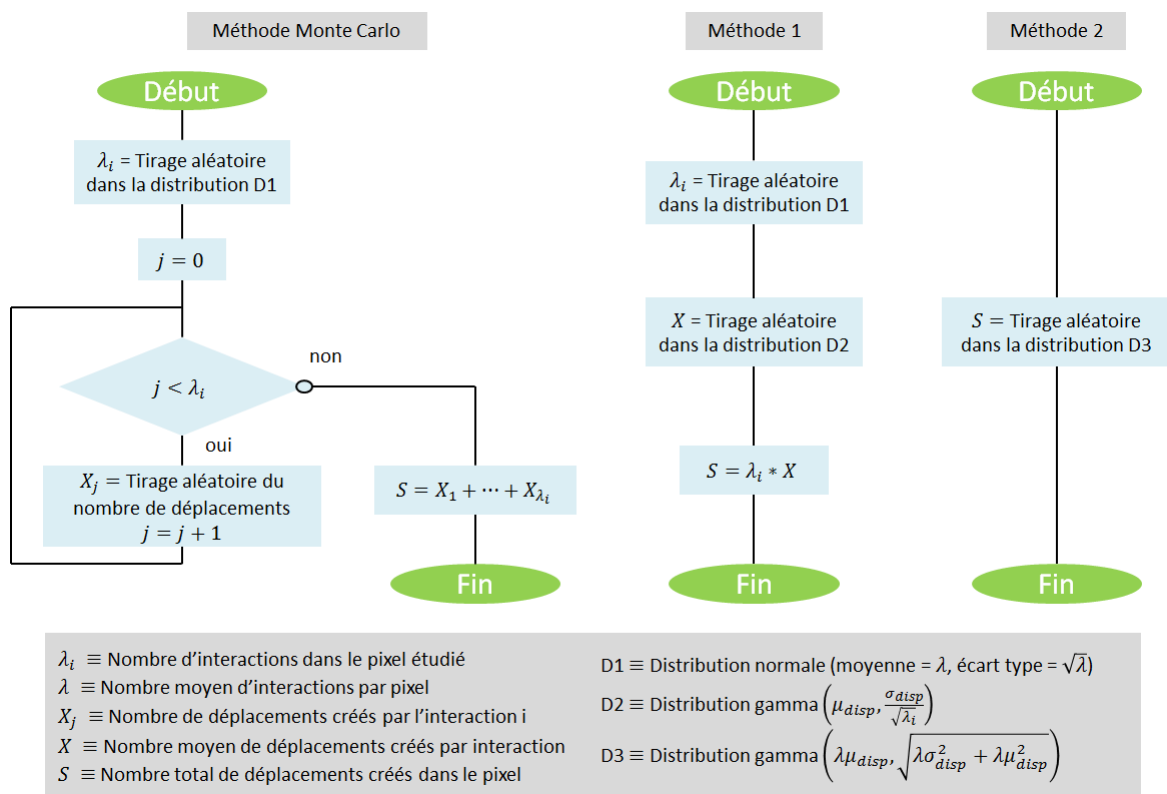


FIGURE 4.1 – Algorithmes de la méthode de Monte Carlo et des deux méthodes d’approximation proposées. Ces algorithmes calculent le nombre de déplacements atomiques par un type d’interaction dans le pixel i . Une fois que cet algorithme est répété pour tous les types d’interactions, le nombre total de déplacements atomiques est converti en courant d’obscurité grâce au facteur de Srouer.

4.1.1 Méthode simplifiée 1

Quand la fluence incidente augmente ou dans un grand volume de déplétion, le nombre d'interactions par pixel λ peut atteindre un niveau pour lequel des simplifications statistiques peuvent être appliquées. Dans ce cas, pour chaque pixel, selon le théorème central limite et indépendamment de la forme de la PDF individuelle¹, la distribution de dommage dans la matrice de pixels tend à être normalement distribuée autour de la moyenne $\lambda\mu_{disp}$ et ayant un écart type $\sqrt{\lambda}\sigma_{disp}$. Mais en réalité, λ est distribué selon une loi normale D1 (limite de la loi de Poisson pour un grand λ vue dans le chapitre précédent). La distribution de dommage finale est donc la combinaison de cette distribution normale (D1) avec les distributions de la PDF du nombre de déplacements atomiques générés par λ_i interactions qui peuvent être approximées dans ce cas par une distribution gamma² (D2). Souvent une distribution gamma est préférée pour D2 plutôt qu'une distribution normale parce que sa forme asymétrique décrit plus fidèlement l'allure générale de la DCNU [DMB⁺89], [MDB90], [Rob00]. En effet, la DCNU engendrée par les interactions coulombiennes a une forme asymétrique si prononcée qu'elle tend très lentement vers une distribution normale symétrique. Dans les modélisations de la partie 4.2, les méthodes simplifiées seront utilisées avec dans un premier temps une distribution gamma pour D2 mais également dans un second temps avec une distribution normale pour D2 afin de confirmer cette hypothèse.

Pour résumer, la méthode 1 consiste à tirer aléatoirement pour chaque pixel et chaque type d'interaction le nombre d'interactions λ_i dans la distribution normale D1 définie par sa moyenne λ et son écart type $\sqrt{\lambda}$ (figure 4.1). Ensuite, la dégradation moyenne par interaction est aléatoirement tirée dans la distribution gamma D2 définie par sa moyenne μ_{disp} et son écart type $\frac{\sigma_{disp}}{\sqrt{\lambda_i}}$ selon le théorème central limite. Enfin, le nombre total de déplacements créés dans le pixel i , S est obtenu en multipliant le nombre d'interactions λ_i avec le nombre moyen de déplacements créés par interaction X . Cette première étape de simplification est analogue aux approches analytiques proposées par Marshall [MDB90] et Robbins [Rob00] sur la base d'un calcul de convolution. Selon cette simplification, le nombre nécessaire de tirages aléatoires est alors réduit à deux par pixel pour déterminer sa dégradation.

En fonction du type d'interaction, la moyenne et l'écart type de la PDF individuelle sont déterminés différemment. Pour les interactions coulombiennes, le premier et le second moment de la PDF individuelle (μ_{disp} , σ_{disp}) sont proportionnels respectivement à l'énergie moyenne déposée E_{dep} pour créer des déplacements atomiques et à son écart type. Ces données ont été obtenues grâce au code NEMO [IG05]. Ensuite, le nombre de déplacements atomiques est simplement déduit à l'aide de l'énergie seuil de déplacement T_d et de données géométriques du capteur (cf. équations 4.1 et 4.2). Pour les interactions nucléaires élastiques et inélastiques, ces moments sont estimés grâce à la moyenne ($\langle BDG4 \rangle$) et l'écart type (σ_{BDG4}) de la base de données créée par l'application GEANT4,

1. Nous avons défini dans le chapitre précédent l'appellation "PDF individuelle". Il s'agit de la fonction de densité de probabilité (PDF) du nombre de déplacements atomiques générés par une unique interaction. Cette distribution a une moyenne μ_{disp} et un écart type σ_{disp} (cf. partie 3.2.2).

2. Pour rappel, une loi gamma s'écrit : $f(x; \alpha, \beta) = \frac{1}{\beta^\alpha \Gamma(\alpha)} x^{\alpha-1} e^{-\frac{x}{\beta}}$ avec $\alpha = \frac{\mu^2}{\sigma^2}$ et $\beta = \frac{\sigma^2}{\mu}$. En augmentant les paramètres α et β , la loi gamma tend vers la loi normale.

ARAMIS présentée dans le chapitre 3 (cf. équations 4.3 et 4.4).

$$\mu_{disp} = \frac{E_{dep}}{\eta\sigma_{eff}} \frac{\rho}{2T_d} \quad (4.1)$$

$$\sigma_{disp} = \frac{\sigma_{E_{dep}}}{\eta\sigma_{eff}} \frac{\rho}{2T_d} \quad (4.2)$$

$$\mu_{disp} = \langle \text{BDG4} \rangle \quad (4.3)$$

$$\sigma_{disp} = \sigma_{\text{BDG4}} \quad (4.4)$$

où ρ est la densité volumique du matériau cible (g/cm^3), η la densité atomique du matériau cible ($atom/cm^3$), σ_{eff} la section efficace d'interaction (cm^2) et T_d l'énergie seuil de déplacement (eV).

4.1.2 Méthode simplifiée 2

Les simplifications statistiques peuvent être poussées un peu plus loin. La méthode 1 réalise deux tirages aléatoires par pixel dans deux distributions différentes : le premier tirage pour le nombre d'interactions du pixel i dans la distribution D1 (λ_i) et le second pour la dégradation associée des interactions dans la distribution D2 (X). Il est possible de combiner les distributions D1 et D2 pour trouver une expression analytique de la distribution de dommage final D3 (figure 4.1, Méthode 2). Comme mentionné plus tôt, selon le théorème central limite, la distribution de dommage de la matrice de pixels tendrait vers une distribution normale autour la moyenne $\lambda\mu_{disp}$ et avec un écart type de $\sqrt{\lambda}\sigma_{disp}$. Mais à cause de la variation de λ , la combinaison de D1 et de D2 n'est pas si simple.

Il est possible de démontrer que le niveau de dommage final S converge en réalité vers une distribution normale D3 de moyenne $\lambda\mu_{disp}$ et d'écart type $\sqrt{\lambda\sigma_{disp}^2 + \lambda\mu_{disp}^2}$. Cette seconde méthode simplifiée est démontrée dans l'annexe B. Les paramètres utilisés pour la distribution D3 dans cette seconde étape de simplification sont également démontrés par Germanicus [GBD⁺02]. Pour les mêmes raisons que la distribution D2 de la méthode 1, une distribution gamma peut être considérée pour D3. Un tirage aléatoire dans la distribution normale D3 nous indiquera le nombre de déplacements engendrés dans un pixel par des interactions coulombiennes ou nucléaires. L'annexe C fait la démonstration de l'équivalence des deux méthodes simplifiées. Les trois méthodes de prévision de l'outil DAAN (méthode de Monte Carlo, méthode 1 et 2) vont maintenant être comparées dans la prochaine section.

4.2 Études comparatives des méthodes de prévision

Selon le théorème central limite, les simplifications statistiques mises en place dans les méthodes 1 et 2 (figure 4.1) sont valides pour un nombre moyen d'interactions par pixel λ grand (de l'ordre de 10^2). Par ailleurs, Dale [DMB⁺89], Marshall [MDB90], Robbins [Rob00], Germanicus [GBD⁺02] ont utilisé et démontré ces simplifications dans des cas d'études où λ tend en moyenne vers 10^3 interactions par pixel, tout type d'interaction confondu. Cependant, le nombre d'interactions par pixels est très différent d'un type d'interaction à l'autre. Un écart de deux décades généralement existe entre le nombre d'interactions coulombiennes et le nombre d'interactions nucléaires produites dans un pixel. La section efficace de l'interaction coulombienne est de plusieurs milliers de barns. En

Energy (MeV)	Fluence ($p + /cm^2$)	$\lambda_{in\acute{e}lastique}$	$\lambda_{\acute{e}lastique}$	$\lambda_{coulombien}$
30	$4.23 * 10^8 \rightarrow 4.23 * 10^{12}$	0.00142 -> 14.2	0.000734 -> 7.34	0.551 -> 5510
60	$7.28 * 10^8 \rightarrow 7.28 * 10^{12}$	0.00197 -> 19.7	0.00128 -> 12.8	0.482 -> 4820
120	$1.20 * 10^9 \rightarrow 1.20 * 10^{13}$	0.00292 -> 29.2	0.00117 -> 11.7	0.408 -> 4080
185	$1.66 * 10^9 \rightarrow 1.66 * 10^{13}$	0.00406 -> 40.6	0.000898 -> 8.98	0.376 -> 3760

TABLEAU 4.1 – Caractéristiques des modélisations réalisées dans cette étude sur le composant JADE. Pour une énergie, la fluence, le nombre moyen d’interactions nucléaires (inélastiques et élastiques) et le nombre moyen d’interactions coulombiennes par pixel sont présentés.

revanche, les interactions nucléaires élastiques et inélastiques ont des sections efficaces de quelques barns qui conduisent en général à un faible nombre d’interactions par pixel. Dans l’espace, à cause de la présence de matériaux de blindages, les capteurs peuvent rencontrer des niveaux de fluence plus faible que ceux rencontrés à la surface du satellite. Une fluence typique de $\sim 10^{10} p + /cm^2$ produit seulement quelques dizaines d’interactions coulombiennes par pixel et moins d’une interaction inélastique par pixel. Le théorème central limite est donc applicable en général pour les interactions coulombiennes. En revanche, ceci est plus discutable pour les interactions nucléaires qui ont des probabilités d’interaction plus faible. Dans ces cas-là, la pertinence des approches simplifiées doit être examinée.

Nous avons donc réalisé une étude comparant les diverses méthodes de prévision de la variation du courant d’obscurité sur une large gamme de λ . L’intérêt de cette étude est d’évaluer les conditions pour lesquelles les hypothèses simplificatrices sont applicables i.e. quand le nombre d’interactions par pixel est suffisamment grand pour passer d’une méthode de calcul à l’autre. Pour cela, ces trois méthodes de prévision de l’outil DAAN ont calculé la variation du courant en considérant la topologie du composant JADE (cf. partie 1.2.3) sur une large gamme de $\lambda[0, 1 - 5000]$. Nous possédons des données expérimentales d’irradiations sur le composant JADE pour quatre flux de particules différents : (30MeV, $4,23 * 10^{10} p + /cm^2$), (60MeV, $7,28 * 10^{10} p + /cm^2$), (120MeV, $1,20 * 10^{11} p + /cm^2$), et (185MeV, $1,66 * 10^{11} p + /cm^2$). Puisqu’un seul composant a été utilisé pour simuler la DCNU sur cette étude, c’est la variation de la fluence qui permet de balayer une gamme de λ aussi large³. Plus précisément, nous avons utilisé quatre énergies et cinq fluences par énergie présentées dans le tableau 4.1. De plus, ce tableau montre les écarts du nombre moyen d’interactions par pixel selon leur type, écarts comme nous l’avons dit plus tôt expliqués par les sections efficaces d’interactions. Les sections efficaces des interactions coulombiennes sont plus larges de plusieurs ordres de grandeurs que les sections efficaces des interactions nucléaires (élastiques et inélastiques), par conséquent pour une même fluence, le nombre moyen d’interaction coulombienne par pixel ($\lambda_{coulombien}$) dépasse de plusieurs décades les nombres moyens d’interactions nucléaires ($\lambda_{\acute{e}lastique}$ et $\lambda_{in\acute{e}lastique}$).

Hormis, la détermination du domaine d’application des méthodes de prévision, ces simulations nous ont permis d’étudier l’intérêt des distributions gammas par rapport aux distributions normales. En effet, les distributions D2 et D3 ont été modélisées avec des distributions normales et gammas. Par ailleurs, seules les DCNU générées par des pro-

3. Pour rappel, l’expression de λ s’écrit : $\lambda = \sigma_{eff} \Phi_{tot} \eta V_{pixel} R$ (cf. partie 3.3.2)

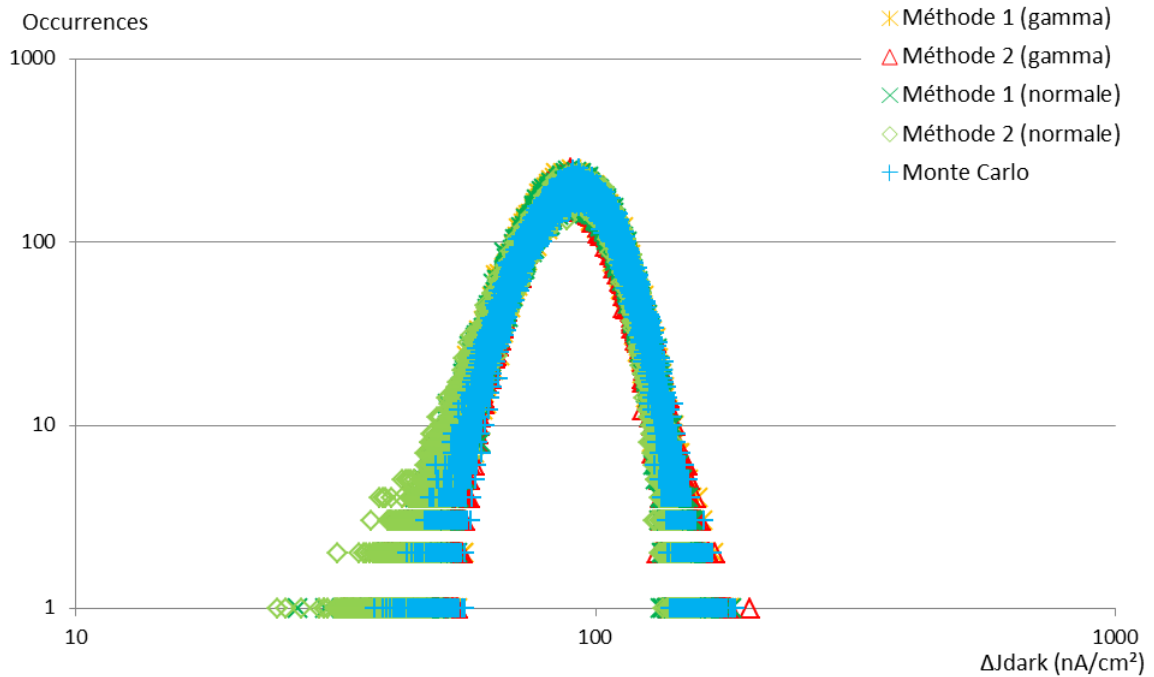


FIGURE 4.2 – Variation du courant d’obscurité totale engendrée par un flux de protons (60MeV , $7,28e12p+/cm^2$) calculée par les diverses méthodes de prévision présentées. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018nA/cm^2$.

tons de 60MeV sont présentées. En effet, la tendance est identique pour les autres énergies d’irradiation. De même, nous présentons uniquement le courant d’obscurité généré par les interactions coulombiennes et les interactions nucléaires inélastiques puisque le cas des interactions nucléaires élastiques est assez similaire à la dégradation causée par les interactions nucléaires inélastiques (cf. tableau 4.1). Enfin, toutes ces méthodes de prévision présentent des temps d’exécution très différents. Les méthodes simplifiées 1 et 2 calculent la DCNU d’un capteur d’image de 500000 pixels en moins d’une dizaine de minutes peu importe la fluence utilisée. En revanche, l’approche Monte Carlo nécessite plusieurs heures de calcul et même plusieurs jours pour les configurations les plus critiques (i.e. forte fluence ou grande géométrie).

Les différentes modélisations réalisées dans cette étude sont présentées selon trois groupes : les fortes fluences générant en moyenne des milliers d’interactions par pixel tout type d’interaction confondu, les fluences intermédiaires générant en moyenne entre 1 et 1000 interactions par pixel et les faibles fluences générant en moyenne moins d’une interaction par pixel.

4.2.1 Forte fluence

Pour les plus fortes fluences considérées dans cette étude (60MeV , $7,28e12p+/cm^2$, $\lambda_{inélastique} = 19,7$, $\lambda_{coulombien} = 4820$), les trois méthodes de prévision donnent la même DCNU (cf. figure 4.2). Nous avons considéré ces fortes fluences afin de travailler avec un nombre moyen d’interactions par pixel (λ) proche de ceux utilisés dans la littérature avec des méthodes analytiques.

Comme le montre la figure 4.2, à ce niveau de fluence, la DCNU converge vers une

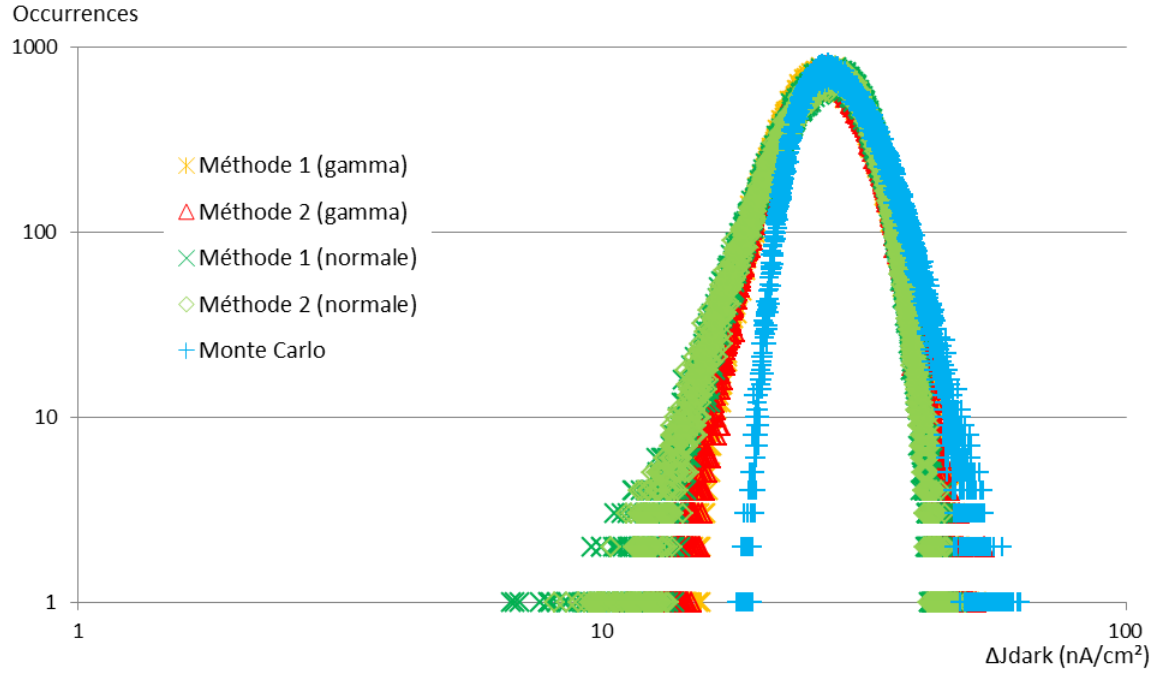


FIGURE 4.3 – Variation du courant d’obscurité générée par les interactions coulombiennes entre un flux de protons (60MeV , $7,28e12p + /\text{cm}^2$, $\lambda_{\text{coulombien}} = 4820$) et les atomes du composant calculée par les trois méthodes de prévision présentées. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018\text{nA}/\text{cm}^2$.

distribution gaussienne. Les méthodes 1 et 2 donnent des résultats relativement proches l’une de l’autre. Cette figure montre également que l’utilisation d’une distribution normale au lieu d’une distribution gamma pour les deux méthodes simplifiées donne, à un faible niveau de dégradation, des résultats moins proches de la prévision Monte Carlo que ceux obtenus avec une distribution gamma. Ce phénomène peut être observé plus en détail sur les DCNU engendrées par les interactions coulombiennes et nucléaires (figures 4.3 et 4.4). La dispersion observée des données est relativement importante pour les interactions nucléaires ($\Delta J_{\text{dark}} < 3\text{nA}/\text{cm}^2$). En effet, la valeur de λ n’est pas suffisamment grande pour converger complètement vers la distribution normale démontrée par le théorème central limite.

D’ailleurs, malgré le faible nombre moyen d’interactions inélastiques par pixel ($\lambda_{\text{inélastique}} = 19.7$ à 60MeV , $7,28e12p + /\text{cm}^2$), leur distribution de dégradation tend étonnamment vers une gaussienne. Ceci peut s’expliquer par la PDF individuelle. En effet, la vitesse de convergence vers une distribution gaussienne dépend de la forme de la PDF individuelle. Celle-ci est différente pour chaque type d’interactions. L’inégalité de Berry Esseen peut démontrer la différence de vitesse de convergence [BK02]. Elle permet de quantifier l’écart entre la distribution de dégradation finale S et une distribution normale :

$$\sup_x \left| \mathbb{P} \left(\frac{S - \lambda \mu_{\text{disp}}}{\sqrt{\lambda(\sigma_{\text{disp}}^2 + \mu_{\text{disp}}^2)}} < x \right) - \xi(x) \right| \leq \frac{CL_1^3}{\sqrt{\lambda}} \quad (4.5)$$

$$L_1^3 = \frac{\mathbb{E}|X_1|^3}{(\mu_{\text{disp}}^2 + \sigma_{\text{disp}}^2)^{3/2}} \quad (4.6)$$

Où $\xi(x)$ est la fonction de distribution cumulative d’une variable aléatoire normale, C une

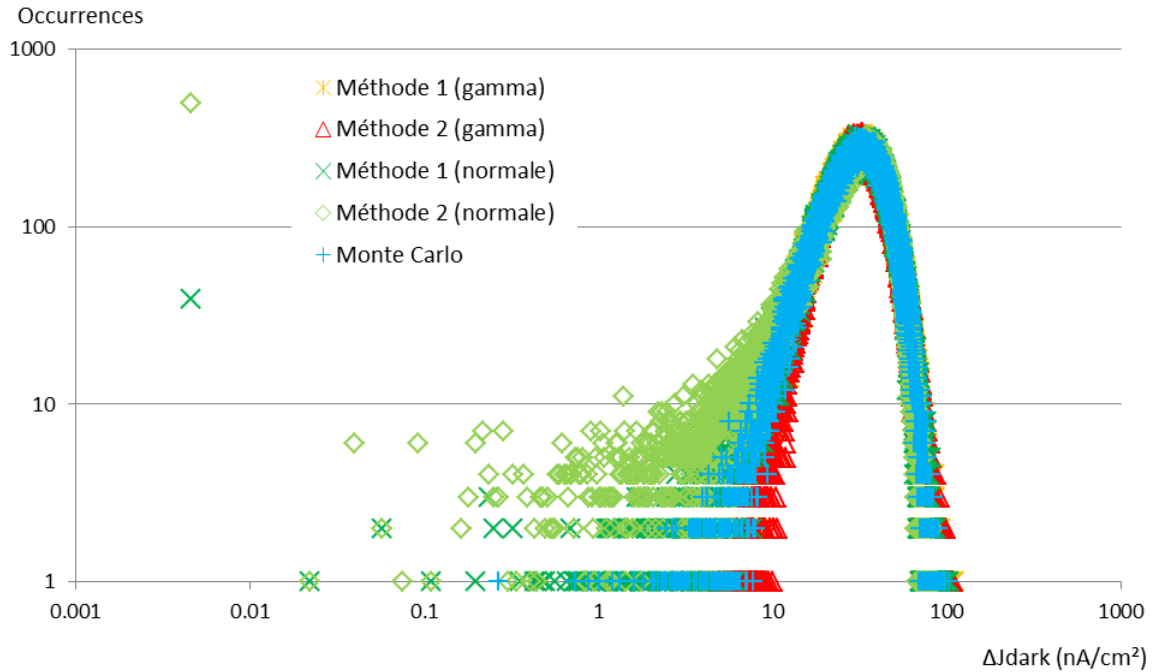


FIGURE 4.4 – Variation du courant d’obscurité générée par les interactions nucléaires inélastiques entre un flux de protons (60MeV , $7,28e12p+/cm^2$, $\lambda_{inélastique} = 19,7$) et les atomes du composant calculée par les trois méthodes de prévision présentées. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018nA/cm^2$.

constante (ici égale à $0,7655$ selon [BK02]) et $\mathbb{E}[|X_1|^3]$ le moment du troisième ordre. Le terme de droite de l’inégalité est une borne supérieure de l’écart entre la distribution modélisée et la distribution gaussienne. Les différentes vitesses de convergence seront évaluées en calculant $\frac{CL_1^3}{\sqrt{\lambda}}$ pour différents λ . Si ce terme est égal à 0 , alors la distribution modélisée S est une distribution gaussienne. Plus ce terme tend vers 0 , plus la distribution tend vers une distribution gaussienne. Le calcul de cette borne (cf. tableau 4.2) prouve que les interactions nucléaires inélastiques et élastiques convergent plus rapidement que les interactions coulombiennes vers une distribution normale. Si on cherche à obtenir une borne coulombienne équivalente à une borne nucléaire, $\lambda_{coulombien}$ doit être un millier de fois plus grand que $\lambda_{nucléaire}$. Nous en déduisons que la vitesse de convergence est étroitement dépendante de l’asymétrie de la PDF individuelle. En effet, la section efficace des interactions coulombiennes est une fonction fortement décroissante de type exponentiel tandis que la distribution énergétique des noyaux de recul des interactions nucléaires ressemble plus à une gaussienne. Ceci explique la bonne vitesse de convergence des interactions inélastiques. En conclusion, à ce niveau de fluence, les méthodes simplifiées 1 et 2 basées sur des distributions gammas pour D2 et D3 donnent une prévision de la DCNU proche que celle obtenue par la méthode de Monte Carlo. Il est important de noter également que ces méthodes simplifiées sont beaucoup plus rapide que l’algorithme de Monte Carlo. Il est donc conseillé d’utiliser ces méthodes pour cette gamme de fluence.

4.2.2 Fluence intermédiaire

Lorsque la fluence et par conséquent le nombre moyen d’interactions par pixel décroît (à 60MeV , $7,28e10p+/cm^2$, $\lambda_{inélastique} = 0,197$; $\lambda_{coulombien} = 48,2$), l’écart entre

λ	Interaction coulombienne	Interaction nucléaire élastique	Interaction nucléaire inélastique
0,001	1484	38,1	44,4
0,01	469	12,0	14,0
0,1	148	3,81	4,44
1	46,9	1,20	1,40
10	14,8	0,381	0,444
100	4,69	0,120	0,140
1000	1,48	0,0381	0,0444
10000	0,469	0,0120	0,0140

TABEAU 4.2 – Terme de droite de l’inégalité de Berry Esseen pour les trois interactions en fonction du nombre moyen d’interactions par pixel λ .

les différentes méthodes s’accroissent (figure 4.5). De plus, l’utilisation d’une distribution normale ou gamma devient plus critique car cela mène à des résultats divergents (figures 4.6 et 4.7). En effet, les méthodes basées sur des distributions normales sous-estiment le nombre de pixels chauds en comparaison des autres méthodes de prévision. L’échantillonnage des méthodes simplifiées semble être trop petit pour prédire la dégradation à ce niveau de fluence. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.5, l’approche de Monte Carlo fournit des résultats plus précis et en bien meilleur accord avec les données expérimentales et ceci même pour le régime de faibles dégradations.

La méthode de la divergence de Kullback-Leibler (KL) a été utilisée pour comparer ces prévisions de la DCNU avec des données expérimentales. Le critère de comparaison choisi qui souligne les dissimilarités entre les différentes distributions, est la distance entre le cas de référence $P(x)$ (ici les résultats expérimentaux) et la distribution simulée $Q(x)$:

$$D_{\text{KL}}(P||Q) = \sum_x P(x) \log \frac{P(x)}{Q(x)} \quad (4.7)$$

Deux distributions identiques mènent à un critère de comparaison $D_{\text{KL}}(P||Q) = 0$. Plus le critère $D_{\text{KL}}(P||Q)$ est petit, plus la distribution simulée $Q(x)$ est proche de la distribution expérimentale $P(x)$. La figure 4.8 présente les calculs de divergence pour chaque méthode de prévision proposée dans notre étude par rapport aux résultats expérimentaux. Les quatre premiers points des distributions simulées n’ont pas été considérés pour le calcul puisqu’ils sont très mal estimés (cf. figures 4.5, 4.6 et 4.7). En effet, ces pixels avec une faible dégradation sont causés non seulement par les déplacements atomiques mais également par la dose ionisante déposée dans le composant. Or, à ce niveau de dommage, la dose ionisante peut être significative et ainsi affecter la DCNU. L’analyse est donc concentrée sur la queue de distribution de la DCNU qui est la partie de la courbe qui nous intéresse plus particulièrement. Comme on peut le voir en figure 4.8, l’approche de Monte Carlo avec une valeur moyenne de $D_{\text{KL}}(P||Q) < 0,16$ donne des résultats les plus proches des données expérimentales. Ceci est vrai quelle que soit l’énergie incidente pour un niveau de fluence de $7,28 \cdot 10^{10} \text{ p} + / \text{cm}^2$ qui correspond à un nombre moyen d’interactions, tout type confondu, dans le pixel d’environ 50. L’utilisation d’une fonction gamma mène à une bonne prévision du nombre de pixels chauds mais à une sous-estimation des faibles dégradations quel que soit la méthode (1 ou 2). En revanche, l’utilisation d’une distribution normale n’est pas satisfaisante encore moins pour la méthode 2 qui donne

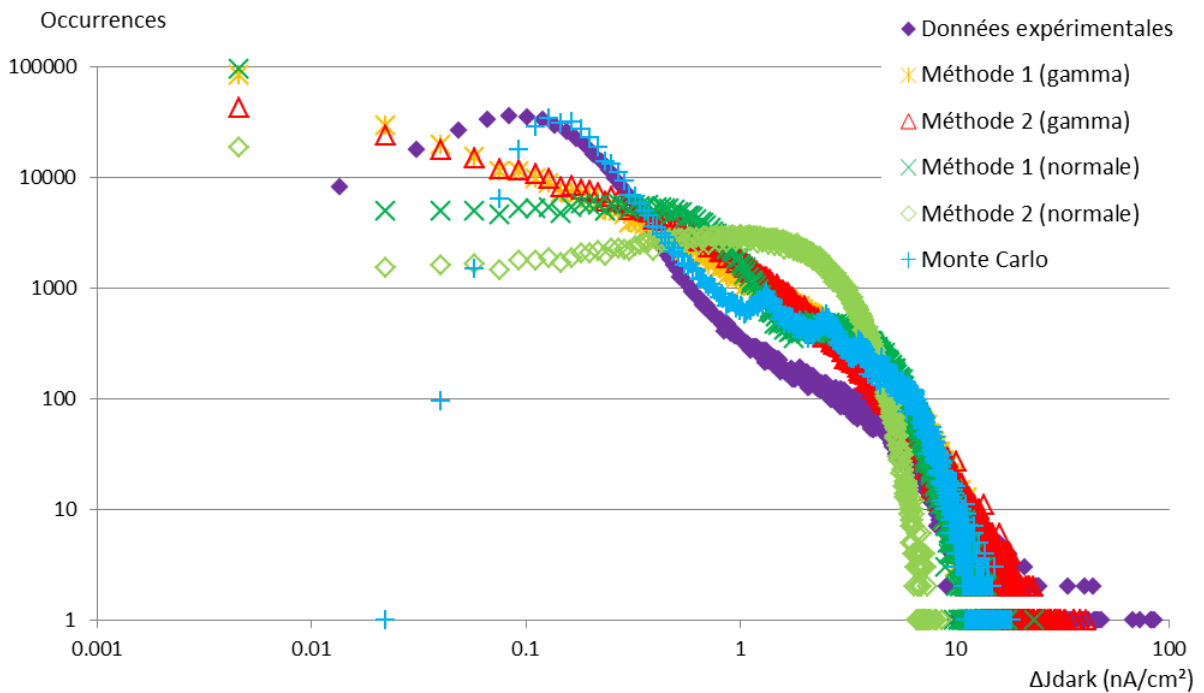


FIGURE 4.5 – Variation du courant d’obscurité totale engendrée par un flux de protons (60MeV , $7,28e10p+/cm^2$) calculée par les trois méthodes de prévision présentées. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018nA/cm^2$.

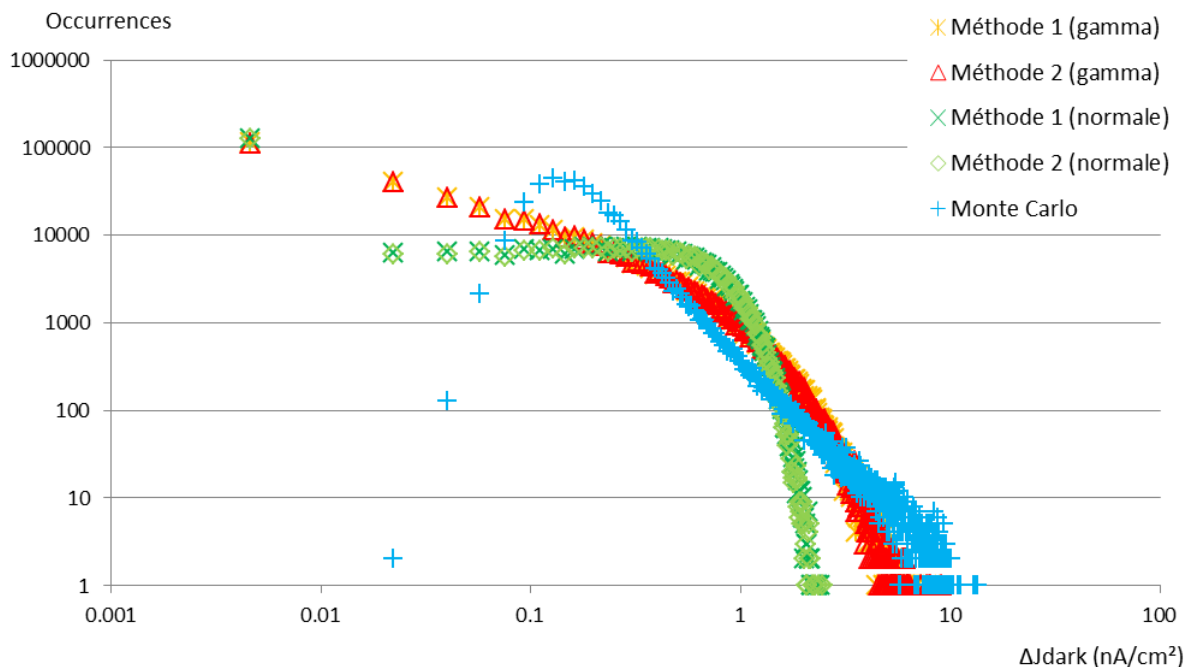


FIGURE 4.6 – Variation du courant d’obscurité générée par les interactions coulombiennes entre un flux de protons (60MeV , $7,28e10p+/cm^2$, $\lambda_{coulombien} = 48,2$) et les atomes du composant calculée par les trois méthodes de prévision présentées. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018nA/cm^2$.

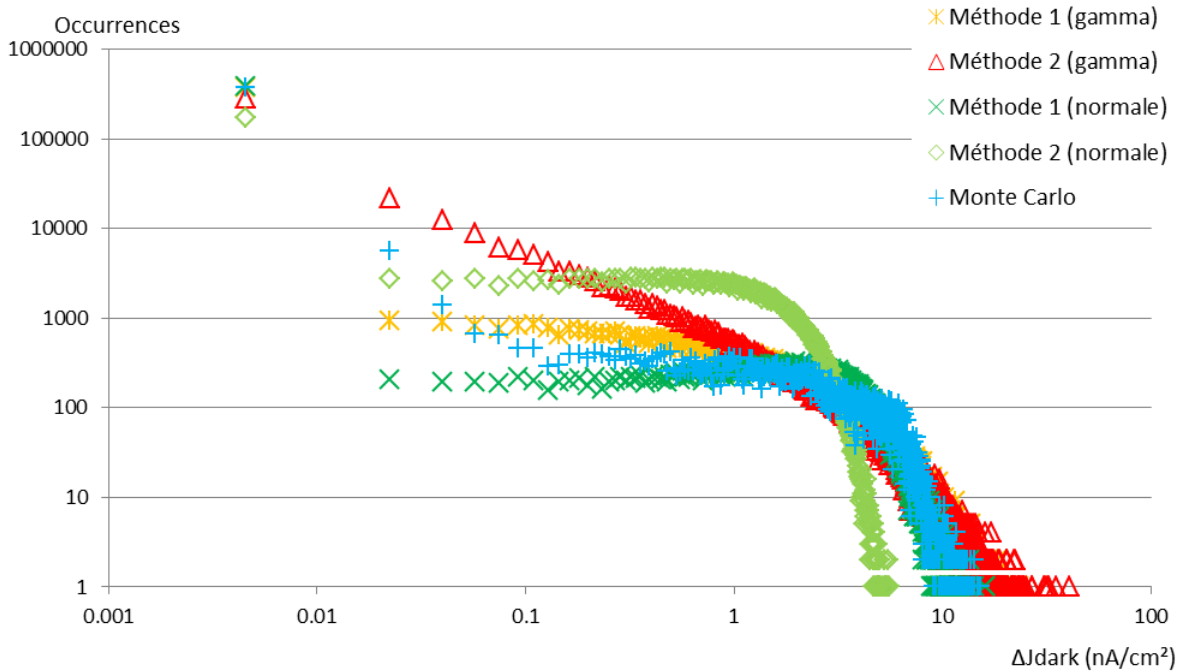


FIGURE 4.7 – Variation du courant d’obscurité générée par les interactions nucléaires inélastiques entre un flux incident de protons (60MeV , $7,28e10p + /\text{cm}^2$, $\lambda_{\text{inélastique}} = 0,197$) et les atomes du composant calculée par les trois méthodes de prévision présentées. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018\text{nA}/\text{cm}^2$.

un $D_{\text{KL}}(P||Q)$ dix fois plus grand que pour l’approche de Monte Carlo.

4.2.3 Faible fluence

Pour des faibles fluences (i.e. moins d’une interaction par pixel, cf. figure 4.9) et malgré un nombre moyen d’interaction par pixel relativement petit ($\lambda_{\text{coulombien}} = 0.482$ à 60MeV , $7,28e8p + /\text{cm}^2$), la méthode de Monte Carlo et les méthodes simplifiées basées sur des distributions gammas donnent étonnamment des prévisions de DCNU similaires. En revanche, les méthodes simplifiées basées sur des distributions normales, comme nous le pensions, ne reproduisent pas fidèlement la DCNU. Elles surestiment largement les pixels faiblement dégradés. Mais pour ce niveau de fluence, le nombre d’interactions par pixel est très faible et donc le théorème central limite n’est pas applicable.

À ce faible niveau de fluence, la DCNU finale tend vers la PDF individuelle. En effet pour $\lambda < 1$, la plupart des pixels sont impactés au maximum par une seule interaction (tableau 4.3). Dans ce cas, les deux premiers moments de la distribution D2 tendent vers ceux de la PDF individuelle. Il en va de même pour la distribution D3 si $\mu^2 \ll \sigma^2$ vu l’expression de son écart type présenté dans la partie 4.1.2. Considérant les modèles utilisés dans cette étude, cela signifie que la majorité de la dégradation des pixels est gouvernée par la forme de la PDF individuelle si les valeurs extrêmes sont omises. Selon le type d’interaction, la forme, la moyenne et l’écart type de la PDF individuelle sont différents (présentées dans la partie 4.1.1). Dans le but d’être comparées, les PDF individuelles et les DCNU calculées par les différentes méthodes de calcul ont été converties en probabilité intégrée de la variation de courant d’obscurité pour les interactions coulombiennes d’une part et les interactions nucléaires d’autre part (figures 4.12 et 4.13). Comme nous pouvons le voir sur ces figures où sont tracées les distributions de dommages intégrées,

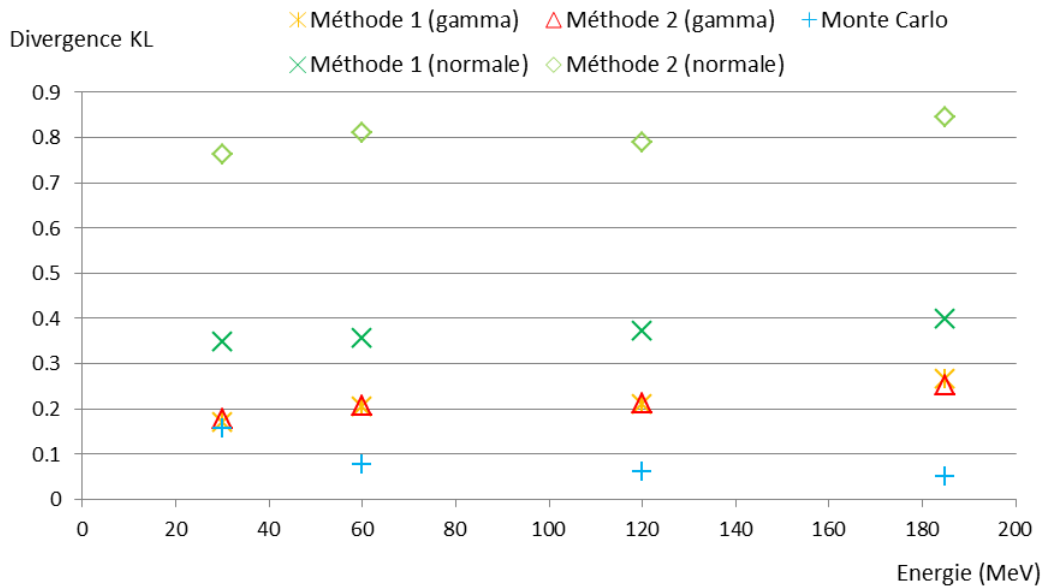


FIGURE 4.8 – Calcul de la divergence de Kullback-Leibler entre les résultats expérimentaux et les résultats des simulations utilisant diverses méthodes de calcul à quatre énergies de protons incidents (30MeV, 60MeV, 120MeV, 185MeV).

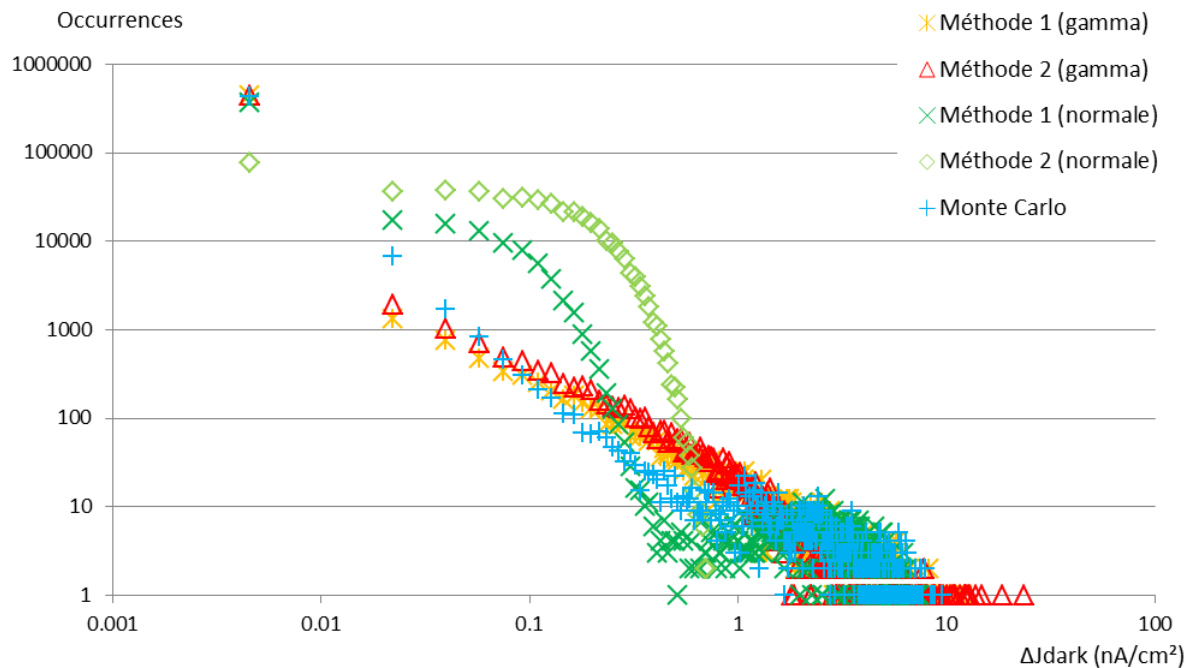


FIGURE 4.9 – Variation du courant d’obscurité totale engendrée par un flux de protons (60MeV, $7,28e8p+/cm^2$) calculée par les trois méthodes de prévision présentées. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018nA/cm^2$.

les DCNU finales et les PDF individuelles sont superposées sur la plupart de la DCNU. La distribution différentielle de Rutherford pour les interactions coulombiennes peut être assez bien approximée par une distribution gamma (figure 4.12). Cela mène à un bon accord entre l’algorithme de Monte Carlo et les approches simplifiées basées sur l’utilisation de la fonction gamma. À l’inverse, l’utilisation d’une distribution normale n’est pas pertinente. De même, dans le cas d’interactions nucléaire inélastique, la distribution d’énergie de recul ne peut pas être approximée par une fonction normale (figure 4.13). En conclu-

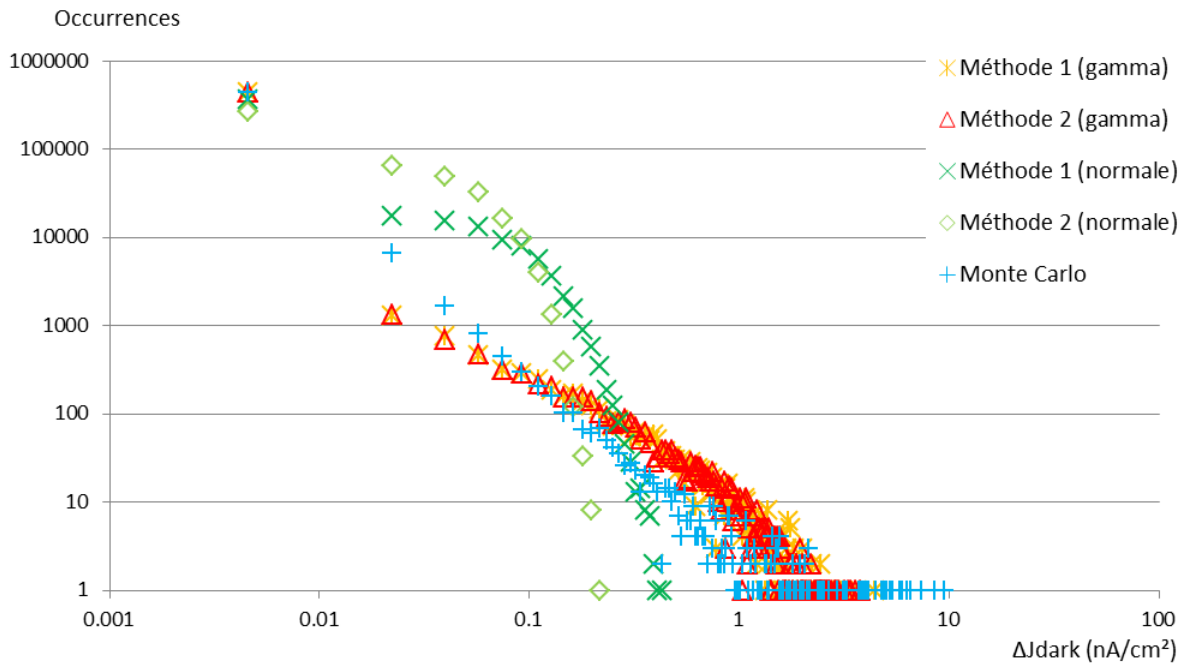


FIGURE 4.10 – Variation du courant d’obscurité générée par les interactions coulombiennes entre un flux incident de protons (60MeV , $7,28e8p+/cm^2$, $\lambda_{coulombien} = 0,482$) et les atomes du composant calculée par les trois méthodes de prévision présentées. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018nA/cm^2$.

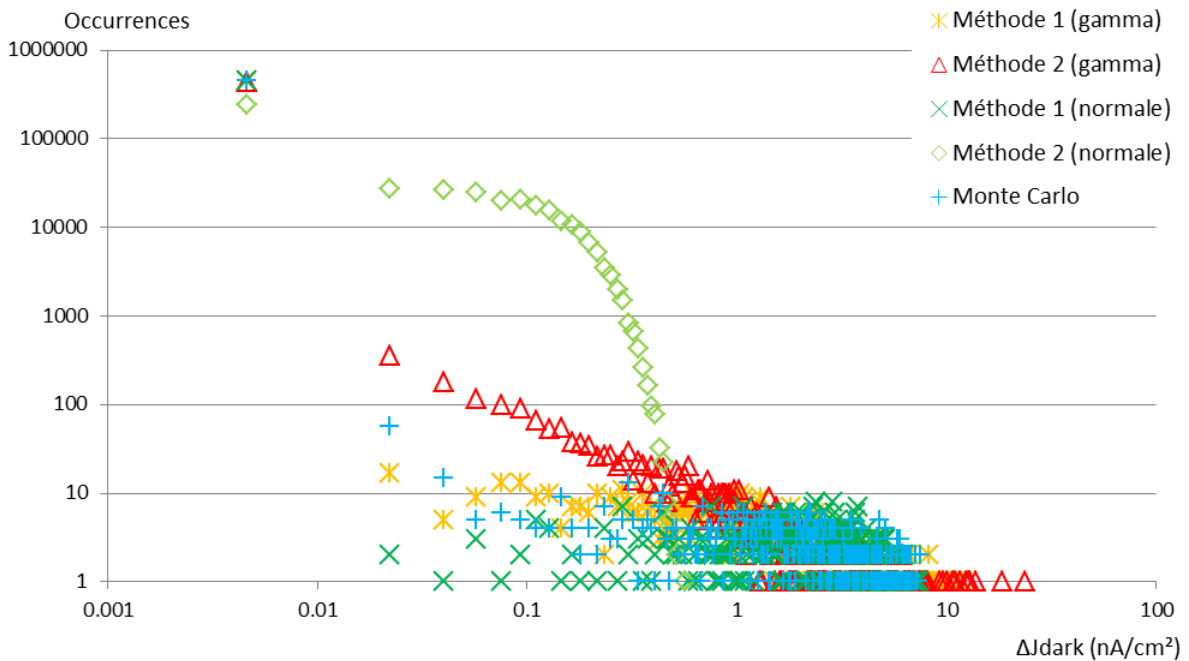


FIGURE 4.11 – Variation du courant d’obscurité générée par les interactions nucléaires inélastiques entre un flux incident de protons (60MeV , $7,28e8p+/cm^2$, $\lambda_{inélastique} = 0,00197$) et les atomes du composant calculée par les trois méthodes de prévision présentées. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018nA/cm^2$.

sion, si les prévisions avec Monte Carlo et les approches simplifiées sont proches les unes des autres à ce bas niveau de fluence, c’est la conséquence d’un artefact dû à la similarité entre les PDF individuelles et les DCNU.

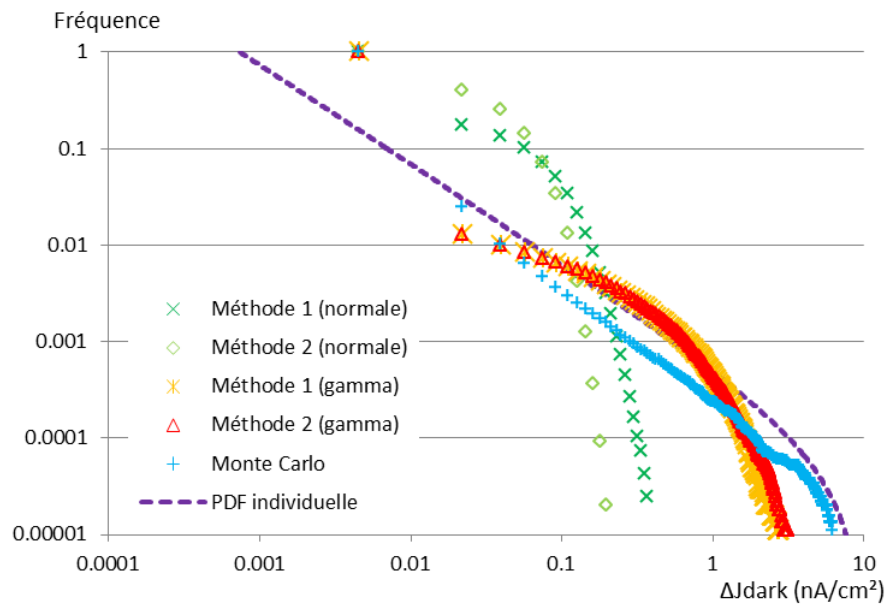


FIGURE 4.12 – Comparaison entre les DCNU et la PDF individuelle causées par les interactions coulombiennes ($\lambda_{coulombien} = 0,482$). Ces distributions ont été converties, normalisées et intégrées pour la comparaison. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018 nA/cm^2$.

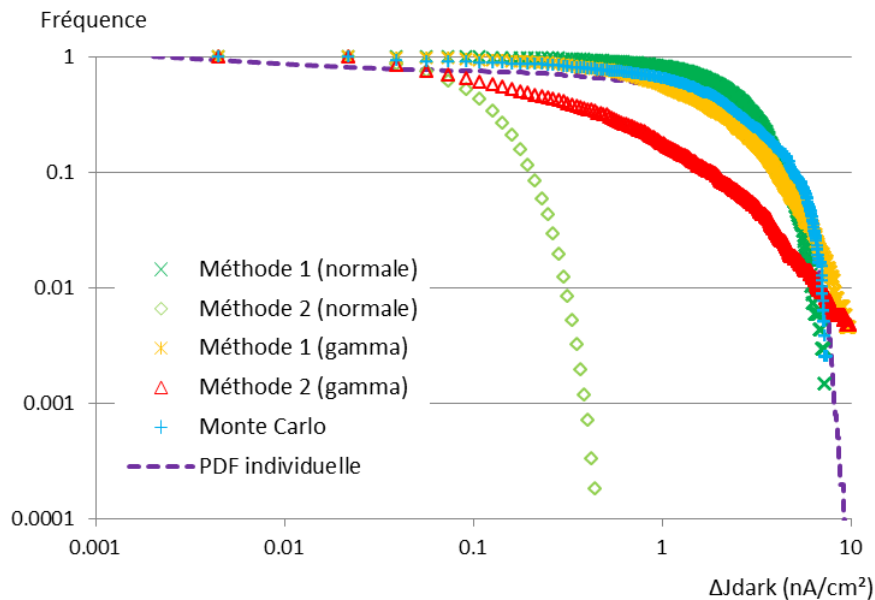


FIGURE 4.13 – Comparaison entre les DCNU et la PDF individuelle causées par les interactions nucléaires inélastiques ($\lambda_{coulombien} = 0,00197$). Ces distributions ont été converties, normalisées et intégrées pour la comparaison. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018 nA/cm^2$.

Nombre d'interactions par pixel	Interaction coulombienne	Interaction nucléaire élastique	Interaction nucléaire inélastique
0	61,778%	99,802%	99,869%
1	29,816%	0,198%	0,131%
2	7,089%	0%	0%
3	1,159%	0%	0%
4	0,141%	0%	0%
5	0,016%	0%	0%
6	0,002%	0%	0%

TABLEAU 4.3 – Nombre d'interactions par pixel selon le type d'interaction représenté en pourcentage pour un flux de particules à 60MeV, $7,28e8p/cm^2$.

4.3 Conclusion du chapitre

Nous nous sommes intéressés dans ce chapitre à la mise en œuvre de simplifications statistiques dans l'outil DAAN afin de remédier au long temps d'exécution dans le cas de simulations extrêmes (forte fluence, grand volume de déplétion). Grâce à l'utilisation du théorème limite central, nous avons pu mettre en place deux méthodes de calcul nécessitant seulement un ou deux tirages aléatoires par pixel. Une des conditions pour appliquer ce théorème est l'ordre de grandeur du paramètre λ , le nombre d'interactions produites dans un pixel. Celui-ci doit être suffisamment élevé pour utiliser ces simplifications statistiques. Nous avons ainsi réalisé une étude comparative des méthodes de calcul sur une large gamme de λ afin d'établir le domaine de validité des méthodes.

Comme attendu par la démonstration mathématique, à forte fluence, et donc pour un grand nombre d'événements par pixel (plusieurs milliers d'interactions), les différentes méthodes de prévision testées ici sont proches les unes des autres. La dégradation des pixels suit une distribution gaussienne avec une moyenne et un écart type connus. En observant plus précisément chaque type d'interaction, nous observons une différence de vitesse de convergence vers une distribution gaussienne. Les interactions nucléaires ont besoin d'un λ un millier de fois plus petit que les interactions coulombiennes pour converger vers une distribution gaussienne. Les méthodes simplifiées basées sur des distributions normales surestiment les pixels légèrement impactés et sous-estiment les pixels chauds. Comme prévu, ces méthodes de prévision sont à éviter. En revanche, les méthodes simplifiées basées sur des distributions gamma peuvent être utilisées à la place de la méthode Monte Carlo pour une économie de temps non-négligeable.

Quand λ décroît à 500 puis à 50 interactions jusqu'à atteindre une unique interaction par pixel, la DCNU s'éloigne de sa forme gaussienne et certains écarts entre les méthodes apparaissent. À ce niveau de fluence, l'approche de Monte Carlo donne les meilleurs résultats. Les méthodes simplifiées basées sur des distributions gammas donnent une bonne approximation des pixels les plus fortement dégradés. Pour une prévision de la forme de la DCNU, l'approche de Monte Carlo est la plus satisfaisante.

À basse fluence, i.e. en moyenne moins d'une unique interaction par pixel, les méthodes de prévision de Monte Carlo et celles basées sur des distributions gamma semblent équivalentes. Cela ne se justifie pas par le théorème central limite puisque λ est trop

faible. Ceci s'explique par la forme de la PDF individuelle et du nombre d'interactions par pixel. Puisqu'à ce niveau de fluence, la majorité des pixels subira au maximum une interaction, la DCNU tend vers la PDF individuelle quelle que soit la méthode de calcul. Malgré tout, l'approche de Monte Carlo est plus précise pour la prévision des fortes dégradations à ce niveau de fluence.

En conclusion, en dessous de 500 interactions par pixel, tout type d'interaction confondu, la méthode de Monte Carlo doit être privilégiée. Au-delà, les méthodes de calcul basées sur des distributions gamma permettent d'économiser du temps d'exécution. Les performances de calcul de notre outil DAAN sont donc améliorées. Nous allons maintenant améliorer la précision de la prévision de la queue de distribution de la DCNU en étudiant l'impact de deux paramètres : la géométrie du pixel et le champ électrique.

Chapitre 5

Étude de l'impact des paramètres géométriques sur le courant d'obscurité

Sommaire

5.1 Étude des interactions nucléaires inélastiques	88
5.1.1 Type de noyaux de recul créés	89
5.1.2 Énergie des noyaux de recul	90
5.1.3 Parcours des noyaux de recul	90
5.1.4 Direction de propagation des noyaux de recul	93
5.1.5 Nombre de déplacements atomiques créés	93
5.2 Calcul du courant d'obscurité dans diverses géométries	97
5.2.1 Variation de la taille du volume de déplétion	99
5.2.2 Variation des couches supérieures et inférieures	101
5.2.3 Variation des couches latérales	102
5.3 Conclusion du chapitre	105

À la suite d'interactions entre les particules de l'environnement spatial et les atomes du matériau cible, des cascades de dommages parcourent les pixels et dégradent les zones de déplétion. Selon les dimensions du pixel et l'énergie transmise aux atomes le composant, soit ces cascades sont contenues dans le pixel impacté, soit elles débordent dans les pixels voisins. Pour des pixels ayant des dimensions inférieures aux parcours des particules secondaires, la probabilité que ces particules pénètrent la zone sensible et que leurs dégradations ne soient plus entièrement contenues dans celle-ci augmente, pouvant ainsi affecter la forme de la DCNU. Ce phénomène peut être critique particulièrement pour des applications nécessitant des pixels de faibles dimensions. Dès 1989, Srouf [SH89] pensait que les effets de dose cumulée et plus particulièrement ceux liés aux déplacements atomiques seraient de plus en plus préoccupant puisque la tendance générale va vers une intégration croissante des composants même si cela reste très dépendant de l'application recherchée. L'utilisation de petits pixels peut poser un problème pour la prévision du courant d'obscurité. En effet, si les dimensions du pixel sont telles que l'énergie déposée au cours d'une cascade de dommages n'est pas contenue dans le volume du pixel alors elle sera dissipée dans les pixels voisins. Ainsi, afin de ne pas fausser la prévision de la DCNU, il est nécessaire de considérer la dégradation de la matrice de pixels dans son ensemble et de ne pas traiter chaque pixel individuellement sans s'inquiéter de ses voisins. Ceci soulève une interrogation : dans quelle mesure la géométrie du pixel affecte-t-elle la DCNU ?

L'objectif de ce chapitre est de comprendre comment la géométrie des pixels impacte le courant d'obscurité et donc s'il existe des effets de bords. Dans un premier temps, nous allons étudier les interactions susceptibles de créer des déplacements atomiques dans plusieurs pixels et caractériser les particules secondaires issues de ces interactions via leurs parcours et leurs trajectoires. Dans un second temps, nous allons modéliser des pixels de différentes tailles et comparer les DCNU pour des fluences de particules irradiantes équivalentes en termes d'endommagement de la zone de déplétion (DDD). Les dimensions des géométries modélisées sont basées sur les caractéristiques des particules secondaires, notamment leur parcours, issues des interactions étudiées.

5.1 Étude des interactions nucléaires inélastiques

Le chapitre 3 a présenté les trois types d'interactions capables d'engendrer des déplacements atomiques : les interactions coulombiennes, les interactions nucléaires élastiques et les interactions nucléaires inélastiques. Bien que les interactions coulombiennes soient plus fréquentes que les interactions nucléaires, elles n'engendrent pas de fortes dégradations. Ce sont les interactions nucléaires et plus particulièrement les interactions nucléaires inélastiques (spallation nucléaire) qui sont à l'origine des plus fortes dégradations et donc des pixels chauds [ABL02], [MDB91]. La spallation nucléaire produit simultanément divers noyaux de recul. Selon l'énergie de la particule incidente, une combinaison d'éléments lourds et légers est produite avec des énergies pouvant atteindre quelques MeV. Les interactions nucléaires élastiques produisent seulement des noyaux de silicium de reculs avec des énergies et des parcours légèrement inférieurs à ceux issus des interactions nucléaires inélastiques [ABL02], [MDB91], [Car96], [GEAa], [Alv07]. De plus, même si le nombre moyen de déplacements créé par les interactions nucléaires élastiques est comparable à celui créé par les interactions nucléaires inélastiques, à cause de leur parcours plus court, les effets de bords sont supposés moindres sur la DCNU. Les spallations nucléaires représentent le pire cas de dégradation. Par conséquent, seules ces interactions ont été considérées dans ce chapitre pour simplifier l'étude.

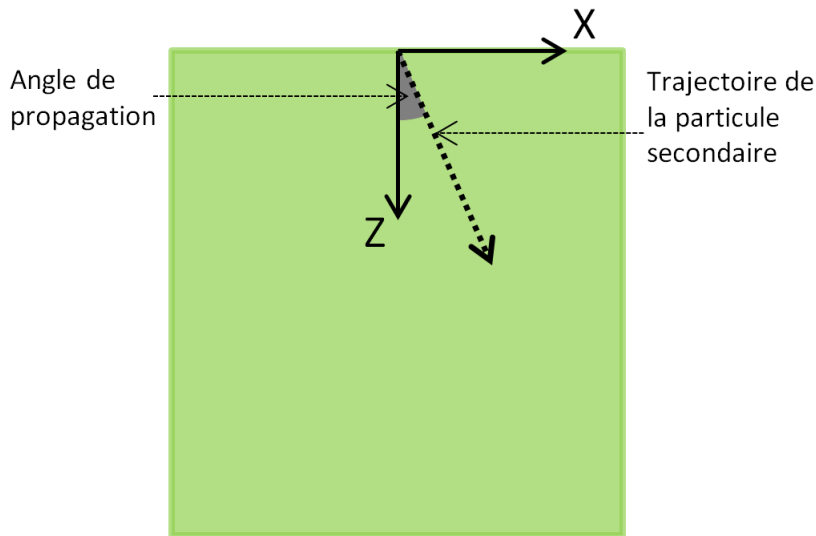


FIGURE 5.1 – Illustration de la direction d'émission d'une particule secondaire dans une grande boîte de silicium.

5.1.1 Type de noyaux de recul créés

Les spallations nucléaires peuvent être décrites en deux étapes : une cascade intra-nucléaire suivie par une désexcitation [Koi05], [HRM⁺05]. Durant la première phase, le noyau se brise en plusieurs morceaux et des éléments lourds sont éjectés du noyau. Le noyau impacté reste dans un état excité. Il revient dans un état stable durant une phase d'évaporation en émettant des éléments légers (protons, neutrons, alphas...). Selon leur énergie et leur numéro atomique, les noyaux résultants des interactions nucléaires inélastiques ont des impacts différents sur la structure cristalline.

Notre application GEANT4 ARAMIS a donc été utilisée pour analyser les caractéristiques des particules secondaires créées durant les réactions nucléaires inélastiques entre les atomes des pixels et 6 flux de protons d'énergie allant de 20 MeV à 800 MeV. En effet, grâce à cette application, nous pouvons simuler le passage des particules dans la matière et suivre les interactions générées avec les atomes du matériau cible. La caractérisation des particules secondaires issues des spallations nucléaires a été réalisée dans une grande boîte dont les dimensions sont largement supérieures aux parcours des particules de recul. Ainsi, nous excluons les effets géométriques afin d'étudier seulement les noyaux secondaires. 5000 spallations nucléaires ont été analysées pour chaque énergie incidente.

Dans notre analyse, les particules secondaires produites durant cette interaction ont été arbitrairement divisées en trois groupes : les protons secondaires, les noyaux légers ($Z < 6$) et les noyaux lourds ($Z \geq 6$). Ces derniers, qui sont les contributeurs majeurs de la dégradation, ont été étudiés en détail. L'énergie cinétique, le parcours, la direction d'émission des différents noyaux et le nombre de déplacements atomiques engendrés ont été échantillonnés et moyennés. L'angle d'émission est défini relativement selon l'axe Z qui est la direction de propagation des protons incidents (cf. figure 5.1). Le tableau 5.1 présente le nombre moyen de particules créées durant une spallation nucléaire. Pour des considérations de conservation de la masse, les neutrons sont mentionnés dans ce tableau mais la quantité de défauts qu'ils génèrent est négligeable.

	20 MeV	50 MeV	100 MeV	200 MeV	500 MeV	800 MeV
Protons secondaires	1,00	1,53	2,09	2,45	2,73	2,81
Neutrons	0,05	0,42	0,98	1,29	1,51	1,79
Noyaux légers	2,3	3,7	4,3	4,4	4,8	4,9
Noyaux lourds	1,00	1,00	0,99	0,98	0,97	1,24
Noyaux lourds						
Carbone	0,00	0,00	0,01	0,03	0,06	0,07
Oxygène	0,00	0,04	0,04	0,08	0,09	0,09
Néon	0,00	0,09	0,13	0,16	0,16	0,43
Sodium	0,00	0,03	0,03	0,04	0,03	0,04
Magnésium	0,13	0,33	0,39	0,31	0,30	0,27
Aluminium	0,01	0,15	0,14	0,15	0,16	0,19
Silicium	0,85	0,37	0,25	0,21	0,16	0,15

TABLEAU 5.1 – Nombre moyen de particules créées par une interaction nucléaire inélastique en fonction de l'énergie incidente. Les particules sont divisées en plusieurs groupes : les protons secondaires, les neutrons, les noyaux légers ($Z < 6$) et les noyaux lourds ($Z \geq 6$).

5.1.2 Énergie des noyaux de recul

L'énergie cinétique a été échantillonnée pour les trois groupes de particules définis précédemment (protons secondaires, noyaux légers et noyaux lourds). De 50 MeV à 800 MeV pour les protons incidents, les spectres d'énergie des ions de reculs ont une forme Gaussienne avec une largeur à mi-hauteur environ égale à 10 MeV. Le tableau 5.2 présente la moyenne de l'énergie cinétique pour chaque énergie de protons incidents.

Les noyaux légers et lourds ont des énergies cinétiques faibles par rapport aux énergies incidentes. L'augmentation de l'énergie cinétique avec l'énergie incidente est faible, passant en moyenne de 1 MeV pour des protons incidents de 20 MeV à environ 5 MeV pour des protons incidents de 800 MeV. De manière générale, le nombre de noyaux de recul légers et lourds reste stable. Leurs énergies cinétiques présentent une augmentation inversement proportionnelle avec leur masse mais restent stable en fonction de l'énergie des protons incidents. D'autre part, les protons secondaires ont, en moyenne, une énergie cinétique élevée, du même ordre de grandeur que l'énergie des protons incidents. Toutefois, l'écart type de la distribution de l'énergie cinétique des protons est large : leur énergie varie entre des dizaines de MeV et des centaines de MeV. En effet, le nombre de particules créées pendant les spallations nucléaires dépend de l'énergie des protons incidents. À 20 MeV, environ un proton secondaire est créé par spallation nucléaire tandis qu'à 800 MeV, environ trois protons secondaires et également deux neutrons sont produits en moyenne (cf. tableau 5.1).

5.1.3 Parcours des noyaux de recul

Le parcours des différents noyaux de recul a été déduit à partir de leur énergie et a été échantillonné grâce à notre application GEANT4. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, hormis les protons secondaires, les noyaux de recul ont une énergie stable de quelques MeV. Selon la masse des fragments, cela peut induire de courtes distances allant de quelques micromètres à des dizaines de micromètres. Les distributions

	20 MeV	50 MeV	100 MeV	200 MeV	500 MeV	800 MeV
Protons secondaires	6,0	11	19	39	95	133
Noyaux légers	2,3	3,7	4,3	4,4	4,8	4,9
Noyaux lourds						
Carbone	/	/	3,1	4,4	4,6	4,8
Oxygène	/	2,6	3,7	4,1	4,6	5,2
Néon	/	2,5	3,0	3,8	3,9	4,5
Sodium	/	2,5	3,1	3,4	3,9	4,5
Magnésium	1,0	1,9	2,5	2,8	2,9	3,4
Aluminium	0,74	1,9	2,1	2,3	1,9	2,0
Silicium	0,80	1,5	1,7	1,9	1,8	1,6

TABLEAU 5.2 – Énergie cinétique moyenne en MeV pour les trois groupes de particules en fonction de l'énergie incidente.

des parcours sont présentées sur les figures 5.2 à 5.4 pour, respectivement, les protons secondaires, les noyaux lourds et les noyaux légers. Les valeurs moyennes de ces distributions peuvent être trouvées dans le tableau 5.3.

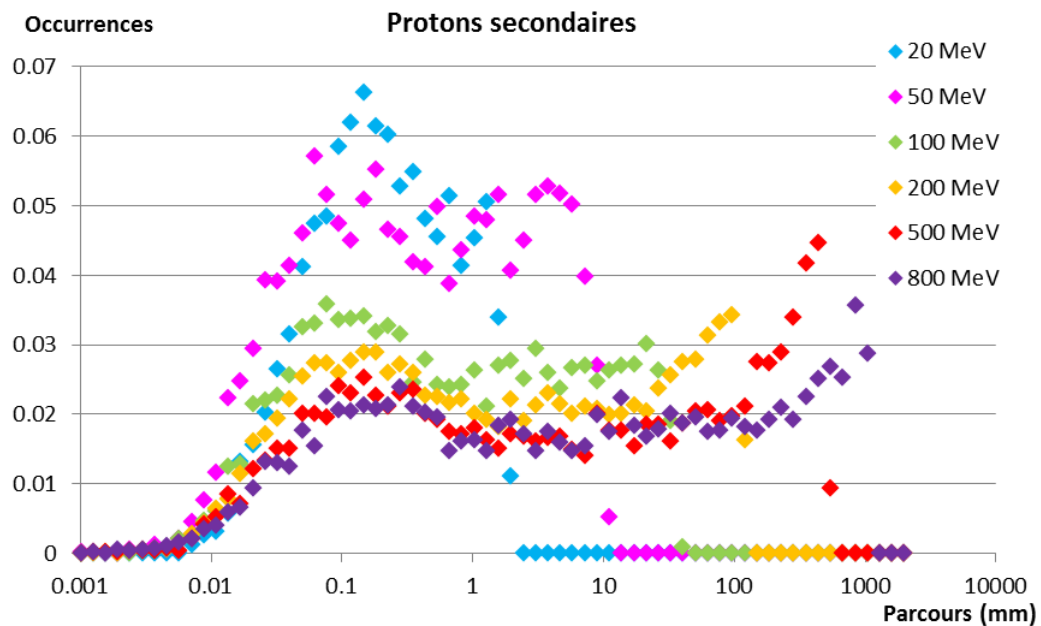


FIGURE 5.2 – Histogramme normalisé du parcours des protons secondaires pour six énergies incidentes. L'échantillonnage est logarithmique avec un Δx égal à $0,0012\text{mm}$.

Tout comme les valeurs moyennes de leur énergie cinétique, les valeurs moyennes des parcours des noyaux lourds sont indépendantes de l'énergie des protons incidents et atteignent une saturation aux alentours de quelques micromètres. Contrairement aux noyaux lourds, les parcours des protons secondaires sont beaucoup plus grands, de l'ordre de quelques millimètres, et dépendent de l'énergie des protons incidents. Cette dépendance est plus faible pour les noyaux légers qui ont des parcours de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. La figure 5.5 montre, pour des spallations nucléaires $p+(200\text{MeV})/Si$,

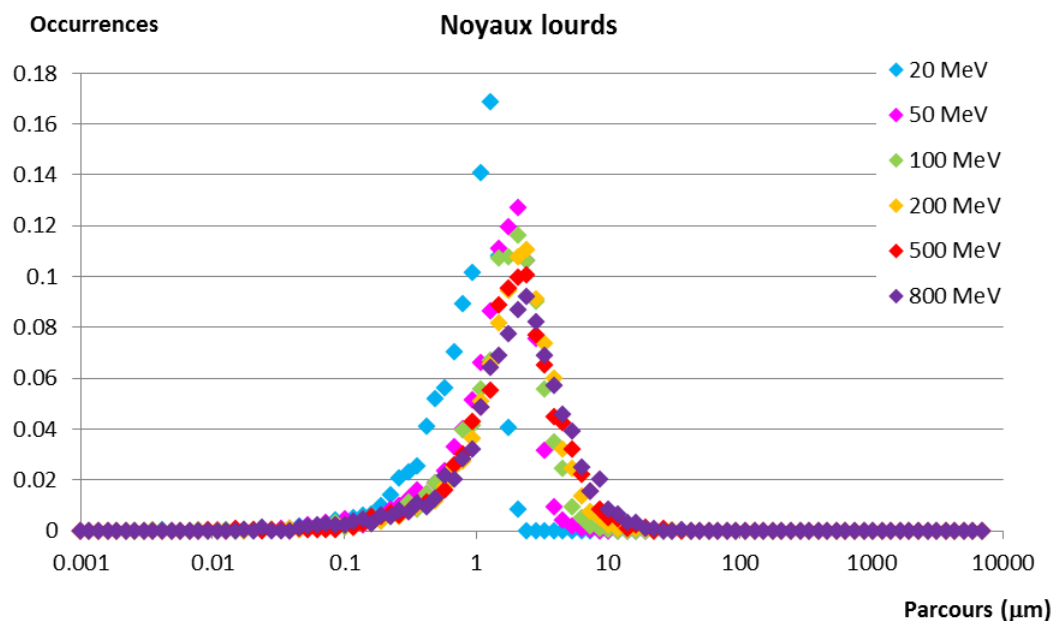


FIGURE 5.3 – Histogramme normalisé du parcours des noyaux lourds pour six énergies incidentes. L'échantillonnage est logarithmique avec un Δx égal à $0,16\mu m$.

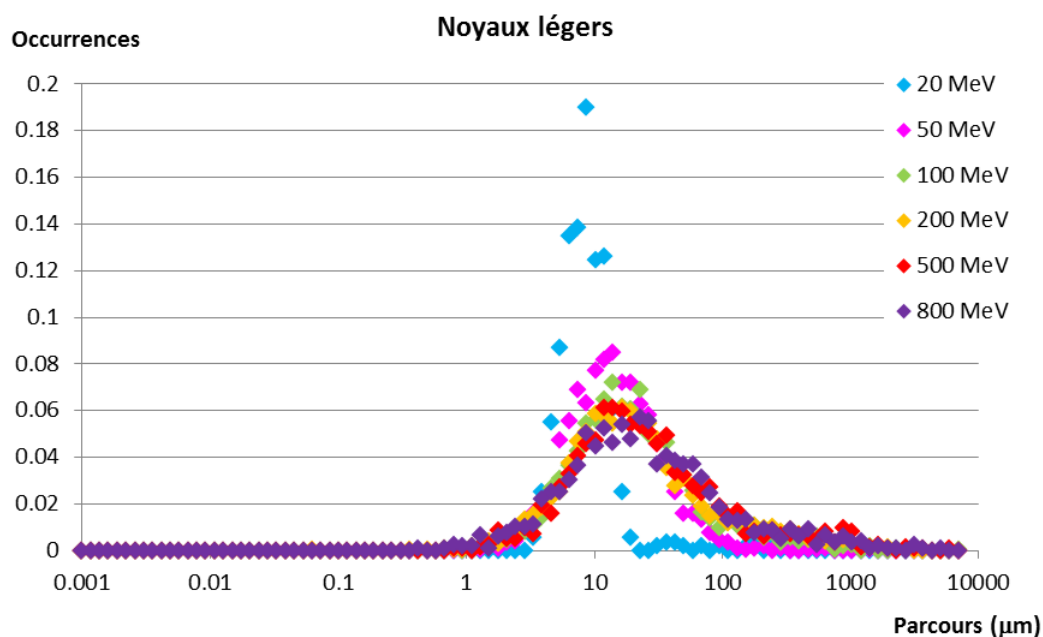


FIGURE 5.4 – Histogramme normalisé du parcours des noyaux légers pour six énergies incidentes. L'échantillonnage est logarithmique avec un Δx égal à $0,16\mu m$.

la distribution des parcours pour quelques noyaux lourds de recul. Plus les fragments sont lourds, plus les distances parcourues à travers le matériau cible sont courtes. Les ions oxygènes ont notamment des parcours qui peuvent dépasser les $15\mu m$ pour des protons incidents de 200 MeV alors que les siliciums ne dépassent pas $5\mu m$. Cette tendance est la même pour des énergies incidentes plus faibles mais les valeurs de parcours sont légèrement plus basses.

	20 MeV	50 MeV	100 MeV	200 MeV	500 MeV	800 MeV
Protons secondaires	408	1438	2263	3059	3805	4009
Noyaux légers	11	22	59	72	90	89
Noyaux lourds						
Carbone	/	/	3,6	5,2	5,6	5,7
Oxygène	/	2,6	3,4	3,7	4,1	5,0
Néon	/	2,3	2,6	3,0	3,2	3,0
Sodium	/	2,2	2,5	2,7	3,0	3,6
Magnésium	1,2	1,8	2,1	2,2	2,3	2,6
Aluminium	0,99	1,7	1,8	2,0	1,7	1,7
Silicone	1,0	1,4	1,5	1,6	1,5	1,4

TABLEAU 5.3 – Distance parcourue moyenne en μm pour les trois groupes de particules en fonction de l'énergie incidente.

5.1.4 Direction de propagation des noyaux de recul

La direction des particules émises a également été échantillonnée. Les figures 5.6 et 5.7 présentent les distributions angulaires des particules émises pour deux énergies incidentes de protons, 20 MeV et 200 MeV. À cause de la symétrie de l'interaction, les atomes de recul sont émis uniformément en fonction de l'angle azimutal. De plus, les figures présentent les distributions polaires définies selon la direction des protons incidents (figure 5.1 et la flèche orange sur les figures 5.6 et 5.7). Les distributions isotropiques et Lambertiennes ont été ajoutées, respectivement en rouge et en violet sur les figures 5.6 et 5.7 dans le but de faciliter l'analyse. Notre application GEANT4 nous a permis d'obtenir un angle de propagation compris entre 0 et 180 degrés. Nous avons donc reproduit par symétrie les distributions angulaires afin d'obtenir une représentation sur 360 degrés.

Nous pouvons voir sur ces deux figures, que quelle que soit l'énergie incidente, les noyaux légers sont produits approximativement isotropiquement. En revanche, la direction des noyaux lourds émis dépend fortement de la direction des protons incidents. Ils sont émis sur les deux côtés de l'atome cible, en aval de l'interaction, et dans la direction des protons incidents. Plus l'énergie des protons incidents est élevée, plus la distribution angulaire des noyaux lourds s'élargit (angle d'ouverture de 30° à 20 MeV, de 140° à 200 MeV). En comparaison et selon la conservation du moment angulaire, les protons secondaires sont émis préférentiellement dans la direction opposée aux noyaux lourds.

5.1.5 Nombre de déplacements atomiques créés

Enfin, pour conclure cette étude des interactions nucléaires inélastiques, le nombre de déplacements atomiques produits par les différents noyaux de recul émis a été évalué grâce à la fonction de Lindhard (cf. partie 2.3.2). Le tableau 5.4 présente le nombre moyen de déplacements des différents types de noyaux de recul en fonction de l'énergie des protons incidents. Les noyaux lourds de recul produisent plusieurs milliers de déplacements atomiques, alors que les noyaux légers causent 50 fois moins de dégradation. Malgré leur énergie cinétique importante, les protons secondaires peuvent produire jusqu'à 15 déplacements atomiques. Ce sont donc les noyaux lourds de recul qui vont produire la principale dégradation. Comme nous pouvons le voir dans le tableau 5.4, la quantité des dom-

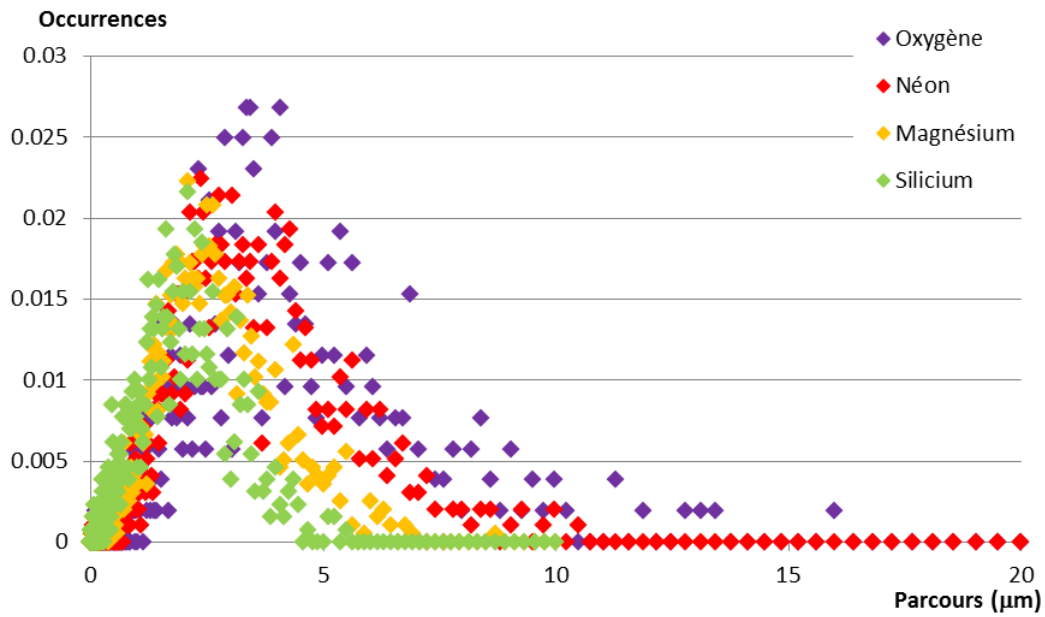


FIGURE 5.5 – Histogramme normalisé du parcours des certains noyaux lourds (élément par élément) pour une énergie incidente de 200 MeV. Seuls quatre noyaux lourds sont représentés pour alléger le graphique. L'échantillonnage est logarithmique avec un Δx égal à $0,0010\mu m$.

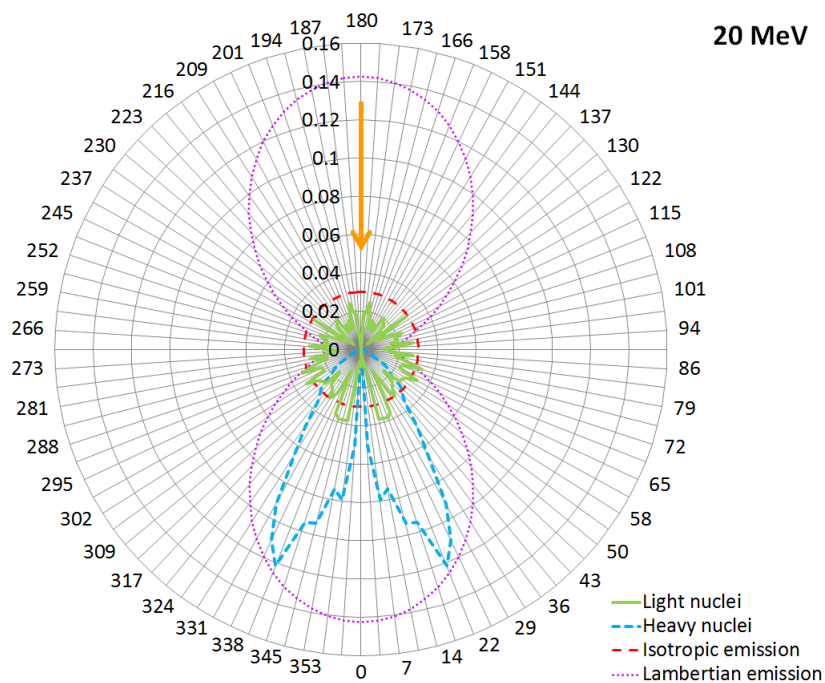


FIGURE 5.6 – Représentation des probabilités en fonction de l'angle de propagation (en degré) pour un flux incident de protons de 20 MeV. Les distributions isotropique en rouge et Lambertienne en violet mettent en avant respectivement le caractère isotropique des noyaux légers et anisotropique des noyaux lourds.

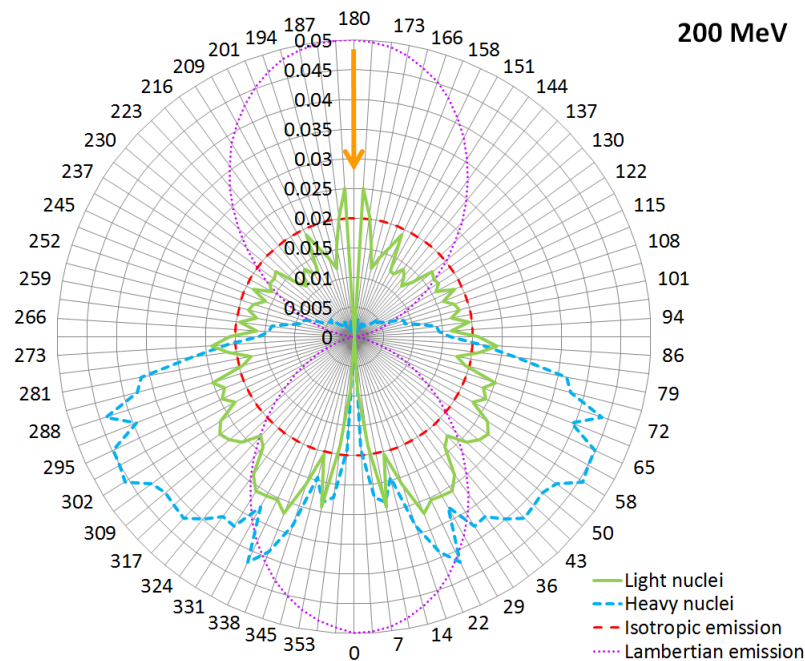


FIGURE 5.7 – Représentation des probabilités en fonction de l’angle de propagation (en degré) pour un flux incident de protons de 200 MeV. Les distributions isotropique en rouge et Lambertienne en violet mettent en avant respectivement le caractère isotropique des noyaux légers et anisotropique des noyaux lourds.

mages produits durant des spallations nucléaires ne change pas drastiquement dans la gamme d’énergie incidente étudiée. Cette tendance peut être visualisée dans la figure 5.8 qui montre, pour des éléments lourds, les distributions de déplacements en fonction de l’énergie des protons incidents. Les distributions des nombres de déplacements sont présentées en figure 5.9 pour les noyaux lourds ($Z \geq 6$) produits par une spallation nucléaire $p + (200\text{MeV})/\text{Si}$. Plus l’élément est lourd, plus le nombre de déplacements créés sera élevé. Parmi les fragments les plus lourds, les ions carbone et oxygène ont les énergies les plus fortes et parcourent la plus longue distance (Fig. 5.5) mais ils produisent le moins de déplacements atomiques dans la structure cristalline.

Pour conclure, cette analyse de données montre que seuls les noyaux les plus lourds émis durant les spallations nucléaires vont contribuer significativement aux dommages produits. Jusqu’à 6000 déplacements peuvent être créés durant une unique interaction. Mais les distances parcourues par les noyaux lourds de recul sont de l’ordre de quelques micromètres. Les fragments de recul capables de générer de sévères dommages ont la plupart du temps un parcours de l’ordre de $1,5 \mu\text{m}$ et sont produits dans une direction privilégiée. Les éléments légers qui peuvent traverser plusieurs dizaines de micromètres dans le matériau cible, produisent un nombre négligeable de déplacements atomiques. Selon ces observations, les effets de bords doivent concerner seulement les petites géométries de capteurs d’images (pas du pixel de l’ordre de quelques micromètres). Cette analyse est réalisée dans la partie suivante.

	20 MeV	50 MeV	100 MeV	200 MeV	500 MeV	800 MeV
Protons secondaires	15	15	15	15	15	15
Noyaux légers	85	85	78	76	76	76
Noyaux lourds						
Carbone	/	/	903	933	942	941
Oxygène	/	1593	1657	1646	1672	1686
Néon	/	2433	2507	2561	2568	2634
Sodium	/	2964	3019	3009	3013	3129
Magnésium	2792	3284	3352	3395	3395	3509
Aluminium	3051	3676	3607	3791	3593	3466
Silicone	3315	3667	3767	3839	3777	3614

TABLEAU 5.4 – Nombre moyen de déplacements atomiques pour les trois groupes de particules en fonction de l'énergie incidente.

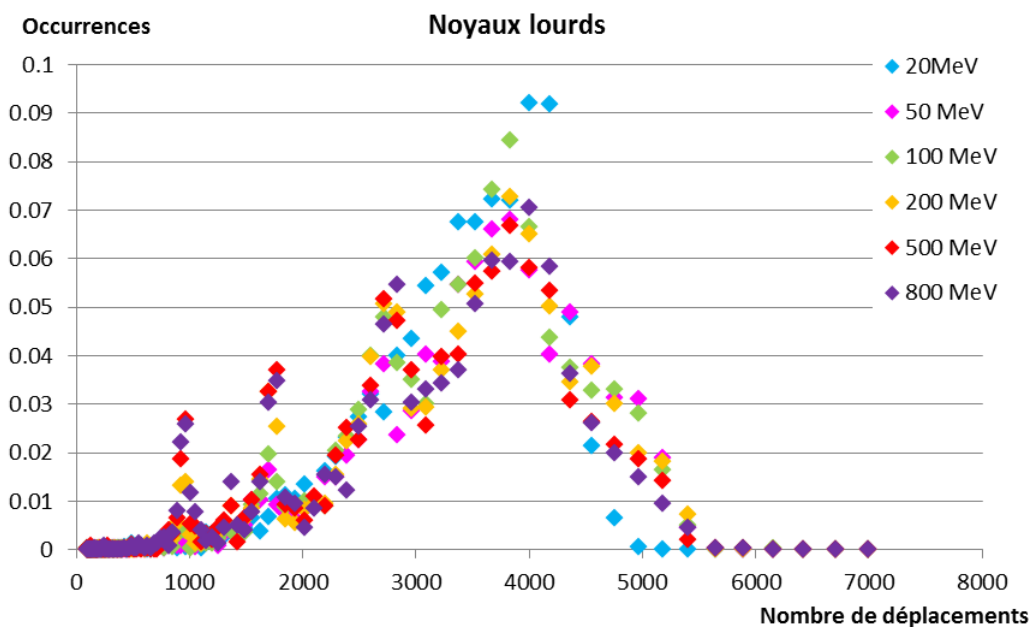


FIGURE 5.8 – Histogramme normalisé du nombre de déplacements atomiques des noyaux lourds pour six énergies incidentes. L'échantillonnage est logarithmique avec un Δx égal à 0,043 déplacements atomiques.

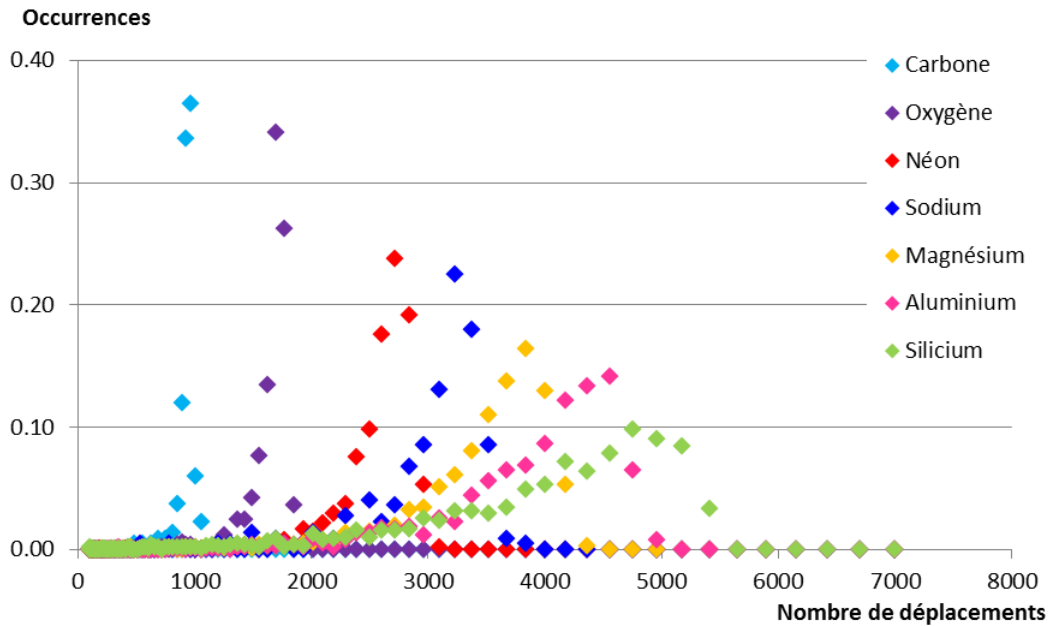


FIGURE 5.9 – Histogramme normalisé du nombre de déplacements atomiques des noyaux lourds (élément par élément) pour un flux incident de protons de 200 MeV. L'échantillonnage est logarithmique avec un Δx égal à 0,043 déplacements atomiques.

5.2 Calcul du courant d'obscurité dans diverses géométries

À partir des conclusions de la partie précédente, nous avons modélisé plusieurs géométries pour étudier les effets de bords. Afin de modéliser ces pixels, nous utilisons la géométrie paramétrique présentée dans la partie 3.3.1. Les différentes géométries sont représentées schématiquement sur la figure 5.10. Trois séries de simulations ont été réalisées : une série où la taille du volume de déplétion varie dans un volume de pixel fixé (figure 5.10, a), une autre où l'épaisseur des couches supérieures et du substrat varient avec un volume de pixel et un volume de déplétion fixés (figure 5.10, b) et enfin une dernière où les dimensions des couches latérales varient avec un volume de déplétion fixé provoquant la variation du volume du pixel (figure 5.10, c). Pour ces trois séries de simulations, les dimensions des différentes composantes du pixel ont été déterminées en accord avec la trajectoire et le parcours des noyaux de recul issus des spallations nucléaires. Elles sont détaillées dans les paragraphes traitant chaque cas d'étude. 550000 pixels ont été modélisés pour chaque simulation. Nous avons irradié ces géométries avec des flux de protons de diverses énergies en incidence normale et entrant dans le pixel par la couche supérieure.

La géométrie des pixels employée pour les divers jeux de simulations présentés dans la figure 5.10 a été simplifiée dans le but de nous focaliser seulement sur les effets de géométrie purs. Différents matériaux composent la structure d'un pixel (cf. partie 1.1). En plus du substrat en silicium, il y a notamment des oxydes de passivation en SiO_2 et des couches de métallisations en aluminium ou en cuivre. Les pixels modélisés sont seulement composés de silicium et ceci doit être justifié. En ce qui concerne les couches de métallisations, leurs volumes sont petits en comparaison du volume du pixel. De plus, elles sont situées tout autour des photodiodes et non au-dessus de la zone photosensible (pour des raisons optiques). Or, nous travaillons seulement avec des irradiations en incidence normale. Enfin, les quelques noyaux de reculs produits par les métallisations ont

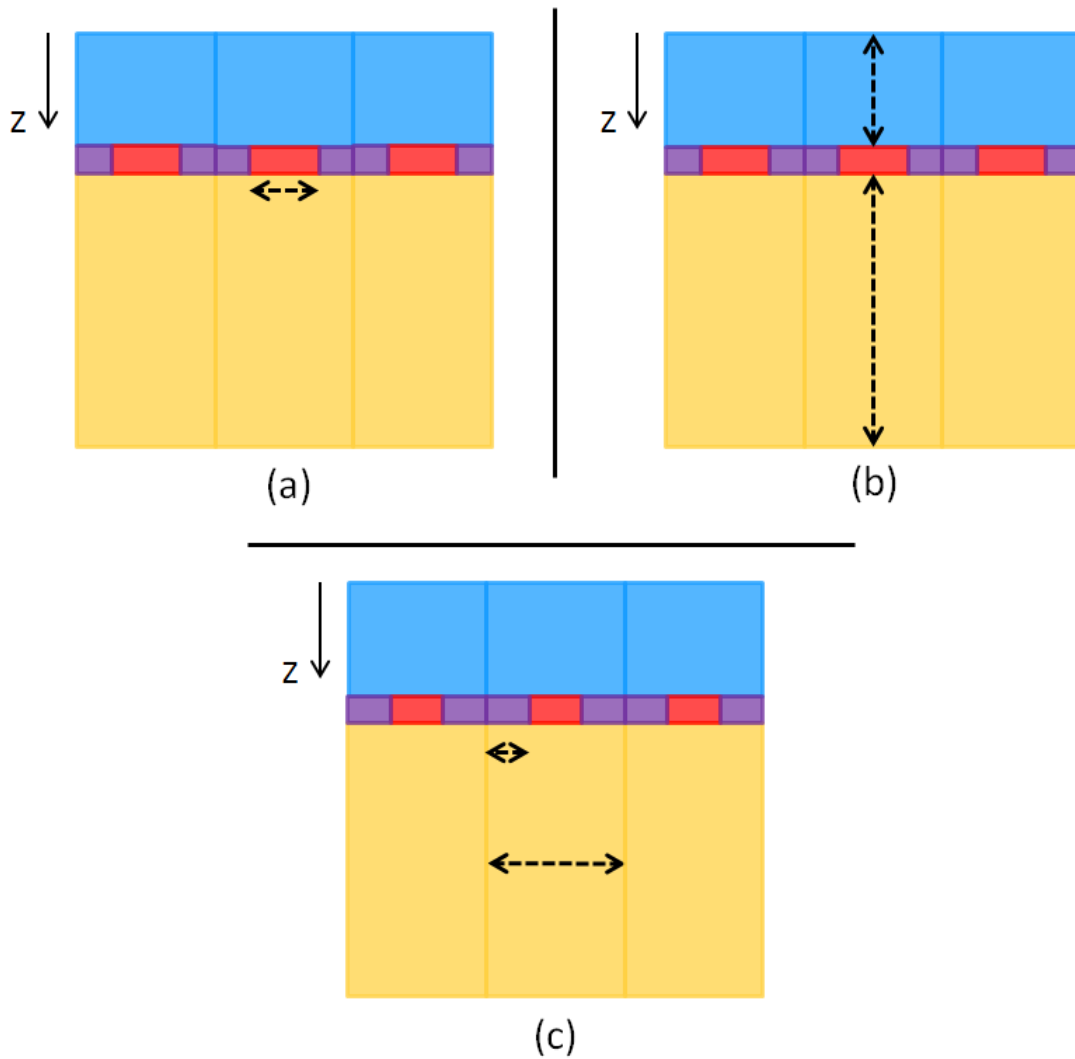


FIGURE 5.10 – Ce schéma représente les différentes géométries étudiées dans cette partie. En rouge est représenté le volume sensible, en bleu les couches supérieures, en jaune les couches inférieures et en violet les couches latérales. Dans le cas (a), le volume de la zone sensible varie dans un volume de pixel fixé ce qui provoque une variation de la largeur des couches latérales. Dans le cas (b), la profondeur de la région sensible varie ce qui conduit à une variation de la profondeur des couches supérieures et inférieures. Dans le cas (c), les zones latérales varient ce qui conduit à une variation du volume du pixel avec un volume sensible fixé.

une probabilité très faible d'atteindre le volume de déplétion. Des couches de passivation et/ou des couches polysilicium peuvent couvrir le volume de déplétion. Néanmoins, les réactions nucléaires produites dans le SiO_2 sont comparables à celles produites dans le silicium. Elles diffèrent seulement par une production supérieure d'éléments oxygènes. Toutefois, la dégradation est principalement causée par les éléments lourds (Si, Mg, Al). Ainsi, au premier ordre, le dioxyde de silicium peut être approximé par du silicium. Finalement, l'utilisation de géométrie seulement composée de silicium est une bonne approximation.

Les distributions de dommages pour les différentes séries de simulations sont présentées de la figure 5.11 à la figure 5.16. Puisque nous avons étudié le nombre de déplacements atomiques créés par les interactions nucléaires inélastiques, nous avons choisi de présenter les distributions de dommages de la matrice de pixels en déplacements atomiques et non en courant d'obscurité. Ces distributions sont équivalentes aux DCNU grâce à la proportionnalité entre les déplacements atomiques et le courant d'obscurité démontrée par Srouf [Sro00] (cf. partie 3.2.1).

Les distributions de dommages ont été modélisées assumant un niveau de dommage identique dans la zone sensible d'une géométrie à l'autre. Un nombre moyen d'interactions nucléaires égal à 1 dans la zone de déplétion est modélisé dans les différentes géométries. La fluence a ainsi été ajustée dans le but d'obtenir le même niveau de dégradation dans chaque région sensible. De cette façon, les modifications de la dégradation d'un pixel à l'autre, sont nécessairement induites par la cascade de défauts initiée à l'extérieur de la zone sensible, venant de toutes les zones mortes (couches supérieures, substrat, volumes latéraux) et non d'un artefact de changement de dépôt moyen d'énergie. Ainsi, la quantification de l'impact de la géométrie des pixels sur les distributions de dommages en déplacements atomiques et donc par conséquent sur la DCNU, est possible.

5.2.1 Variation de la taille du volume de déplétion

Dans la première série de simulations, les dimensions de la zone sensible varient de $0,125 \mu m^3$ ($0,5 * 0,5 * 0,5 \mu m^3$) jusqu'à $1\,000 \mu m^3$ ($10 * 10 * 10 \mu m^3$) tandis que le volume du pixel est fixé à $1\,331 \mu m^3$ ($11 * 11 * 11 \mu m^3$) pour toutes les simulations (Fig. 5.10, a). Le volume sensible est placé au centre du pixel.

Les figures 5.11 et 5.12 présentent les distributions de dommages calculées pour cette série de simulations à 20 MeV et 200 MeV. La saturation observée des distributions de déplacements pour des grands volumes sensibles (c'est-à-dire $> 8 \mu m^3$) s'explique par notre limitation du nombre d'interactions dans le volume de sensible. Dans ce cas, les effets de bords sont négligeables, puisque la dégradation est largement dominée par les dommages produits dans la région sensible. En effet, le nombre de noyaux de recul produits dans ces zones mortes capables d'atteindre et de dégrader les régions sensibles, est faible par rapport au nombre d'ions lourds secondaires produits dans la région sensible. Mais, quand les dimensions de la région sensible diminuent, l'importance relative de la dégradation provoquée par des particules externes à la zone de déplétion augmente. De plus, quand les dimensions du volume sensible sont du même ordre de grandeur que le parcours des noyaux lourds de recul (environ $1,5 \mu m$), la cascade de dommages n'est plus contenue entièrement dans ce volume et les zones mortes environnantes sont plus larges que le volume sensible. Ainsi la dégradation est dominée par les effets de bords. La valeur maxi-

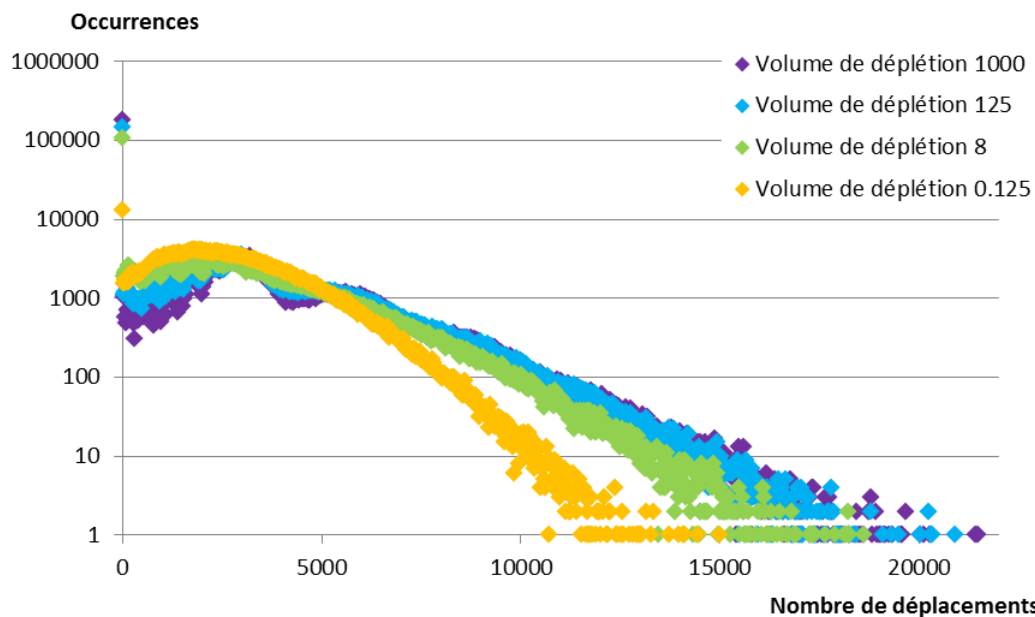


FIGURE 5.11 – La distribution de déplacements a été calculé pour un flux incident de protons de 20 MeV. 4 volumes sensibles différents (en μm^3) ont été étudiés dans un volume de pixel fixé. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à 30 déplacements atomiques.

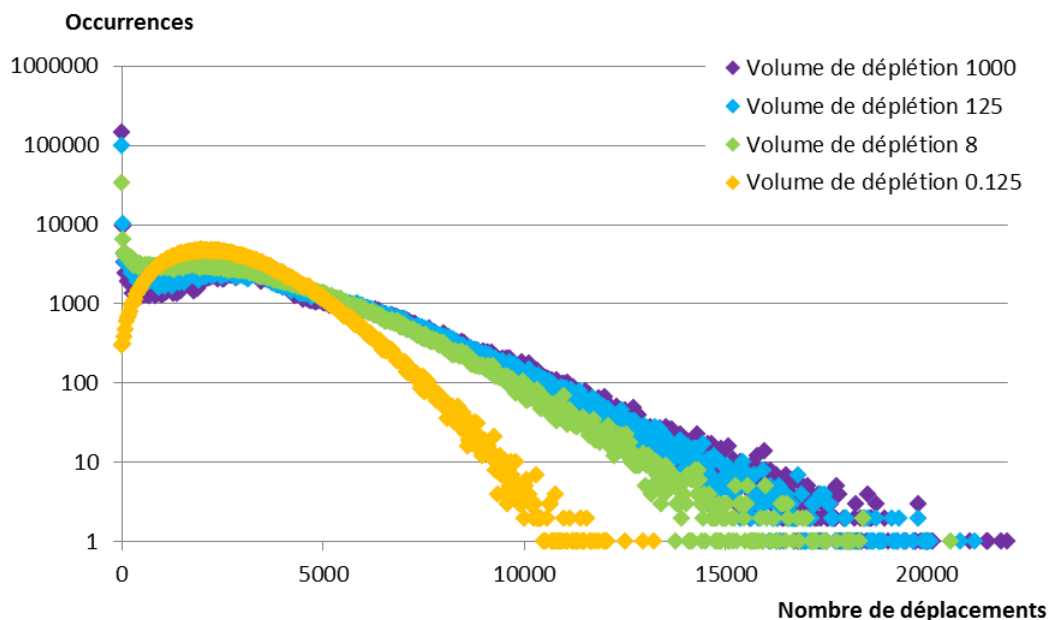


FIGURE 5.12 – La distribution de déplacements a été calculé pour un flux incident de protons de 200 MeV. Tout comme pour la Fig.5.11, les dimensions du volume sensible varient (en μm^3). La largeur de chaque classe, Δx , est égale à 30 déplacements atomiques.

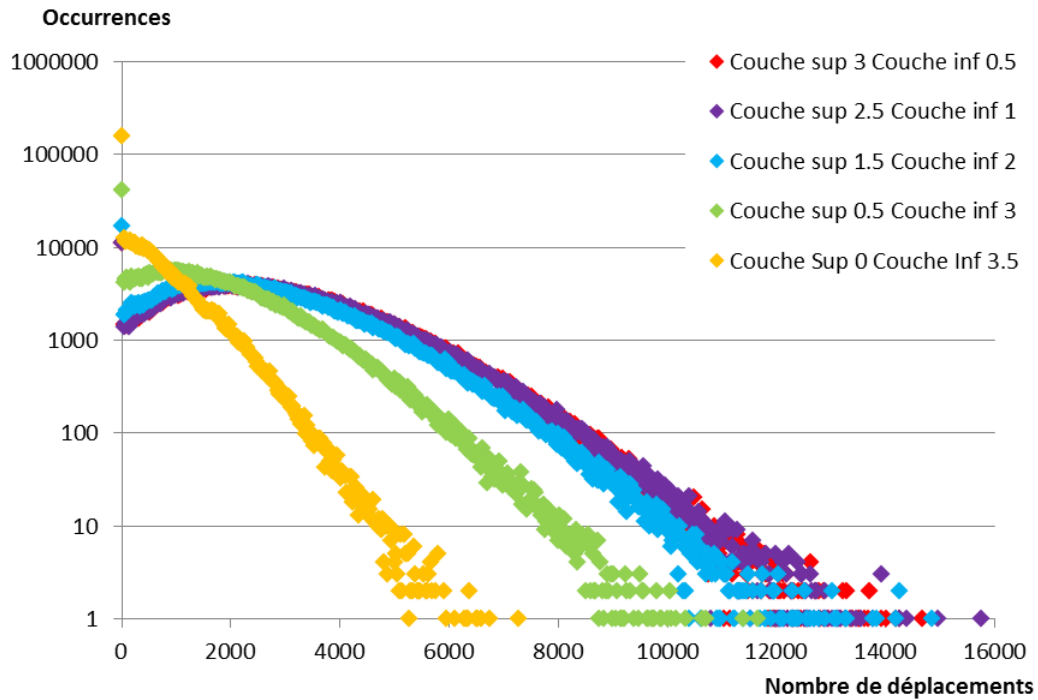


FIGURE 5.13 – La distribution de déplacements a été calculée pour un flux incident de protons de 20 MeV. 5 géométries ont été étudiées avec différentes épaisseurs pour la couche supérieure (de 0 à 3 μm) et la couche inférieure (de 3,5 à 0,5 μm respectivement). La largeur de chaque classe, Δx , est égale à 30 déplacements atomiques.

male de la distribution de dommages est réduite et les faibles dégradations augmentent.

5.2.2 Variation des couches supérieures et inférieures

Comme cela a été démontré dans les parties précédentes, les dommages produits dans les pixels sont majoritairement dus aux noyaux lourds qui ont des parcours de l'ordre du micromètre. Ainsi, avec un volume sensible trop grand, la dégradation est dominée par les dommages produits dans la région sensible et les effets de bords deviennent alors négligeables. Un impact sur la DCNU est attendu seulement avec de petites régions sensibles. Un petit volume sensible de 0,125 μm^3 ($0,5 * 0,5 * 0,5 \mu m^3$) dans un pixel en silicium de volume fixé de 4 μm^3 ($1 * 1 * 4 \mu m^3$) a donc été choisi pour les simulations suivantes. Deux énergies incidentes ont été utilisées pour ces simulations (20 et 200 MeV). Dans cette série de simulations, seule la zone sensible est déplacée verticalement, dans le but de varier l'épaisseur de la couche supérieure et donc par conséquent du substrat (Fig. 5.10, b). Différentes épaisseurs ont été choisies en fonction du parcours des noyaux de recul : de 0 à 3 μm pour la couche supérieure correspondant de 0,5 à 3,5 μm pour la couche inférieure.

L'impact de la position de la région sensible est montré dans les figures 5.13 et 5.14. La figure 5.13 montre les distributions pour des protons incidents de 20 MeV et 5 positions verticales différentes. La figure 5.14 présente les mêmes distributions pour des protons incidents de 200 MeV. Pour les deux énergies incidentes, un effet géométrique significatif est observé. Pour l'interprétation des résultats, il est important de se souvenir que le pixel a été irradié par des protons en incidence normale. Les différences d'une topologie de pixel à l'autre sont dues à la quantité de noyaux de recul créés dans les couches supé-

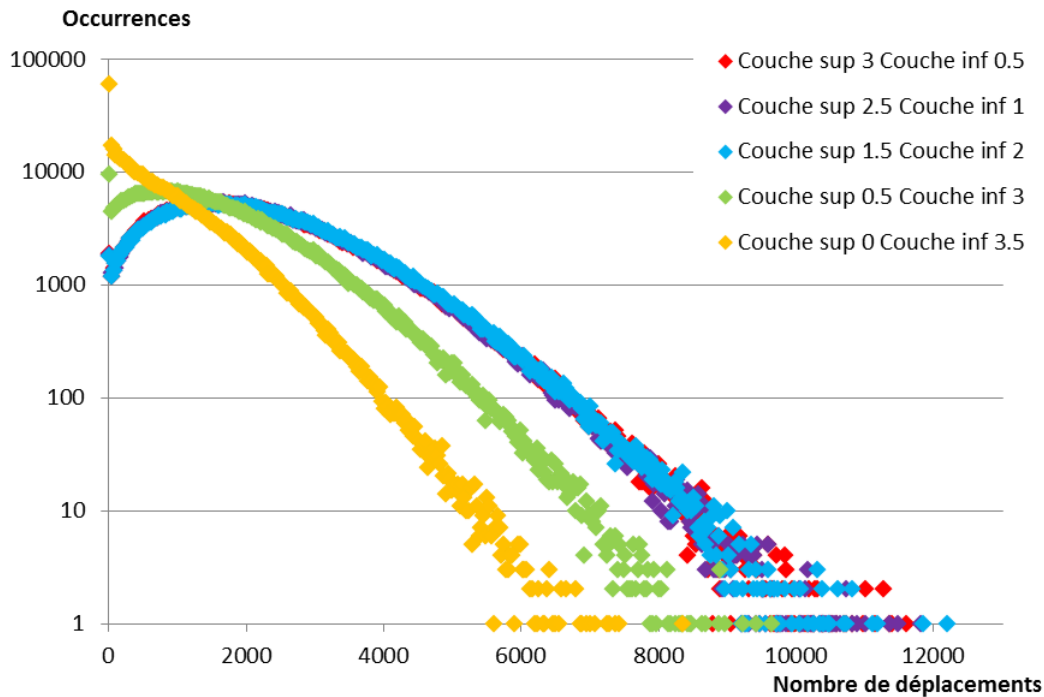


FIGURE 5.14 – La distribution de déplacements a été calculée pour un flux incident de protons de 200 MeV. Tout comme pour la Fig.5.14, la position verticale de la zone sensible varie. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à 30 déplacements atomiques.

rieures capables de produire des dommages dans la région sensible. Les noyaux de recul lourds sont produits en aval de l'atome cible selon la direction de la particule incidente. En conséquence les noyaux produits sous le volume sensible s'éloigneront du volume de déplétion du pixel et très peu ne le traverseront. L'émission des noyaux lourds de recul selon la direction des protons incidents induit donc un faible impact du substrat sur la DCNU. La quantité de noyaux de recul produits dans la couche supérieure est proportionnelle à son épaisseur si celle-ci est inférieure à $1,5 \mu m$, qui est le parcours moyen des noyaux lourds. En revanche, pour des couches supérieures plus larges, le noyau lourd de recul produit au-delà de $1,5 \mu m$ n'est pas capable d'atteindre et d'endommager la région sensible. Une saturation est alors observée dans les distributions de dommages quand cette épaisseur est atteinte. D'autres simulations ont montré que l'importance de ce phénomène est limitée par le ratio entre les épaisseurs du volume sensible et de la couche supérieure. Similairement aux précédentes simulations, en augmentant le volume sensible, la dégradation créée dans celui-ci domine et la dégradation causée par les noyaux de recul créés dans les couches supérieures devient négligeable. Ce phénomène lié à la taille des couches supérieures devient alors de moins en moins visible. De plus, selon l'énergie incidente, la dégradation de la zone sensible, est plus ou moins importante. À cause de leur direction de propagation, la probabilité des noyaux lourds produits dans les couches supérieures d'atteindre et d'endommager le volume sensible est plus grande à 20 MeV qu'à 200 MeV (Figs. 5.6 et 5.7). Ainsi, la queue de distribution peut atteindre 16000 déplacements à 20 MeV et 12000 déplacements à 200 MeV.

5.2.3 Variation des couches latérales

De façon analogue, la variation des dimensions des couches latérales a été étudiée (Fig. 5.10, c). Dans ce cas, un petit volume sensible de $0,125 \mu m^3$ ($0,5 * 0,5 * 0,5 \mu m^3$)

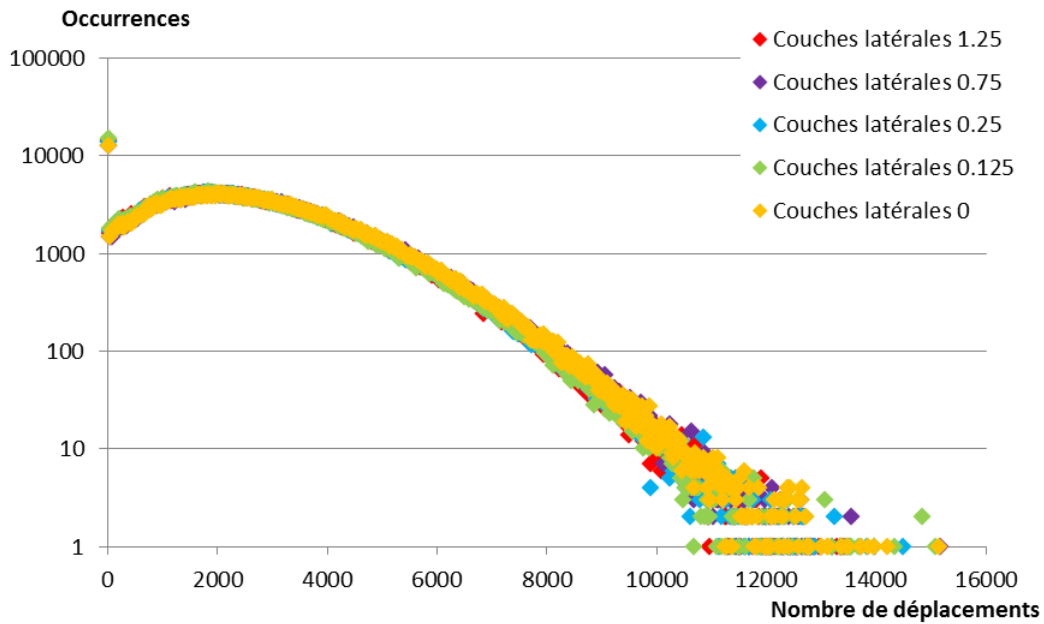


FIGURE 5.15 – La distribution de déplacements a été calculée pour un flux incident de protons de 20 MeV. 5 géométries ont été étudiées avec différentes épaisseurs pour les couches latérales (de 0 à 3 μm) et la couche inférieure (de 3,5 à 0,5 μm respectivement). La largeur de chaque classe, Δx , est égale à 30 déplacements atomiques.

localisé sur un substrat de 2 μm et sous une couche supérieure de 1,5 μm a été modélisé. Dans cette série de simulations, le volume du pixel a été modifié en changeant simplement la largeur des couches latérales de 0 μm à 1,25 μm sans modifier les dimensions du volume de déplétion. Ceci a pour effet d'isoler de plus en plus les volumes sensibles les uns des autres et ainsi augmenter le volume du pixel.

Les figures 5.15 et 5.16 présentent les distributions de dommages calculées pour ces différentes géométries. L'augmentation des couches latérales induit l'agrandissement du volume du pixel. Ceci conduit l'accroissement du rapport du volume du pixel sur le volume de déplétion. Par conséquent bien que le nombre d'interactions se produisant dans le volume de déplétion est fixé, le nombre d'interactions générées dans le volume du pixel augmente. Dans le pixel, nous passons de 3 interactions nucléaires inélastiques pour une géométrie sans couche latérale à 8 interactions pour une géométrie avec des couches latérales de 1,25 μm . Donc potentiellement, le nombre de particules pouvant atteindre et dégrader le volume de déplétion augmente. Toutefois, pour des protons incidents de 20 MeV, aucun effet géométrique est observé (Fig. 5.15). À cause de la forte anisotropie des noyaux lourds de recul émis selon la direction des protons incidents (Fig. 5.6, axe Z), la plupart des noyaux de reculs créés dans les volumes latéraux, ne sont pas capables d'atteindre et d'endommager les volumes sensibles. Voilà pourquoi, nous n'observons pas de différences dans les distributions de dommages pour des protons incidents de 20 MeV. En revanche, pour des protons incidents de 200 MeV, un effet géométrique relativement faible est observé (Fig. 5.16). Nous avons vu sur la figure 5.7, que pour une énergie incidente plus élevée (200 MeV), la distribution angulaire des noyaux lourds s'élargit. Vu leur angle de propagation, une partie des noyaux de reculs est capable d'atteindre et de dégrader le volume sensible. Mais la plupart de ces noyaux produits latéralement à plus de 0,5 μm de la région sensible ne sont pas capables de l'atteindre et de la dégrader. Une saturation est observée sur la figure 5.16 pour les couches mortes latérales qui ont une

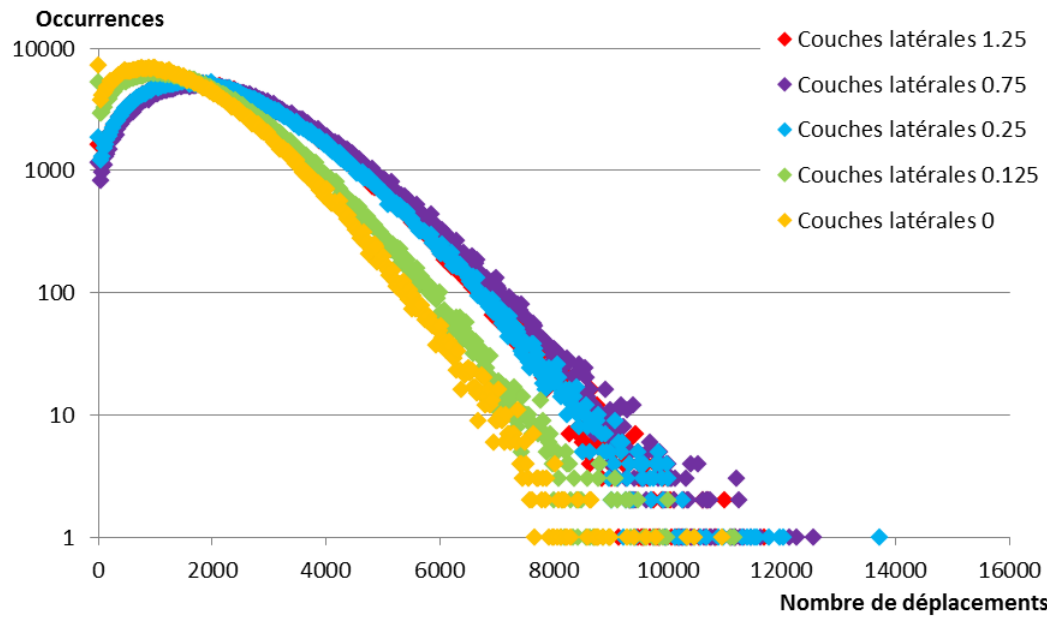


FIGURE 5.16 – La distribution de déplacements a été calculée pour un flux incident de protons de 200 MeV. Tout comme pour la Fig.5.15, la taille des couches latérales varie. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à 30 déplacements atomiques.

largeur supérieure à 0,75 μm .

5.3 Conclusion du chapitre

L'analyse des spallations nucléaires menée dans la première partie de cette étude avec GEANT4 montre que les noyaux lourds de reculs ($Z \geq 6$) sont les principaux contributeurs à la production de dommage dans ce type de réactions. En moyenne, les fragments lourds produisent 50 fois plus de déplacements atomiques que les éléments légers. La plupart des atomes de reculs émis durant une spallation nucléaire ont des énergies inférieures à 5 MeV et des parcours de l'ordre de quelques micromètres. Ainsi, les réactions nucléaires ne sont pas capables de produire une quantité significative de déplacements atomiques sur de longues distances. Cela limite fortement l'existence des effets de bords sur la DCNU. Pour une irradiation en incidence normale, la forme de la DCNU est modifiée par les effets de bords seulement pour des petits pixels (volume sensible $< 8 \mu m^3$). Par ailleurs, la dégradation du pixel est principalement affectée par la présence des couches supérieures qui sont une source de noyaux de recul qui peuvent augmenter les dommages dans le volume sensible. Le rôle des couches latérales est moins important.

Pour conclure, ce travail montre que des effets de bords significatifs ne sont pas attendus pour des zones sensibles plus larges que $1,5 \mu m$ de côté. Cependant, dans le cas de petits pixels, la DCNU peut être minimisée en réduisant l'épaisseur des couches supérieures et des couches latérales. Les paramètres géométriques ont donc peu d'effets sur la DCNU pour les capteurs actuellement sur le marché qui présentent des dimensions de pixels supérieures. Le prochain chapitre s'intéresse à un autre paramètre susceptible de modifier ces distributions de dommages, il s'agit du champ électrique régnant dans le volume de déplétion. Ce champ électrique induit l'apparition de phénomènes physiques qui facilitent le passage des électrons de valence vers la bande de conduction entraînant ainsi une augmentation du courant d'obscurité.

Chapitre 6

Étude de l'amplification du courant d'obscurité par champ électrique

Sommaire

6.1	Phénomènes physiques amplifiant l'émission de porteurs de charges . .	108
6.1.1	Effet Poole-Frenkel	108
6.1.2	Effet tunnel assisté par phonons	111
6.1.3	Combinaison des effets Poole-Frenkel et tunnel assisté par phonons	113
6.1.4	Facteurs d'amplification de l'émission des porteurs de charges . . .	114
6.2	Amplification du taux de génération de paires électron-trou	115
6.2.1	Variation du facteur λ_g en fonction de l'énergie du piège E_t	116
6.2.2	Variation du facteur λ_g en fonction de la température	118
6.3	DAAN et l'amplification du courant d'obscurité liée au champ électrique	120
6.3.1	Modification de DAAN	120
6.3.2	Choix des défauts	120
6.3.3	Validation du code	123
6.3.4	Simulations DAAN considérant l'effet du champ électrique	123
6.4	Conclusion du chapitre	129

Au sein des capteurs d'images règne un champ électrique interne dans le volume de déplétion de la jonction PN. Ce champ est à l'origine de phénomènes physiques qui modifient le courant d'obscurité. L'effet Poole-Frenkel et l'effet tunnel assisté par phonons facilitent le passage des électrons capturés par les niveaux d'énergies de la bande interdite vers la bande de conduction et inversement le passage des trous vers la bande de valence, amplifiant ainsi le taux de génération de paires électron-trou et par conséquent le courant d'obscurité.

Ce chapitre s'intéresse au champ électrique et ses conséquences sur le taux de génération de paires électron-trou et par conséquent sur le courant d'obscurité dans les capteurs d'images. Il présente dans un premier temps, les effets Poole-Frenkel et tunnel assisté par phonons ainsi que le modèle implémenté dans DAAN pour considérer ces effets du champ électrique. Nous en déduisons dans un second temps, le facteur d'amplification du courant d'obscurité associé. Une étude paramétrique destinée à quantifier l'impact de ces phénomènes physiques sur le courant d'obscurité sera présentée. Ce chapitre se conclura par la présentation de ces phénomènes d'amplification sur la DCNU par comparaison avec des données expérimentales obtenues sur le composant JADE de e2v.

6.1 Phénomènes physiques amplifiant l'émission de porteurs de charges

L'existence de l'effet du champ électrique a été démontrée par plusieurs auteurs qui ont observé une augmentation du taux d'émission d'un défaut quand le champ électrique est élevé [BDM02], [SH89],[MDB⁺89], [DMB90]. Ces auteurs ([SH89] et [BDM02]) montrent également une diminution de l'énergie d'activation (environ 0,4 eV) pour les courants d'obscurité élevés (figure 6.1). Or, selon la théorie SRH présentée dans la partie 2.5.3, ce sont les niveaux intermédiaires proches du milieu du gap du silicium ($E_g = 1,12\text{eV}$) qui sont les plus susceptibles de générer des paires électron-trou. Ces niveaux intermédiaires ont une énergie d'activation d'environ 0,62 eV. L'explication privilégiée pour cette diminution de l'énergie d'activation est l'apparition de phénomènes physiques liés au champ électrique. Deux phénomènes font leur apparition grâce au champ électrique. Il s'agit de l'effet Poole-Frenkel et de l'effet tunnel assisté par phonons. Ces deux effets ont pour point commun de faciliter le passage des porteurs de charge vers les bandes de valence et de conduction augmentant ainsi le taux d'émission de porteurs de charge des pièges.

6.1.1 Effet Poole-Frenkel

L'effet Poole-Frenkel consiste en un abaissement, ΔE_i , de la barrière de potentiel en présence d'un champ électrique, en l'occurrence celui régnant dans le volume de déplétion de la jonction PN de notre semi-conducteur. Ceci facilite donc le passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction (figure 6.2) ainsi que le passage des trous vers la bande de valence. L'existence de cet effet est dépendante de l'état de charge du piège après l'émission du porteur de charge. La partie 2.5.1 a présenté les deux types de pièges cristallins possibles : les pièges accepteurs et les pièges donneurs. En fonction du type de piège et de la particule émise par le piège, le piège peut être qualifié de centre coulombien ou de Dirac [LM97]. Dans le cas où le piège est neutre quand il est occupé par un porteur et chargé lorsque le porteur est émis (c'est-à-dire un piège donneur pour

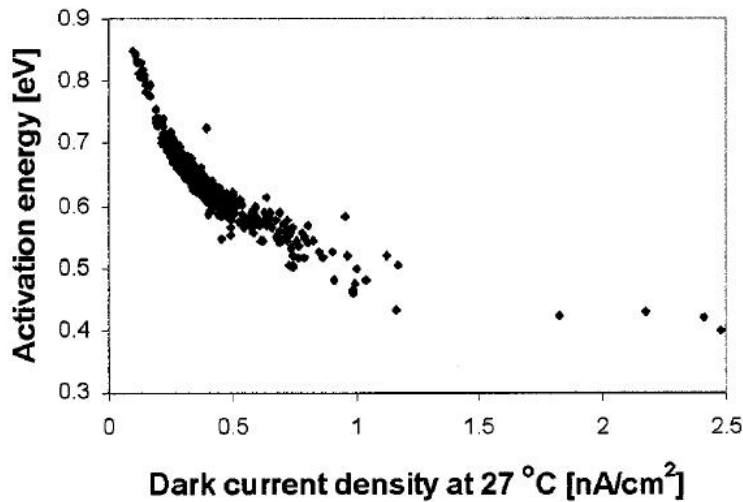


FIGURE 6.1 – Energie d’activation en fonction du courant d’obscurité pour le capteur STAR-250 irradié par un flux de protons de $1.10^{11} p+ / cm^2 - 11,7MeV$ [BDM02].

l’émission d’électrons et un piège accepteur pour l’émission de trous), ce piège est appelé centre coulombien. Dans le cas inverse, où le piège est neutre après l’émission du porteur (c’est-à-dire un piège accepteur pour l’émission d’électrons et un piège donneur pour l’émission de trous), ce piège est appelé centre de Dirac. L’effet Poole-Frenkel aura lieu seulement pour des centres coulombiens. En effet, l’abaissement de la barrière de potentiel caractérisant l’effet Poole-Frenkel provient de la combinaison du champ électrique local et de l’attraction coulombienne existant entre un piège et le porteur de charge qu’il vient d’éjecter.

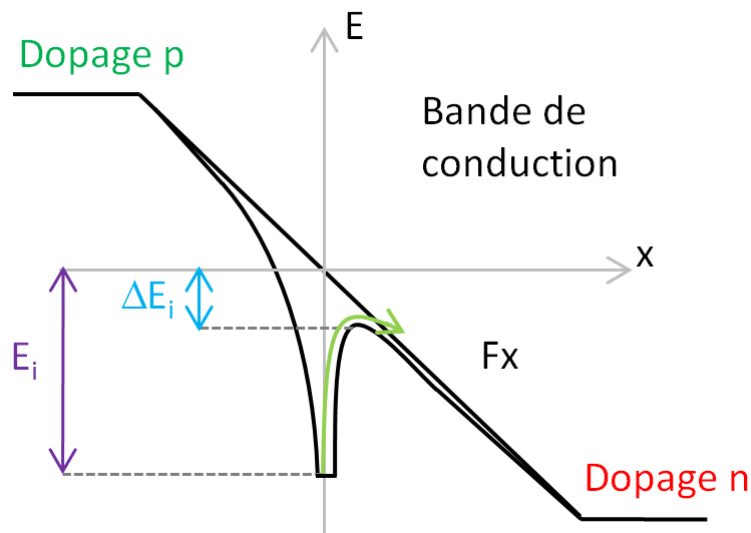


FIGURE 6.2 – Abaissement de la barrière de potentiel de ΔE_i par l’effet Poole-Frenkel pour l’émission électronique. Un abaissement identique est possible pour l’émission des trous.

Pour un centre coulombien, évaluons l’accroissement du taux d’émission du piège. Reprenons le calcul à une dimension, basé sur la théorie de Frenkel [Fre38], réalisé par Vincent [Vin78]. Les taux d’émission thermique d’électrons ou de trous pour un piège en l’absence de champ peuvent se réécrire en fonction de l’énergie d’ionisation E_i [Sze81]

(cf. partie 2.5.3) :

$$e_n = \sigma_n v_{th,n} n_i \exp\left(\frac{E_t - E_{Fi}}{k_B T}\right) = \sigma_n v_{th,n} N_C \exp\left(\frac{E_t - E_C}{k_B T}\right) = \sigma_n v_{th,n} N_C \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (6.1)$$

$$e_p = \sigma_p v_{th,p} n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_t}{k_B T}\right) = \sigma_p v_{th,p} N_V \exp\left(\frac{E_V - E_t}{k_B T}\right) = \sigma_p v_{th,p} N_V \exp\left(-\frac{E_g - E_i}{k_B T}\right) \quad (6.2)$$

avec σ_n et σ_p les sections efficaces de captures des électrons et des trous (m^2), $v_{th,n}$ et $v_{th,p}$ les vitesses de propagation thermique des électrons et des trous ($m.s^{-1}$), n_i la densité intrinsèque de porteurs (m^{-3}), E_t l'énergie du piège (eV), E_{Fi} le niveau de Fermi intrinsèque (eV), k_B la constante de Boltzmann ($eV.K^{-1}$), T la température (K), N_C la densité d'électrons dans la bande de conduction (m^{-3}), N_V la densité de trous dans la bande de valence (m^{-3}), E_C l'énergie du bas de la bande de conduction (eV), E_V l'énergie du haut de la bande de valence (eV), E_i l'énergie d'ionisation (eV), E_g l'énergie de gap (eV). L'effet Poole-Frenkel (figure 6.2) va induire une réduction ΔE_i de l'énergie d'ionisation E_i . Ainsi, le taux d'émission thermique d'un piège en présence d'un champ électrique devient :

$$e'_n = \sigma_n v_{th,n} N_C \exp\left(-\frac{E_i - \Delta E_i}{k_B T}\right) = e_n \exp\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right) \quad (6.3)$$

$$e'_p = \sigma_p v_{th,p} N_V \exp\left(-\frac{E_g - E_i - \Delta E_i}{k_B T}\right) = e_p \exp\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right) \quad (6.4)$$

Le facteur d'augmentation des émissions d'électrons et de trous lié à l'effet Poole-Frenkel s'écrit alors :

$$\lambda_{PF} = \frac{e'_n}{e_n} = \frac{e'_p}{e_p} = \exp\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right) \quad (6.5)$$

Il est possible de réécrire cette expression en déterminant l'abaissement de la barrière ΔE_i . Pour un centre coulombien représenté sur la figure 6.2, le potentiel à une distance x s'écrit : $V(x) = \frac{q}{4\pi\epsilon x} + Fx$ avec F le champ électrique lié à la jonction ($V.m^{-1}$), q la charge élémentaire (C) et ϵ la constante diélectrique du matériau. Ce potentiel atteint un extremum pour la valeur : $x_{max} = \left(\frac{q}{4\pi\epsilon F}\right)^{1/2}$. L'abaissement de la barrière ΔE_i est obtenue en évaluant $qV(x_{max})$:

$$\Delta E_i = q \left(\frac{qF}{\pi\epsilon}\right)^{1/2} \quad (6.6)$$

Le facteur d'augmentation de l'émission thermique d'un piège, pour le cas d'un modèle 1D, s'écrit donc :

$$\lambda_{PF} = \exp\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{q}{k_B T} \left(\frac{qF}{\pi\epsilon}\right)^{1/2}\right) \quad (6.7)$$

Cette expression considère que l'émission d'un porteur libre est isotrope. Le champ va certes augmenter la probabilité d'émission dans une direction, mais va également diminuer cette probabilité dans la direction opposée (cf Fig. 6.2). Ce facteur en une dimension surestime donc l'effet du champ électrique.

Hartke [Har68], Jonscher [Jon67] et Martin [MSH81] ont un calcul analogue en trois dimensions. Pour cela, ils prennent en compte l'effet d'anisotropie en introduisant une correction sur le potentiel qui dépend de la direction d'émission du porteur :

$$V(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon x} + Fx \cos\theta \quad (6.8)$$

θ est défini à 0 du côté du dopage n et à π du côté du dopage p. L'extremum du potentiel est atteint pour une distance $x : x_{max} = \left(\frac{q}{4\pi\epsilon F \cos\theta}\right)^{1/2}$. L'énergie d'ionisation est alors réduite d'une valeur ΔE_i pour $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$:

$$\Delta E_i = \left(\frac{q^3 F \cos\theta}{\pi\epsilon}\right)^{1/2} \quad (6.9)$$

En trois dimensions, le facteur d'augmentation du taux d'émission d'un piège est [MSH81] :

$$\lambda_{PF} = \frac{1}{4\pi} \left(\int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin\theta \exp\left[\frac{\Delta E_i(\theta)}{k_B T}\right] + \int_0^{2\pi} d\Phi \int_{\pi/2}^{\pi} d\theta \sin\theta \right) \quad (6.10)$$

En substituant $t = \cos\theta$, le facteur d'augmentation d'émission d'un piège s'écrit :

$$\lambda_{PF} = \frac{1}{2} + \frac{1 + \left(\frac{\Delta E_i}{k_B T} - 1\right) \exp\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right)}{\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right)^2} \quad (6.11)$$

La formule 1D du facteur d'augmentation donne une estimation haute de la variation du taux d'émission par rapport à la formule 3D. Malgré cela, nous utiliserons la formule 1D pour uniformiser le calcul de l'effet du champ électrique par rapport à l'effet tunnel assisté par phonons. Que ce soit dans le cas 1D ou 3D, l'énergie du piège n'intervient pas dans l'expression du facteur d'augmentation du taux d'émission. Seule la forme du potentiel considéré pour décrire l'interaction entre le piège et l'électron, la température et l'amplitude du champ interviennent.

6.1.2 Effet tunnel assisté par phonons

L'effet tunnel assisté par phonons (en anglais *Phonon Assisted Tunneling*, PAT) permet le passage d'une particule à travers une barrière de potentiel grâce à l'application d'un champ électrique. Plus précisément, il se décompose en une transition thermique qui achemine le porteur de charge en dessous de la barrière de potentiel et un effet tunnel qui lui permet d'atteindre la bande de conduction ou la bande de valence (figure 6.3). Ce phénomène est privilégié par rapport à l'effet tunnel simple puisque celui-ci dépend de la température, autre paramètre ayant une forte incidence sur le courant d'obscurité (cf. partie 3.1.3). Les pièges de la bande interdite considérés pour cet effet PAT sont des centres de Dirac (i.e. un piège accepteur pour l'émission électronique et un piège donneur pour l'émission de trous) afin d'éliminer l'effet Poole-Frenkel dans l'immédiat.

Afin d'établir l'augmentation du taux d'émission de porteurs de charges pour un piège, il faut tout d'abord caractériser la transparence de la barrière de potentiel en l'occurrence triangulaire dans le cas de notre jonction PN. Le calcul de la transparence de la barrière, autrement dit la probabilité qu'une particule traverse la barrière, sera inspiré de la théorie d'émission par effet de champ décrite par Fowler et Nordheim en 1928 [FN28]. L'émission par effet de champ, également appelée l'effet tunnel Fowler-Nordheim, consiste en une émission d'électrons d'un métal à l'aide de champs électriques extérieurs. Or, la barrière de potentiel que les porteurs de charges doivent franchir pour cet effet est également triangulaire. La probabilité de traverser la barrière est déterminée en résolvant l'équation de Schrödinger :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + V(x)\Psi = E\Psi \quad (6.12)$$

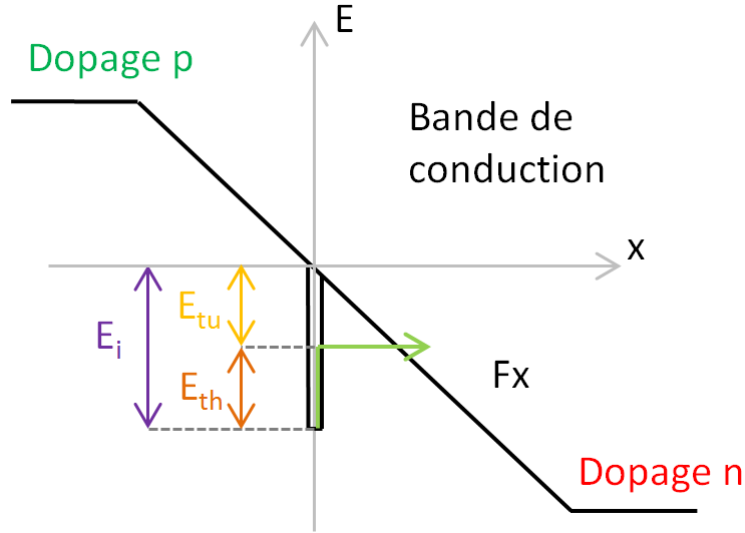


FIGURE 6.3 – Représentation de l'effet tunnel assisté par phonons pour l'émission électronique.

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = \frac{2m^*(V-E)}{\hbar^2}\Psi \quad (6.13)$$

Nous pouvons appliquer à notre cas d'étude l'approximation WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin [Bri26]) notre barrière de potentiel étant décomposable en une succession de petites barrières rectangulaires. Cette approximation permet d'écrire la fonction d'onde sous la forme suivante :

$$\Psi(L) = \Psi(0) \exp\left(-\int_0^L \frac{\sqrt{2m^*(V(x)-E)}}{\hbar} dx\right) = \Psi(0) \exp\left(-\int_0^{E_i/qF} \frac{\sqrt{2m^*(qFx-E_i)}}{\hbar} dx\right) \quad (6.14)$$

avec $L = \frac{E_i}{qF}$. La transparence d'une barrière triangulaire peut alors être calculée :

$$T = \frac{\Psi\left(\frac{E_i}{qF}\right)\Psi^*\left(\frac{E_i}{qF}\right)}{\Psi(0)\Psi^*(0)} = \exp\left(-\frac{2(2m^*)^{1/2}}{\hbar} \int_0^{E_i/qF} (qFx-E_i)^{1/2} dx\right) \quad (6.15)$$

$$T = \exp\left(-\frac{2(2m^*)^{1/2}}{\hbar} \left[\frac{2}{3qF}(qFx-E_i)^{3/2}\right]_0^{E_i/qF}\right) \quad (6.16)$$

$$T = \exp\left(-\frac{4(2m^*)^{1/2}E_i^{3/2}}{3\hbar qF}\right) \quad (6.17)$$

avec m^* la masse effective de la particule (kg), q la charge élémentaire (C), E_i l'énergie d'ionisation (eV), F le champ électrique ($V.m^{-1}$).

La probabilité qu'un porteur de charge atteigne une des bandes par l'effet PAT s'exprime comme le produit de la probabilité de l'émission du porteur vers l'état virtuel caractérisé par E_{th} et de la transparence de la barrière triangulaire [Vin78] :

$$P(E_{th}, E_{tu}) = \exp\left(-\frac{E_{th}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{4(2m^*)^{1/2}E_{tu}^{3/2}}{3\hbar qF}\right) = \exp\left(-\frac{E_i - E_{tu}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{4(2m^*)^{1/2}E_{tu}^{3/2}}{3\hbar qF}\right) \quad (6.18)$$

avec E_{tu} la hauteur de la barrière de potentiel restant après le gain d'énergie par agitation thermique E_{th} (eV). La probabilité totale d'émission électronique est obtenue en

intégrant cette probabilité sur toutes les valeurs que peut prendre E_{tu} et en ajoutant la probabilité sans champ électrique :

$$P_{tot} = \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) + K \int_0^{E_i} \exp\left(-\frac{E_i - E_{tu}}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{4(2m_e^*)^{1/2} E_{tu}^{3/2}}{3\hbar q F}\right) dE_{tu} \quad (6.19)$$

K est une constante de normalisation égale à $\frac{1}{k_B T}$ déterminée en posant $P_{tot} \xrightarrow{F \rightarrow +\infty} 1$. Ainsi le taux d'émission électronique par un piège et le facteur d'amplification de l'émission électronique lié à l'effet PAT s'écrivent :

$$e'_n = e_n + \int_0^{E_i/k_B T} e_n \exp\left(\frac{E_{tu}}{k_B T} - \frac{4(2m_e^*)^{1/2} (E_{tu})^{3/2}}{3\hbar q F}\right) \frac{dE_{tu}}{k_B T} \quad (6.20)$$

$$\lambda_{nPAT} = \frac{e'_n}{e_n} = 1 + \int_0^{(E_C - E_i)/k_B T} \exp\left[z - z^{\frac{3}{2}} \left(\frac{4(2m_e^*)^{1/2} (k_B T)^{3/2}}{3q\hbar F}\right)\right] dz \quad \text{avec } z = \frac{E_{tu}}{k_B T} \quad (6.21)$$

L'expression du facteur d'amplification de l'émission des trous lié à l'effet PAT est similaire :

$$\lambda_{pPAT} = \frac{e'_p}{e_p} = 1 + \int_0^{E_t/k_B T} \exp\left[z - z^{3/2} \left(\frac{4(2m_h^*)^{1/2} (k_B T)^{3/2}}{3q\hbar F}\right)\right] dz \quad (6.22)$$

Il n'existe pas de primitive simple au terme exponentiel, le calcul est donc réalisé numériquement.

6.1.3 Combinaison des effets Poole-Frenkel et tunnel assisté par phonons

Dans la partie précédente, nous avons considéré des centres de Dirac afin d'éliminer l'effet Poole-Frenkel et de ne considérer uniquement l'effet tunnel assisté par phonons. Plaçons-nous maintenant dans le cas d'un centre coulombien où les effets PF et PAT se combinent. L'électron atteint un niveau virtuel dans la bande interdite à la suite d'une transition thermique d'énergie E_{th} . La barrière de potentiel est modifiée par l'abaissement provoqué par l'effet Poole-Frenkel. Par conséquent, l'électron peut traverser la barrière de potentiel hyperbolique du point x_1 au point x_2 (figure 6.4).

Dans ce cas de figure, la barrière de potentiel s'écrit $V(x) = \frac{q^2}{4\pi\epsilon x} + qFx$. À nouveau, la transparence de la barrière doit être calculée. Pour cela, évaluons la différence $V(x) - E$ qui s'annule en x_1 et x_2 [Vin78] :

$$V(x) - E = \frac{q^2}{4\pi\epsilon x} + qFx - E_{tu} \quad (6.23)$$

$$V(x) - E = \frac{\frac{q^2}{4\pi\epsilon} + qFx^2 - E_{tu}x}{x} = \frac{qF(x - x_1)(x - x_2)}{x} \quad (6.24)$$

On en déduit la transparence :

$$T = \exp\left[-\frac{2(2m^*)^{1/2}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{qF(x - x_1)(x - x_2)}{x}\right)^{1/2} dx\right] \quad (6.25)$$

Cette intégration n'est pas triviale Vincent [Vin78] et Hill [Hil71] ont approximé l'intégrale grâce à une méthode semi-empirique : $\frac{2}{3} \left[1 - \left(\frac{\Delta E_i}{E_{tu}}\right)^{5/3}\right]$. La transparence de la barrière

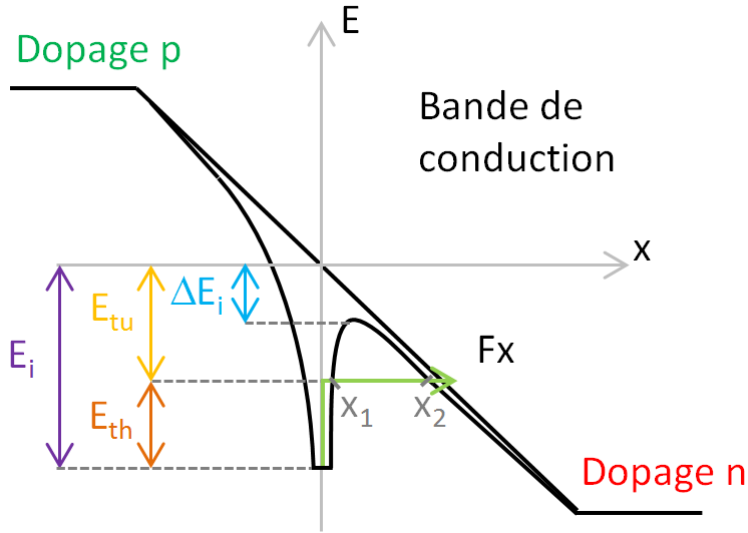


FIGURE 6.4 – Représentation de la combinaison de l'effet Poole-Frenkel et de l'effet tunnel assisté par phonons pour l'émission électronique. L'électron effectue une transition thermique d'énergie E_{th} puis une transition tunnel entre les points x_1 et x_2 .

devient alors :

$$T = \exp\left(-\frac{4(2m^*)^{1/2}E_{tu}^{3/2}}{3q\hbar F}\left[1 - \left(\frac{\Delta E_i}{E_{tu}}\right)^{5/3}\right]\right) \quad (6.26)$$

À nouveau si e_n et e_p ne sont pas affectés par le champ électrique appliqué, le facteur d'augmentation d'émission des porteurs de charges considérant l'effet Poole-Frenkel et l'effet tunnel assisté par phonons s'écrit [VCB79] :

$$\lambda_{nCombi} = \frac{e'_n}{e_n} = \exp\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right) + \int_{\Delta E_i/k_B T}^{(E_C - E_i)/k_B T} \exp\left[z - z^{3/2} \left(\frac{4(2m_e^*)^{1/2}(k_B T)^{3/2}}{3q\hbar F}\right) \left(1 - \left(\frac{\Delta E_i}{zk_B T}\right)^{5/3}\right)\right] dz \quad (6.27)$$

$$\lambda_{pCombi} = \frac{e'_p}{e_p} = \exp\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right) + \int_{\Delta E_i/k_B T}^{E_i/k_B T} \exp\left[z - z^{3/2} \left(\frac{4(2m_h^*)^{1/2}(k_B T)^{3/2}}{3q\hbar F}\right) \left(1 - \left(\frac{\Delta E_i}{zk_B T}\right)^{5/3}\right)\right] dz \quad (6.28)$$

Si l'abaissement de la barrière est nul ($\Delta E_i = 0$), le facteur d'augmentation de l'effet tunnel assisté par phonons est retrouvé. À l'inverse, si l'intégrale est annulée, l'impact de l'effet Poole-Frenkel est retrouvé.

6.1.4 Facteurs d'amplification de l'émission des porteurs de charges

Les effets PF et PAT modifient le taux d'émission d'électrons et de trous d'un piège de la bande interdite. En fonction du champ électrique, de la température et de la position du piège dans la bande interdite, ils amplifient ces taux d'émission. Comme nous avons pu le voir, l'effet PF est dépendant de l'état de charge du piège après émission du porteur. Une attraction coulombienne entre le piège et la particule émise est nécessaire pour observer ce phénomène. Ainsi, si la particule émise est un électron, le piège doit être donneur. En revanche, si la particule émise est un trou, le piège doit être accepteur (figure 6.5). λ_n et λ_p sont donc dépendants du type de piège. Pour un piège donneur d'énergie E_t ,

l'augmentation des taux d'émission des pièges sera régie par :

$$\begin{cases} \lambda_n = \frac{e'_n}{e_n} = \exp\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right) + \int_{\Delta E_i/k_B T}^{(E_C - E_t)/k_B T} \exp\left[z - z^{3/2} \left(\frac{4(2m_e^*)^{1/2}(k_B T)^{3/2}}{3q\hbar F}\right)\right] \left(1 - \left(\frac{\Delta E_i}{zk_B T}\right)^{5/3}\right) dz \\ \lambda_p = \frac{e'_p}{e_p} = 1 + \int_0^{E_t/k_B T} \exp\left[z - z^{3/2} \left(\frac{4(2m_h^*)^{1/2}(k_B T)^{3/2}}{3q\hbar F}\right)\right] dz \end{cases} \quad (6.29)$$

En revanche, pour un piège accepteur, l'augmentation des taux d'émission des pièges sera régie par :

$$\begin{cases} \lambda_n = \frac{e'_n}{e_n} = 1 + \int_0^{(E_C - E_t)/k_B T} \exp\left[z - z^{3/2} \left(\frac{4(2m_e^*)^{1/2}(k_B T)^{3/2}}{3q\hbar F}\right)\right] dz \\ \lambda_p = \frac{e'_p}{e_p} = \exp\left(\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right) + \int_{\Delta E_i/k_B T}^{E_t/k_B T} \exp\left[z - z^{3/2} \left(\frac{4(2m_h^*)^{1/2}(k_B T)^{3/2}}{3q\hbar F}\right)\right] \left(1 - \left(\frac{\Delta E_i}{zk_B T}\right)^{5/3}\right) dz \end{cases} \quad (6.30)$$

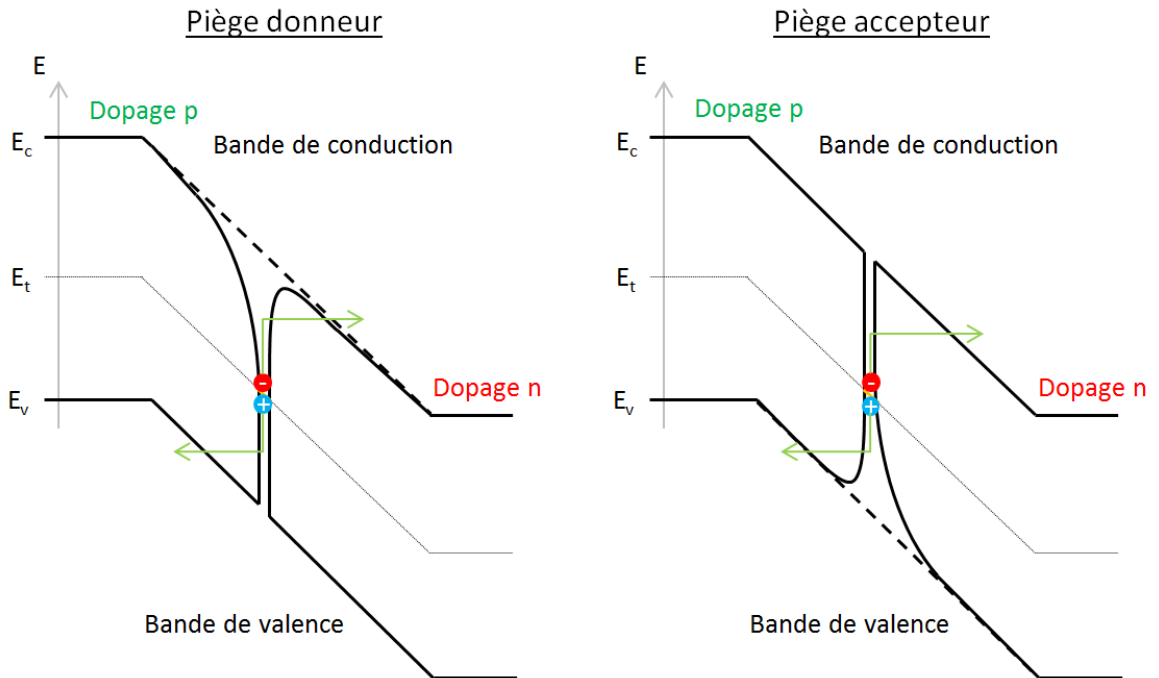


FIGURE 6.5 – Schéma récapitulatif des effets liés au champ électrique interne provoquant une augmentation de la génération de paires électron-trou des pièges donneurs et accepteurs.

6.2 Amplification du taux de génération de paires électron-trou

La partie précédente a montré que les effets PF et PAT modifient les propriétés d'émission de porteurs de charge des pièges sous l'effet du champ électrique (cf. équations 6.29 et 6.30). Ainsi, le taux de génération de paires électron-trou, (équation 2.36), sera donc amplifié par un facteur lié au champ électrique, λ_g [DMB15] :

$$U_G = N_T g' = N_T \lambda_g g = N_T \frac{e'_n e'_p}{e'_n + e'_p} = N_T \frac{\lambda_n e_n \lambda_p e_p}{\lambda_n e_n + \lambda_p e_p} \quad (6.31)$$

$$\lambda_g = \frac{g'}{g} = \frac{\lambda_n \lambda_p (e_n + e_p)}{\lambda_n e_n + \lambda_p e_p} \quad (6.32)$$

Ce facteur d'amplification λ_g dépend de λ_n et λ_p , les facteurs d'amplification des émissions d'électrons et de trous d'un piège déterminés précédemment dans l'étude des effets PF et PAT. Il dépend du champ électrique F , de la température du capteur T , de l'énergie du piège dans la bande interdite E_t et du type du piège. Nous avons réalisé deux études paramétriques sur ce facteur d'amplification : la première sur l'énergie du piège et la seconde sur la température, en fonction du champ électrique afin de quantifier l'impact de ce facteur d'amplification sur le courant d'obscurité.

6.2.1 Variation du facteur λ_g en fonction de l'énergie du piège E_t

L'idée de cette étude paramétrique est d'estimer le comportement du facteur λ_g sur toute la largeur de la bande interdite. Nous avons étudié deux cas d'études : un premier piège donneur à une température de 300 K et un second piège cette fois-ci accepteur à une température de 300 K. Les sections efficaces de captures des trous et des électrons de ces pièges s'élèvent à $5.10^{-19} m^2$. Pour les deux études nous avons calculé λ_g pour 5 pièges positionnés respectivement à 0,20 eV ; 0,40 eV ; 0,60 eV ; 0,80 eV ; 1,0 eV des bandes de valence ou de conduction selon le type du piège.

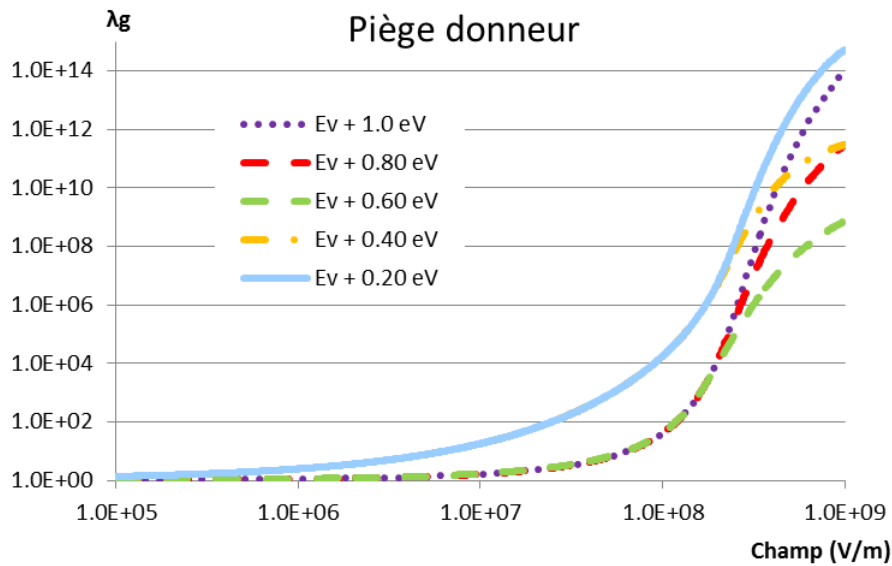


FIGURE 6.6 – Facteur d'amplification λ_g d'un piège donneur à 300 K pour divers niveaux d'énergies. Nous considérons dans cette étude $E_V = 0 \text{ eV}$ et $E_C = 1,12 \text{ eV}$.

Les figures 6.6 et 6.7 présentent le facteur d'amplification λ_g de la génération des paires électron-trou pour des pièges donneurs et accepteurs à une température de 300 K. L'allure de λ_g est semblable pour un piège accepteur et pour un piège donneur si la distance qui les sépare de la bande de valence ou de la bande de conduction est identique. Par exemple, le facteur λ_g d'un piège donneur placé 0,20 eV au-dessus de la bande de valence sera identique au facteur λ_g d'un piège accepteur placé 0,20 eV en dessous de la bande de conduction. Ceci s'explique par l'effet Poole-Frenkel présent à l'émission d'électrons pour les pièges donneurs et à l'émission des trous pour les pièges accepteurs.

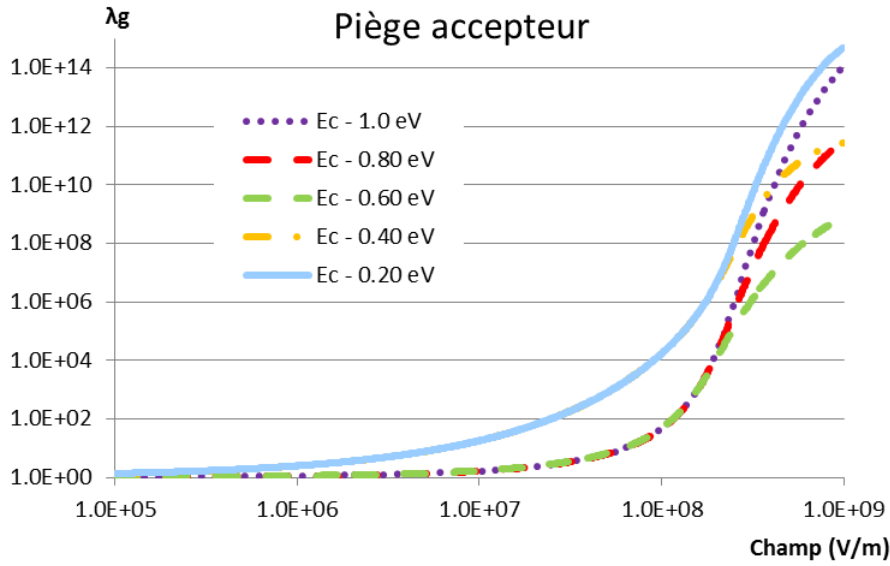


FIGURE 6.7 – Facteur d’amplification λ_g d’un piège accepteur à 300 K pour divers niveaux d’énergies.

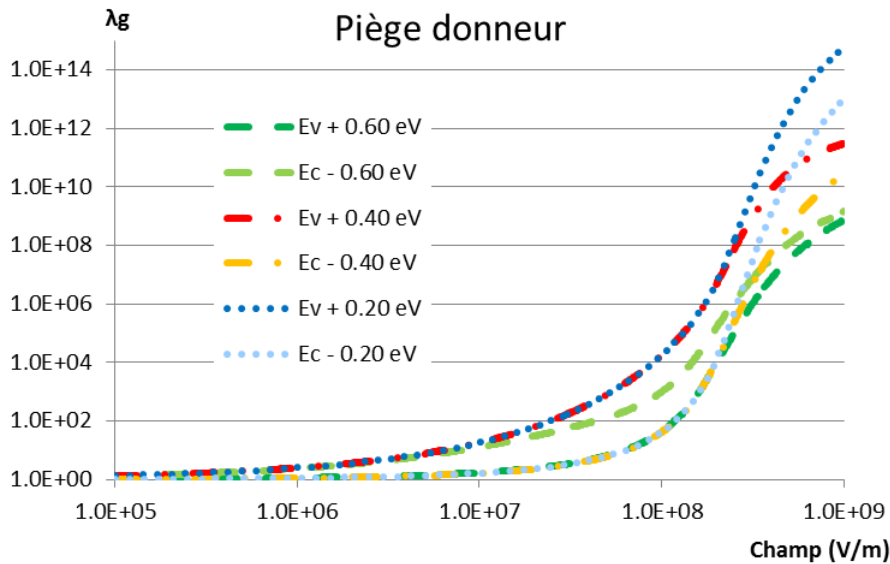


FIGURE 6.8 – Comparaison du facteur d’amplification λ_g pour divers pièges donneurs positionnés de façon symétrique par rapport aux bandes de valence et de conduction à 300 K.

Ceci est d’avantage mis en avant dans les figures 6.8 et 6.9 qui comparent λ_g pour divers pièges positionnés de façon symétriques par rapport aux bandes de valence et de conduction. Elles permettent ainsi de mettre en avant l’effet PF sur un des deux côtés et de mieux comprendre la variation de λ_g en fonction de E_t . Prenons par exemple un piège donneur placé à $E_V + 0,20eV$ et comparons son facteur λ_g à celui d’un piège donneur placé à $E_C - 0,20eV$. Le facteur d’amplification le plus élevé est celui du piège $E_V + 0,20eV$. Ceci s’explique aisément par la formule du facteur d’amplification : $\lambda_g = \frac{\lambda_n \lambda_p (e_n + e_p)}{\lambda_n e_n + \lambda_p e_p}$. Si le piège se situe en dessous du niveau de Fermi intrinsèque (cas du piège $E_V + 0,20eV$), le facteur λ_g tend vers λ_n car $e_n \ll e_p$ et $\lambda_n e_n \ll \lambda_p e_p$. λ_n , dans le cas d’un piège donneur, comprend les contributions liées aux effets PF et PAT. La différence entre ces deux facteurs d’amplification est donc la part de l’effet Poole-Frenkel. En revanche, si le piège se situe au-dessus du niveau de Fermi intrinsèque (cas du piège $E_C - 0,20eV$), le facteur λ_g

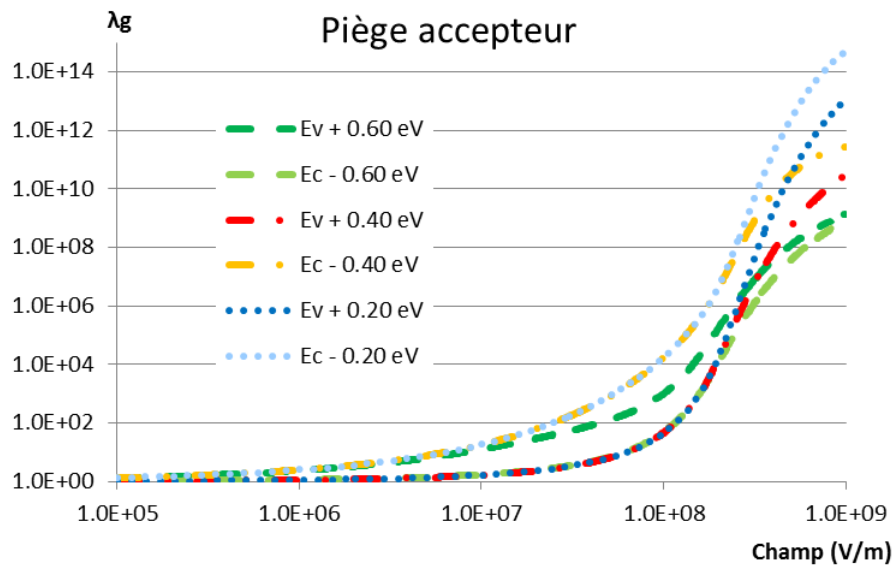


FIGURE 6.9 – Comparaison du facteur d’amplification λ_g pour divers pièges accepteurs positionnés de façon symétrique par rapport aux bandes de valence et de conduction à 300 K.

tend vers λ_p car $e_n \gg e_p$ et $\lambda_n e_n \gg \lambda_p e_p$. λ_p , dans le cas d’un piège donneur, comprend seulement la contribution liée à l’effet PAT. Le raisonnement est similaire pour le cas des autres pièges. Ainsi on comprend mieux la variation du facteur λ_g en fonction de la position du piège dans la bande interdite. Par ailleurs, plus le piège est proche du milieu du gap, plus λ_g diminue alors que le taux de génération de paires électron-trou (équation 2.36) est bien plus important au milieu du gap qu’ailleurs. Lorsque le piège se rapproche des bandes de conduction ou de valence, le facteur λ_g augmente donc en fonction de la prise en compte de l’effet Poole-Frenkel pour l’émission des trous ou des électrons.

6.2.2 Variation du facteur λ_g en fonction de la température

L’idée de cette étude paramétrique est de quantifier la variation du facteur λ_g sur une large gamme de température. Nous avons étudié deux cas d’études : un premier piège donneur de niveau d’énergie $E_V + 0.80 eV$ et un second piège accepteur de niveau d’énergie $E_V + 0.80 eV$. Pour les deux études nous avons calculé λ_g pour 5 température : 260K ; 280K ; 300K ; 320K ; 340K.

Les figures 6.10 et 6.11 présentent le facteur d’amplification λ_g de la génération des paires électron-trou pour des pièges donneurs et accepteurs à un niveau d’énergie $E_V + 0,80 eV$. À partir d’un champ électrique d’une valeur de $10^7 V/m$, le facteur diffère d’une température à l’autre pour atteindre près d’une décade d’écart de 20 K en 20 K pour un champ de $10^9 V/m$.

La conclusion principale de ces deux études paramétriques est que pour une gamme de champ électrique réaliste¹, il est possible d’observer un facteur d’amplification atteignant en moyenne la dizaine voire plusieurs décades pour des événements extrêmes. Sur cette gamme de champ électrique, la variation du facteur peut être conséquente en fonc-

1. Nous possédons la carte de champ électrique des composants JADE et SAPPHIRE mais celles-ci ne seront pas présentées dans ces travaux de thèse par soucis de confidentialité.

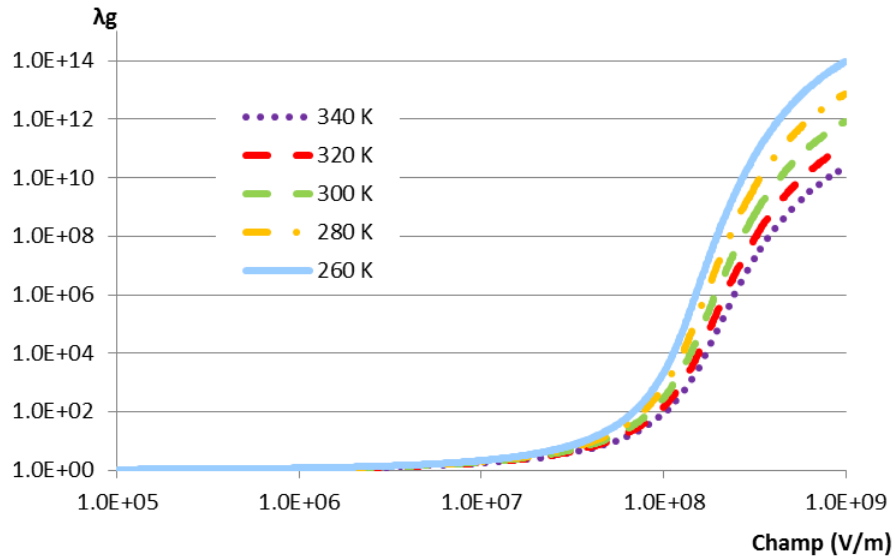


FIGURE 6.10 – Facteur d’amplification λ_g d’un piège donneur à $E_V + 0.80 \text{ eV}$ pour diverses températures.

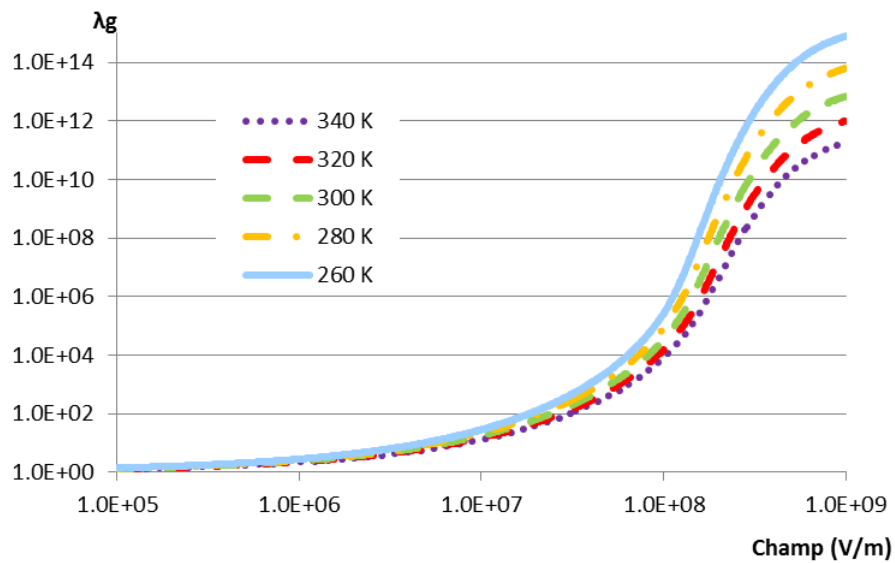


FIGURE 6.11 – Facteur d’amplification λ_g d’un piège accepteur à $E_V + 0.80 \text{ eV}$ pour diverses températures.

tion de la position du piège dans la bande interdite. Alors que dans cette étude nous avons considéré des pièges sur toute la largeur de la bande interdite, la théorie SRH présentée dans le chapitre 2 indique que ce sont les pièges proches du milieu du gap qui génèrent la plus forte dégradation. De plus, l’étude paramétrique de λ_g en fonction de la température montre en moyenne une faible variation pour un champ électrique réaliste. La partie suivante continue de s’intéresser à λ_g et présente notamment les pièges que nous avons choisi de considérer dans nos simulations.

6.3 DAAN et l'amplification du courant d'obscurité liée au champ électrique

Nous connaissons désormais l'expression du facteur d'amplification du courant d'obscurité lié au champ électrique et nous avons quantifié son impact. Nous pouvons maintenant l'incorporer dans notre outil DAAN et procéder à des simulations sur le composant JADE.

6.3.1 Modification de DAAN

Pour calculer ce facteur d'amplification, plusieurs paramètres sont nécessaires : le piège générant la paire électron-trou, le champ électrique régnant au niveau du piège et la température du capteur. Dans DAAN, nous déterminons pour chaque interaction se produisant dans un pixel, le nombre de déplacements atomiques engendrés converti par la suite en courant d'obscurité (cf. partie 3.3). Nous allons appliquer le facteur d'amplification λ_g à ce nombre de déplacements. Ceci est possible puisque le passage du nombre de déplacements à la variation du courant d'obscurité se fait par un simple coefficient de proportionnalité. Nous possédons la carte de champ électrique des composants JADE et SAPPHIRE en fonction de la profondeur du volume de déplétion. Nous tirons aléatoirement la profondeur de l'interaction j que l'on interpole pour obtenir le champ électrique associé. Nous tirons également aléatoirement le piège généré par l'interaction j défini par son niveau d'énergie, son type et ses sections efficaces de capture. λ_g peut alors être calculé (figure 6.12). Ce raisonnement considère la profondeur, et par conséquent le champ électrique, de l'interaction et un unique piège par interaction. Notre modèle réalise donc une simplification pour une question de temps d'exécution. En effet, nous considérons un piège par interaction alors qu'une interaction peut engendrer de nombreux déplacements atomiques et donc plusieurs pièges. Néanmoins, au vu des faibles variations du facteur λ_g pour des différents pièges (vues dans les figures 6.6 à 6.9), cette simplification nous semble une bonne première approche.

6.3.2 Choix des défauts

L'une des difficultés de la prise en compte du champ électrique dans notre outil numérique est le choix des défauts à modéliser dans le capteur. Nous avons vu dans le chapitre 2 que de nombreux pièges peuvent apparaître au sein de la matière à cause d'impuretés introduites lors de la fabrication du capteur, de son dopage ou encore d'irradiations subies dans l'environnement spatial. En fonction de la température d'utilisation du composant, ces défauts se déplacent et se réorganisent. De nombreux auteurs ont utilisé les techniques de DLTS (*Deep Level Transient Spectroscopy*) ou encore DCS (*Dark Current Spectroscopy*) afin de détecter les défauts dans le silicium à la suite d'irradiation [ES76], [BPG83], [Hup90], [MFF⁺97], [Mol99], [HBV02], [TM08], [Arn11], [Bel16]. Certains mécanismes de réorganisation des défauts sont encore incompris. Malgré cela, certaines caractéristiques des pièges sont connues pour amplifier la génération de paires électron-trou. Certains des pièges recensés dans le tableau 2.3 sont dépendants du dopage du semi-conducteur. [BdA01], [TM08] ou encore [Bel16] ont détecté des complexes lacune-phosphore dans leurs capteurs d'images. Ces atomes de phosphore proviennent du dopage du semi-conducteur. Or, selon les études de Srour [Sro00], ce ne sont pas les défauts issus du dopage qui sont les centres de génération les plus actifs du courant d'obscurité. En effet, il a comparé la dégradation engendrée par un même flux de particules sur

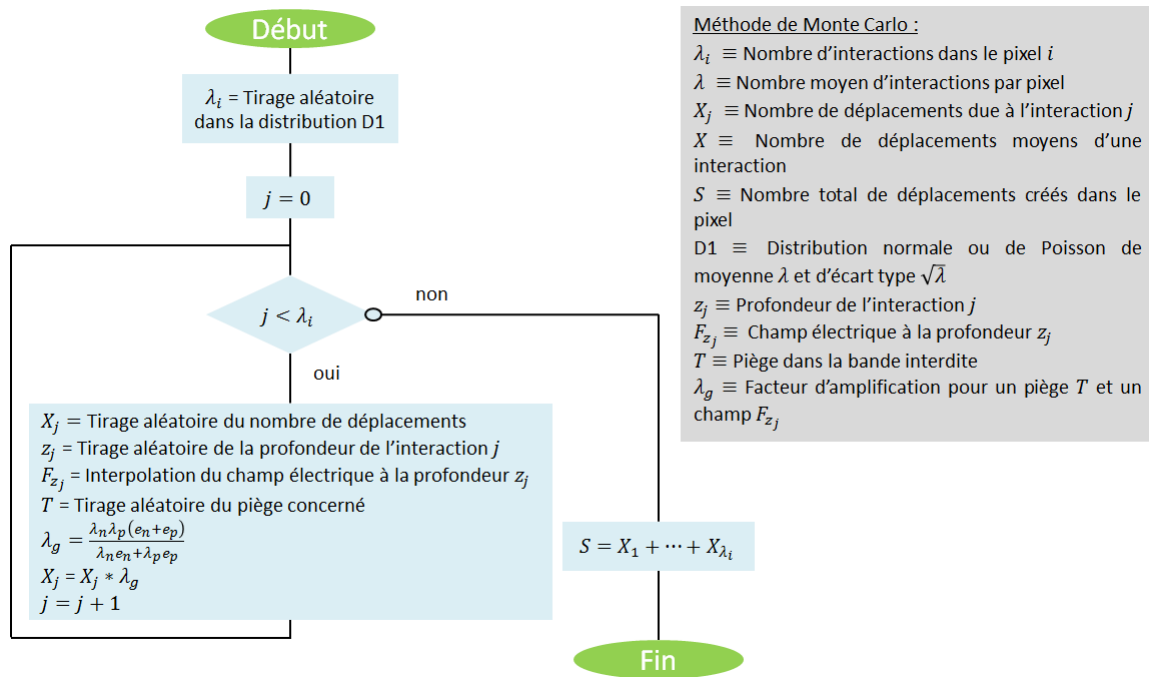


FIGURE 6.12 – Algorithme du traitement de la dégradation d'un type d'interaction pour le pixel i par la méthode de Monte Carlo de DAAN avec la prise en compte du champ électrique. Une fois que cet algorithme est répété pour tous les types d'interactions, le nombre total de déplacements atomiques est converti en courant d'obscurité grâce au facteur de Srouer.

des composants dopés p et n et a observé une corrélation entre les composants malgré des dopages différents, des concentrations d'atomes oxygène et carbone différentes. Ceci nous a donc convaincu d'utiliser uniquement les bilacunes et les complexes à base d'oxygène et de carbone, impuretés introduites au cours de la fabrication du capteur. Les paramètres de ces pièges sont détaillés dans le tableau 6.1.

Selon la théorie SRH, présentée dans la partie 2.5, les défauts proches du milieu du gap du semi-conducteur génèrent le plus grand nombre de paires électron-trou et donc la plus forte dégradation. Parmi la liste des défauts ci-dessus, le piège $V_2^{-/0}$ se situe à $E_C - 0,41eV$, c'est-à-dire à $0,15eV$ du milieu du gap. C'est ce piège qui aura le taux de génération de paires électron-trou le plus élevé par rapport aux autres. Malheureusement, sa section efficace de capture des trous n'est pas connue. De plus, de manière générale, selon les références, les sections efficaces de capture des électrons ou des trous pour les pièges diffèrent. Or, ces paramètres sont nécessaires au calcul de λ_g .

Sur la figure 6.13, nous avons donc étudié la variation du facteur λ_g sur une large gamme de sections efficaces d'électrons (σ_n) et de trous (σ_p) pour un piège $V_2^{-/0}$ afin d'évaluer l'importance de l'effet de ce paramètre. Si σ_n est fixé et σ_p varie, cela n'entraîne pas de variations sur λ_g . En revanche, si σ_p est fixé et σ_n diminue, alors λ_g diminue. À nouveau pour comprendre ces tendances, il faut revenir à l'expression de λ_g . À cause de la position de E_t ($V_2^{-/0}$) par rapport à E_{Fi} , λ_g tend vers $\frac{\lambda_n \lambda_p e_n}{\lambda_n e_n + \lambda_p e_p}$. Si $|\lambda_n e_n| > |\lambda_p e_p|$, alors λ_g tend vers λ_p . Ceci est vrai quelle que soit la valeur du champ électrique lorsque l'on fixe σ_n . En revanche, ce n'est pas le cas pour toutes les valeurs du champ si σ_p est fixé. Dans ce cas-là, λ_g est une combinaison de λ_p et de λ_n et diminue lorsque σ_n diminue. Dans le cas où $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$, nous supprimons la dépendance en σ de λ_g vu son expression

Nom du piège	Type de piège	Niveau d'énergie (eV)	$\sigma_n(cm^2)$	$\sigma_p(cm^2)$	Références
$V_2^{--/-}$	Accepteur	$E_C - 0,23$	6.10^{-17} à 5.10^{-13}	/	[ES76], [Hup90], [MFF ⁺ 97], [HBV02], [Arn11]
$V_2^{-/0}$	Accepteur	$E_C - 0,41$	$1,6.10^{-16}$ à 5.10^{-13}	/	[ES76], [Hup90], [MFF ⁺ 97], [HBV02], [TM08], [Arn11]
$V_2^{0/+}$	Donneur	$E_V + 0,21$	4.10^{-16} à 6.10^{-15}	10^{-17} à 4.10^{-16}	[KSK69], [BPG83], [HKMN96]
$VO_i^{-/0}$	Accepteur	$E_C - 0,17$	5.10^{-15} à 5.10^{-14}	/	[Cra63], [BB82], [Arn11]
$C_i^{-/0}$	Accepteur	$E_C - 0,10$	6.10^{-15}	/	[Wat00] [Wat00]
$C_i^{0/+}$	Donneur	$E_V + 0,28$	4.10^{-15}	/	[MFF ⁺ 97], [Wat00]
$C_iO_i^{0/+}$	Donneur	$E_V + 0,35$	2.10^{-15}	5.10^{-14} à 5.10^{-15}	[HKMN96], [MFF ⁺ 97], [Arn11]

TABLEAU 6.1 – Liste des pièges basés sur des impuretés carbone ou oxygène et des bilacunes.

6.32. De plus, nous observons sur ces figures que pour de faibles champs, la valeur de λ_g varie peu et ne dépasse pas la dizaine alors qu'à partir d'un champ électrique de $10^7 V/m$, λ_g peut varier jusqu'à plusieurs décades en fonction des sections efficaces de capture.

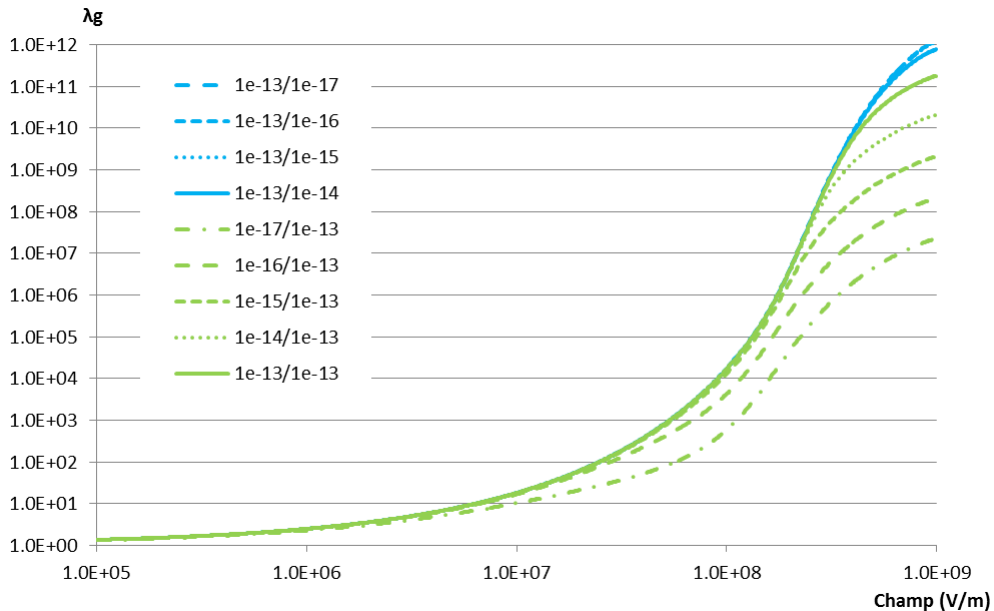


FIGURE 6.13 – Étude du facteur λ_g en fonction du champ électrique pour le piège $V_2^{-/0}$ avec différentes sections efficaces de capture des trous et des électrons. Sur la légende de la figure en premier est indiquée la section efficace de capture des électrons en cm^2 puis la section efficace de capture des trous en cm^2 .

En conclusion, nous avons choisi de modéliser le piège $V_2^{-/0}$. Nous prenons une section efficace de capture des trous égale à la section efficace de capture des électrons

[Sze81], égales à 10^{-13} cm^2 . Ceci a pour effet de supprimer la dépendance en σ de λ_g . Dans ce cas, selon la figure 6.13, nous choisissons un des facteurs d'amplification le plus important au risque qu'il soit trop grand par rapport à la réalité.

6.3.3 Validation du code

Divers tests ont été réalisés pour confirmer notre modèle suite à nos recherches bibliographiques : vérification de l'homogénéité du tirage aléatoire de la profondeur de l'interaction, vérification de l'interpolation du champ électrique, etc. Les facteurs d'amplification des émissions des pièges ont également été comparés avec des données trouvées dans la littérature. Lui [LM97] a examiné l'augmentation du facteur d'émission électronique pour l'effet Poole-Frenkel dans un capteur d'image composé de poly-silicium. Vincent [Vin78] de son côté a calculé le facteur d'amplification d'émission électronique dans un capteur d'image composé de GaAs avec un piège situé à $E_C - 0,8 \text{ eV}$. Il a étudié l'amplification de l'émission des pièges pour les deux effets ainsi que la combinaison de ces derniers. Les comparaisons présentées en figures 6.14 et 6.15 confortent le modèle mis en place dans notre outil DAAN. De plus, la figure 6.15 représentant l'évolution du facteur d'augmentation des émissions en fonction du champ électrique et ce pour les différents phénomènes mis en jeu, permet de mettre en avant l'importance des différents effets. Pour des champs électriques forts, l'effet tunnel assisté par phonons domine alors que l'effet Poole-Frenkel domine pour des champs plus faibles.

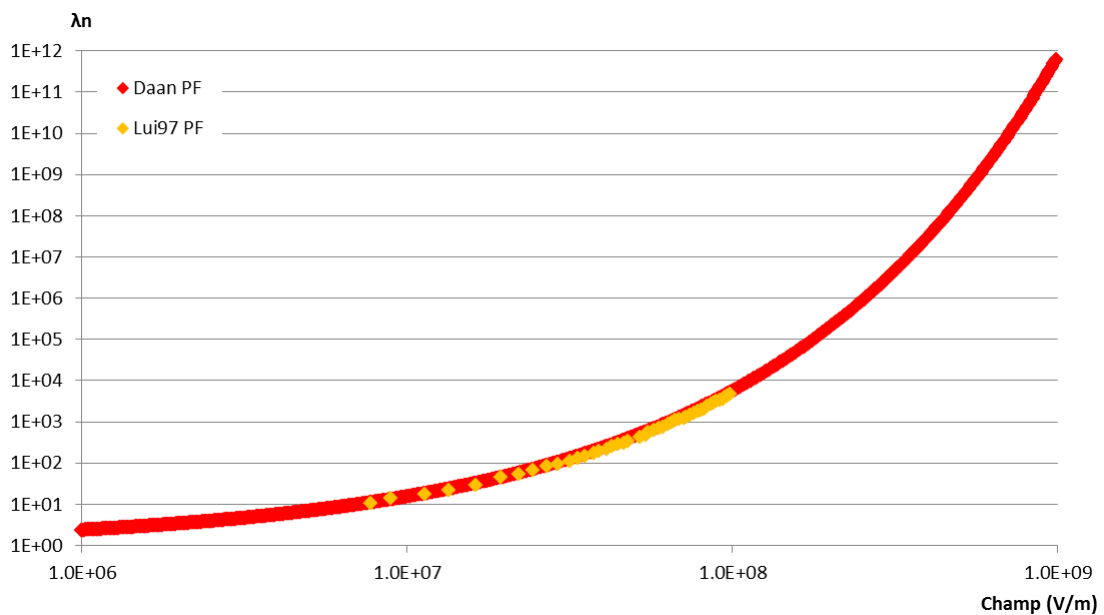


FIGURE 6.14 – Comparaison des facteurs d'amplification de l'émission électronique entre notre simulation et les données de Lui [LM97] en fonction du champ électrique.

6.3.4 Simulations DAAN considérant l'effet du champ électrique

Maintenant que nous avons déterminé les pièges à modéliser dans notre outil numérique et que nous avons validé notre modèle avec des données trouvées dans la littérature nous pouvons passer à la prévision de la variation du courant d'obscurité dans les composants JADE et SAPPHERE. Néanmoins, nous suspectons que l'utilisation du facteur

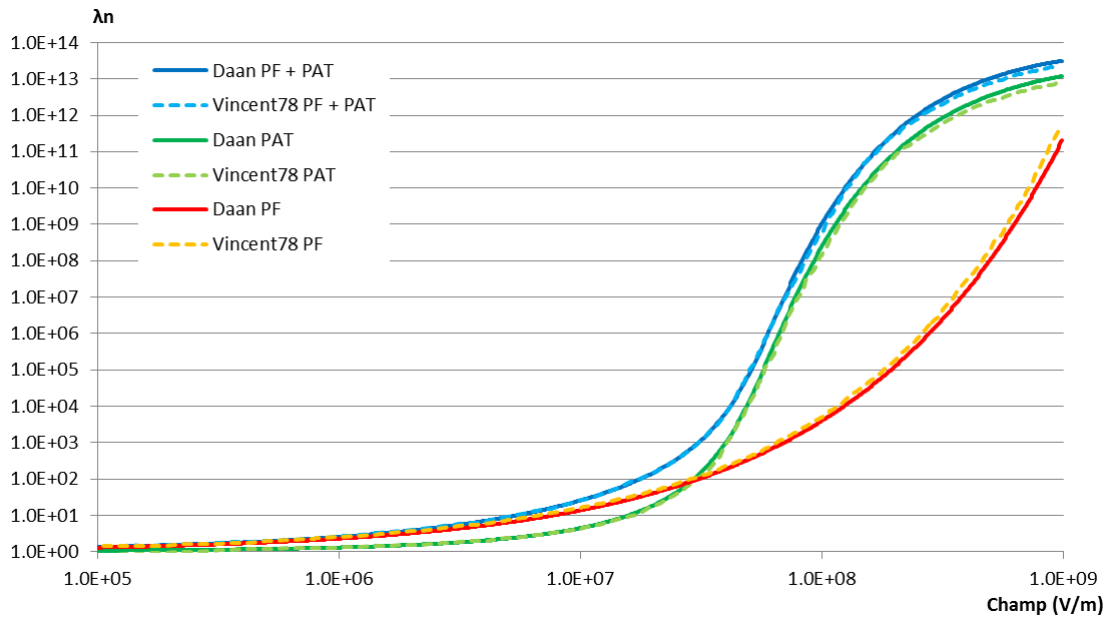


FIGURE 6.15 – Comparaison des facteurs d’amplification de l’émission électronique entre notre simulation et les données de Vincent [Vin78] en fonction du champ électrique.

de Srour, facteur permettant la conversion du nombre de déplacements atomiques en courant d’obscurité (cf. partie 3.2.1), nous conduit à appliquer d’ores et déjà un effet du champ électrique. En effet, ce facteur est issu d’une corrélation basée sur des données expérimentales de divers composants. Il impose donc un effet moyen du champ électrique. Il ne prend pas en compte correctement le champ électrique propre à chaque capteur ainsi que les éventuels événements extrêmes. Ainsi, en employant le modèle tel qu’il est à l’heure actuelle, l’effet du champ électrique est doublement appliqué sur le nombre de déplacements engendrés à la suite de l’irradiation du composant. Cela est confirmé par les figures 6.16 et 6.17 où l’on observe bien la surestimation de l’augmentation du courant d’obscurité. En matière de valeurs moyennes, les résultats obtenus en considérant le champ électrique sont amplifiés d’un facteur 7.

Par conséquent, il faut modifier le facteur de Srour en lui retirant la contribution du champ électrique. Pour cela, nous avons calculé le facteur d’amplification moyen lié au champ électrique dans nos modélisations. Or, celui-ci s’élève à 7. Nous avons donc divisé le facteur de Srour par cette valeur. Sur les figures 6.20 et 6.21 sont représentées les DCNU avec un facteur de Srour/7. Avec cette nouvelle prise en compte du champ électrique dans les simulations, la DCNU simulée se rapproche de la DCNU expérimentale. Nous notons toutefois une légère surestimation du nombre de pixels chauds par rapport aux données expérimentales. Plusieurs explications sont possibles pour cette surestimation. Tout d’abord, nous avons choisi de prendre une section efficace de capture identique que ce soit pour la capture des trous que pour la capture des électrons pour le piège modélisé. Si nous nous référons à la figure 6.13, cela signifie que nous prenons un piège avec le facteur d’amplification le plus élevé pour les événements extrêmes. Des données expérimentales sur les sections efficaces de capture des trous et des électrons nous seraient nécessaires pour aller plus loin et affiner la prévision de la DCNU. Ensuite, nous considérons l’expression 1D de l’effet Poole-Frenkel (partie 6.1.1). Or cette formule donne une estimation haute du facteur d’amplification. Enfin, nous possédons les cartes de champ électrique des capteurs JADE et SAPPHIRE mais sans estimation de l’erreur sur la mesure.

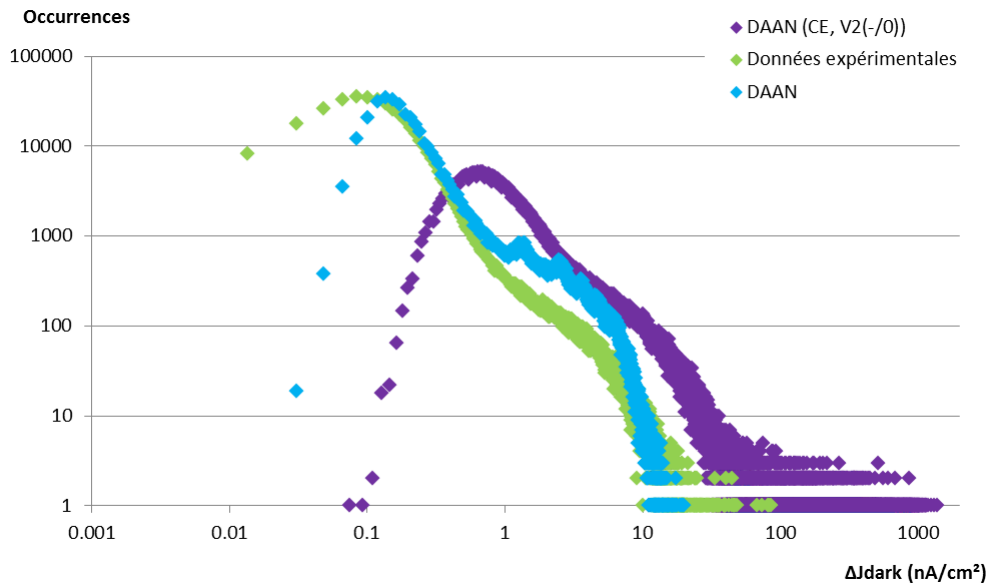


FIGURE 6.16 – Histogramme de courbe d’obscurité du composant JADE irradié par un flux de protons (60MeV , $7,28.10^{10} p + / \text{cm}^2$) à 296K . Nous y comparons les résultats de notre méthode de prévision avec et sans les effets du champ électrique. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018\text{nA}/\text{cm}^2$.

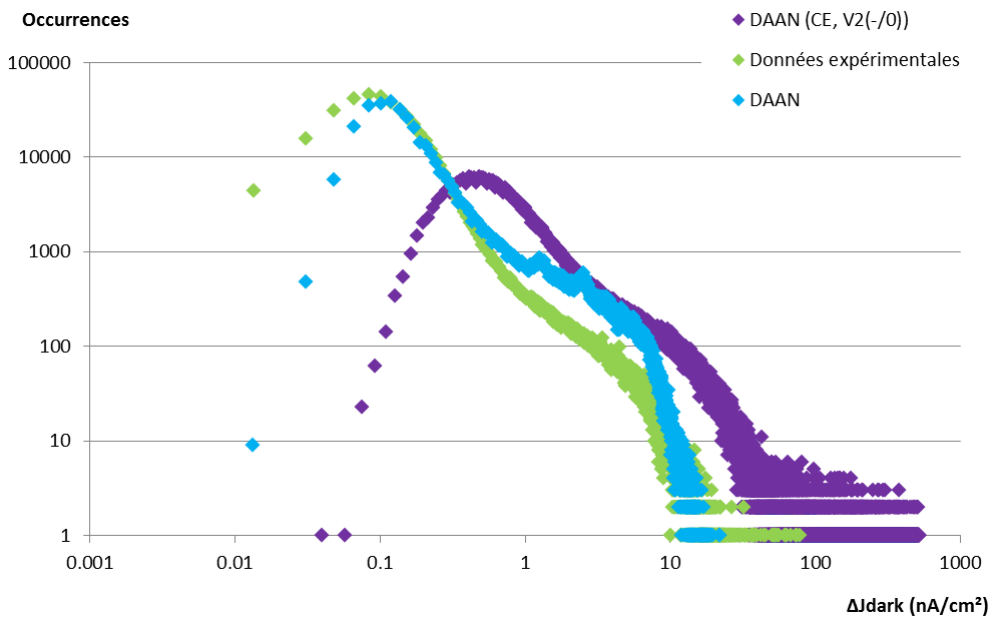


FIGURE 6.17 – Histogramme de courbe d’obscurité du composant JADE irradié par un flux de protons (185MeV , $1,66.10^{11} p + / \text{cm}^2$) à 296K . Nous y comparons les résultats de notre méthode de prévision avec et sans les effets du champ électrique. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018\text{nA}/\text{cm}^2$.

Cela peut donc nous conduire à tirer trop souvent dans les régions de champ électrique élevé et donc par conséquent à générer un surplus d’évènements extrêmes.

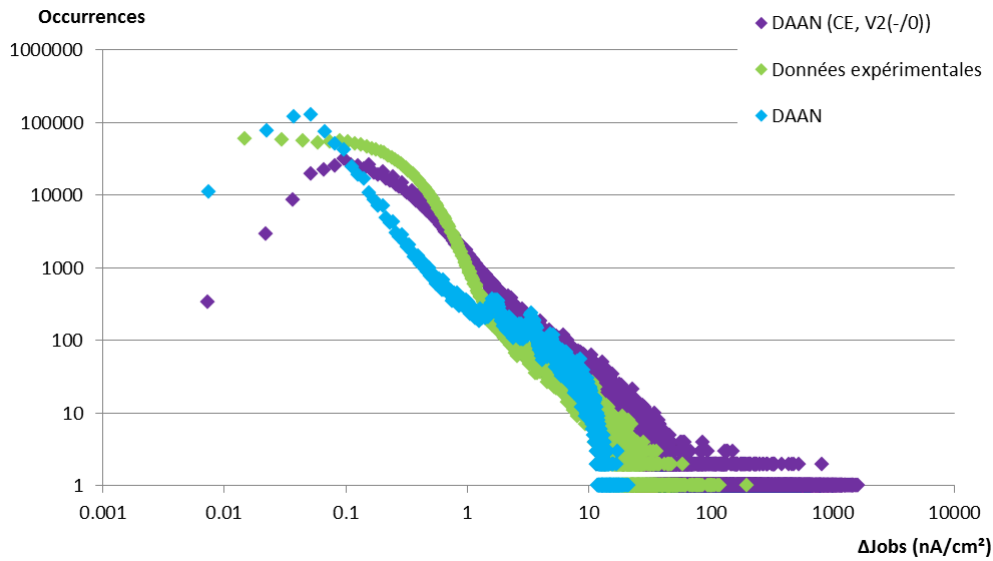


FIGURE 6.18 – Histogramme de courbe d’obscurité du composant SAPHIRE irradié par un flux de protons (72.8MeV , $2,53.10^{10} p + /\text{cm}^2$) à 296K . Nous y comparons les résultats de notre méthode de prévision avec et sans les effets du champ électrique. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,015\text{nA}/\text{cm}^2$.

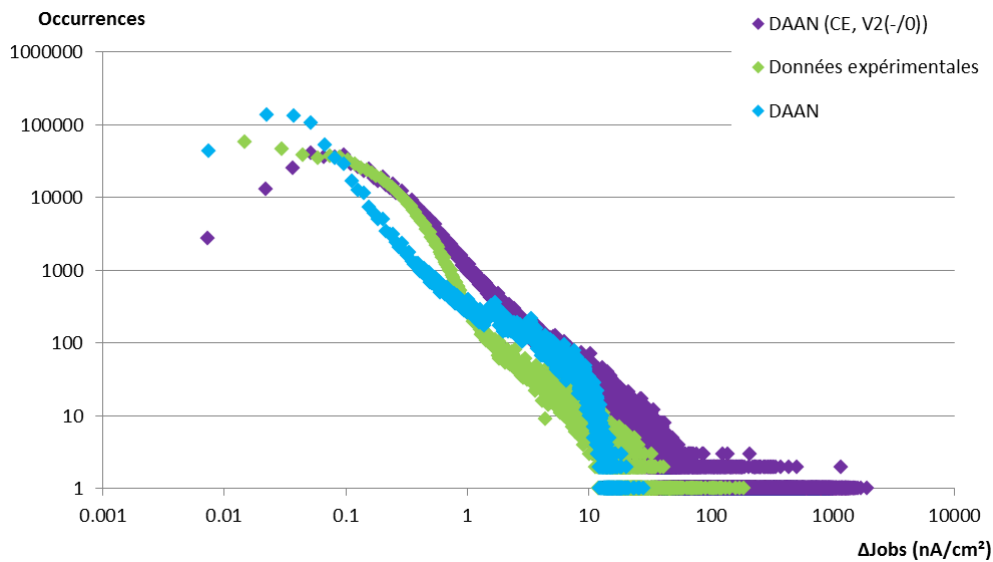


FIGURE 6.19 – Histogramme de courbe d’obscurité du composant SAPHIRE irradié par un flux de protons (200MeV , $5,16.10^{10} p + /\text{cm}^2$) à 296K . Nous y comparons les résultats de notre méthode de prévision avec et sans les effets du champ électrique. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,015\text{nA}/\text{cm}^2$.

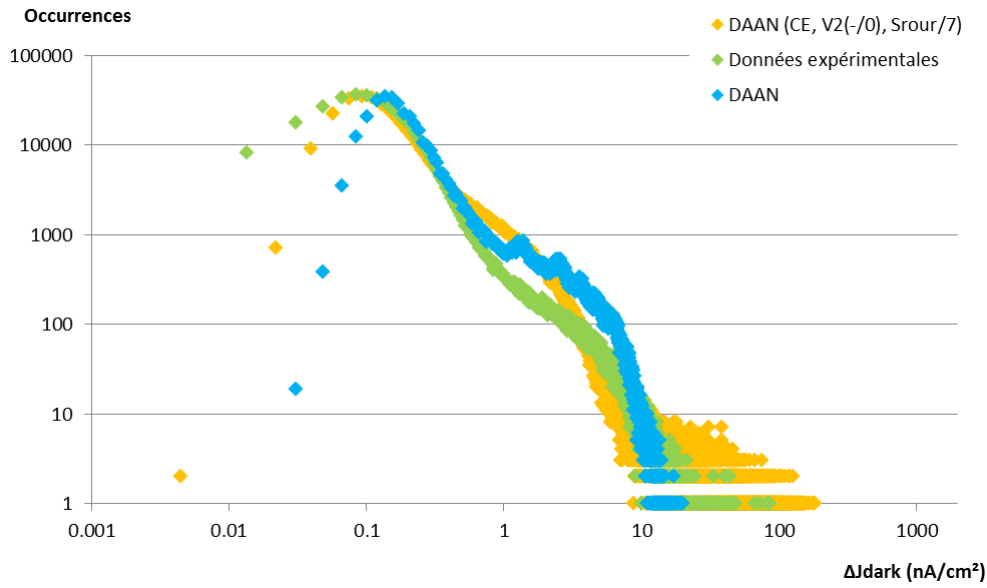


FIGURE 6.20 – Histogramme de courbe d’obscurité du composant JADE irradié par un flux de protons (60MeV , $7,28 \cdot 10^{10} p+ / \text{cm}^2$) à 296K . Nous y comparons les résultats de notre méthode de prévision avec et sans les effets du champ électrique. La simulation comprenant les effets du champ électrique a son facteur de Srou diminué d’un facteur 7 pour ôter la contribution moyenne du champ électrique. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018 \text{nA}/\text{cm}^2$.

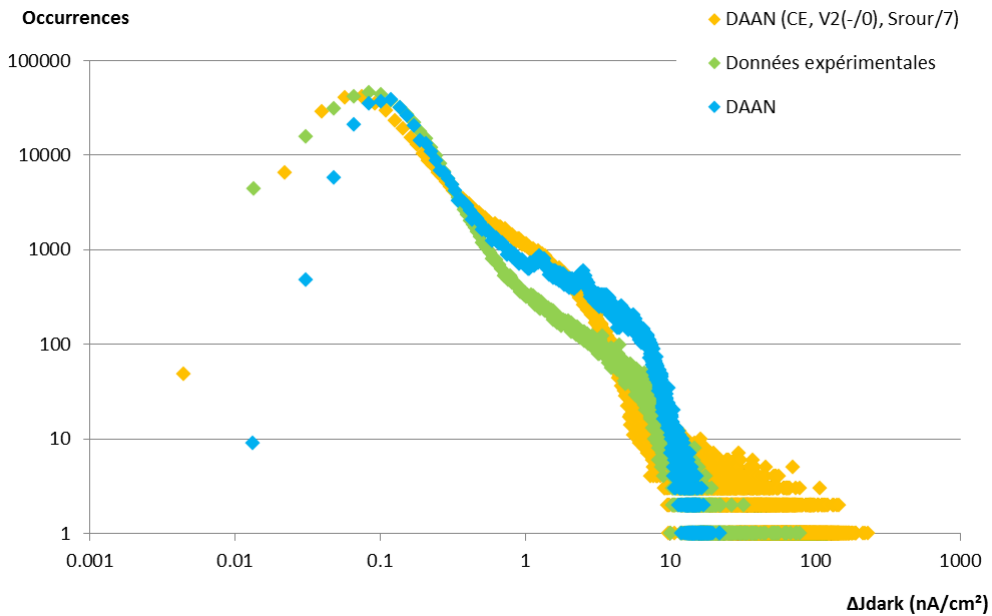


FIGURE 6.21 – Histogramme de courbe d’obscurité du composant JADE irradié par un flux de protons (185MeV , $1,66 \cdot 10^{11} p+ / \text{cm}^2$) à 296K . Nous y comparons les résultats de notre méthode de prévision avec et sans les effets du champ électrique. La simulation comprenant les effets du champ électrique a son facteur de Srou diminué d’un facteur 7 pour ôter la contribution moyenne du champ électrique. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,018 \text{nA}/\text{cm}^2$.

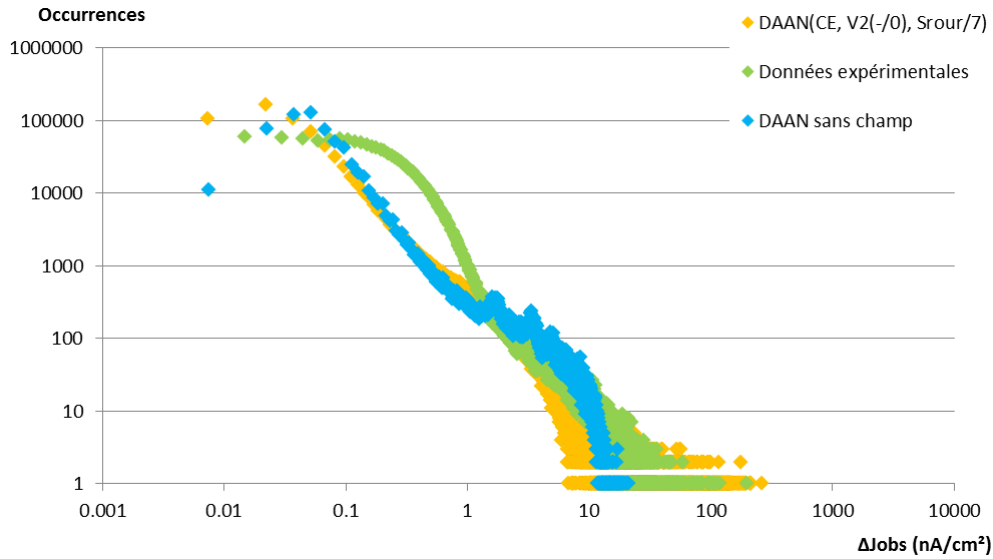


FIGURE 6.22 – Histogramme de courbe d’obscurité du composant SAPHIRE irradié par un flux de protons (72.8MeV , $2,53.10^{10} p + / \text{cm}^2$) à 296K . Nous y comparons les résultats de notre méthode de prévision avec et sans les effets du champ électrique. La simulation comprenant les effets du champ électrique a son facteur de Srour diminué d’un facteur 7 pour ôter la contribution moyenne du champ électrique. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,015\text{nA}/\text{cm}^2$.

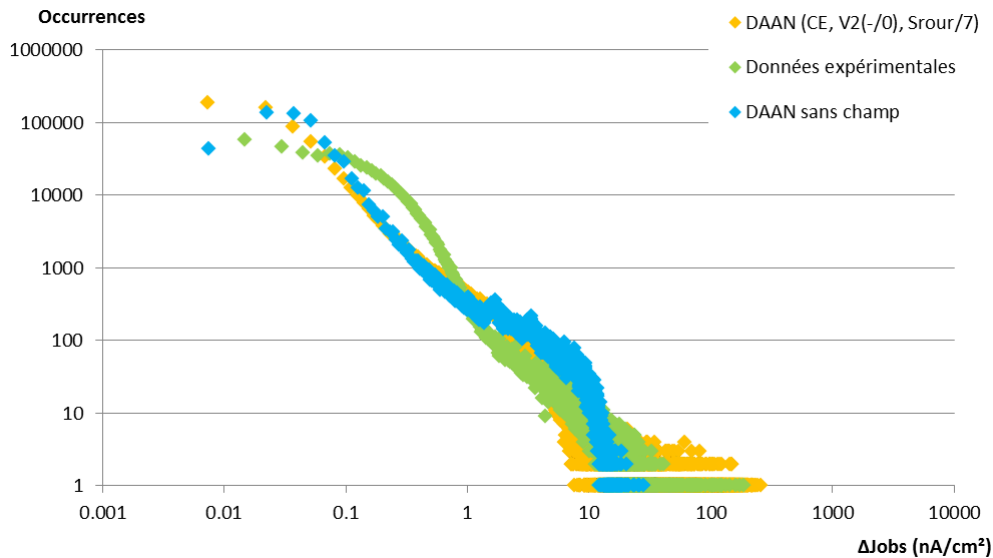


FIGURE 6.23 – Histogramme de courbe d’obscurité du composant SAPHIRE irradié par un flux de protons (200MeV , $5,16.10^{10} p + / \text{cm}^2$) à 296K . Nous y comparons les résultats de notre méthode de prévision avec et sans les effets du champ électrique. La simulation comprenant les effets du champ électrique a son facteur de Srour diminué d’un facteur 7 pour ôter la contribution moyenne du champ électrique. La largeur de chaque classe, Δx , est égale à $0,015\text{nA}/\text{cm}^2$.

6.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre présente les deux phénomènes physiques d'amplification induit par la présence du champ électrique régnant dans le volume de déplétion : l'effet Poole-Frenkel et l'effet tunnel assisté par phonons. Ces deux phénomènes facilitent le passage des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. Il a été possible de quantifier leur impact sur le taux de génération de paires électron-trou issu de la théorie SRH grâce à un facteur d'amplification λ_g . Nous avons étudié les dépendances (T , E_t , σ_n , σ_p) de ce facteur. Ces études ont montré que les effets PF et PAT introduisent en moyenne une augmentation d'un facteur 10 de taux de génération de paires sur la gamme de champ électrique rencontré dans le capteur et jusqu'à un facteur de 10^8 pour des événements extrêmes.

Ce facteur λ_g a été incorporé à notre méthode de prévision DAAN. La dispersion apportée par l'effet du champ électrique permet de mieux représenter la distribution de courant d'obscurité et de se rapprocher des mesures expérimentales. Cependant, les premières simulations ont montré une surestimation de la DCNU que nous attribuons au facteur de Srour. Ce facteur, issu de données expérimentales prend en compte par défaut l'effet du champ électrique qui règne dans tout composant électronique. L'effet moyen qu'il simule peut être ôté de la simulation et dans ce cas les simulations sont en bon accord avec les données expérimentales. Il subsiste malgré tout une légère surestimation du nombre de pixels chauds qui peut s'expliquer par les hypothèses prises sur les valeurs des sections efficaces de captures d'électrons et de trous mais sur lesquelles une grande incertitude existe, sur la formulation de l'effet PF ou encore sur les cartes de champ électrique des composants JADE et SAPPHIRE.

Conclusions et perspectives

L'environnement spatial est hostile et endommage notamment les capteurs d'images utilisés dans divers senseurs (senseurs d'étoiles, capteurs d'amarrage etc.). Les particules spatiales (électrons, ions, protons) entraînent des interactions rayonnement-matière qui permettent l'apparition de deux types d'effets : les effets singuliers et les effets cumulés. Ces effets, potentiellement permanents et destructifs, génèrent divers bruits dans les capteurs qui altèrent l'information et parasitent leur fonctionnement. Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux effets cumulés provoqués par les déplacements atomiques. Ces déplacements dus à des interactions nucléaires ou Coulombienne conduisent à l'apparition de défauts électriquement actifs dans la bande interdite du semi-conducteur composant le capteur d'images. Ces niveaux d'énergies facilitent le passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction par simple excitation thermique, s'ajoutant ainsi aux charges créées par effet photoélectrique. Ce surplus de charges est appelé courant d'obscurité. Ce courant parasite n'est pas uniforme d'un pixel à l'autre. Les pixels les plus endommagés appelés pixels chauds, sont particulièrement handicapants pour certains senseurs du satellite. Voilà pourquoi la communauté spatiale s'intéresse à ces phénomènes et met en place des outils permettant sa prévision.

L'objectif de cette thèse était d'améliorer une méthode de prévision numérique (DAAN) de cette dégradation des capteurs d'images développée au sein de l'ONERA. À partir des données géométriques des pixels des capteurs d'images, cette méthode estime grâce à un calcul basé sur une méthode de Monte Carlo, la variation du courant d'obscurité. Cet outil sous-estimait le nombre de pixels chauds ainsi que l'intensité du courant d'obscurité y régnant. Au travers de diverses études de paramètres influant sur le courant d'obscurité, ces travaux de thèse ont permis d'améliorer la prévision de cet outil numérique.

L'objectif principal de cette thèse était d'étudier et d'inclure dans le modèle numérique l'effet du champ électrique sur le courant d'obscurité. Deux phénomènes apparaissent dans une zone où le champ électrique est élevé : l'effet Poole-Frenkel et l'effet tunnel assisté par phonons. Ces phénomènes facilitent le passage des électrons dans la bande de conduction du semi-conducteur du capteur d'images et amplifient les courants d'obscurités. Nous avons élaboré puis implémenté un modèle considérant ces deux effets dans DAAN. L'effet du champ électrique est pris en compte par l'intermédiaire d'un coefficient d'amplification λ_g sur le taux de génération de paires électron-trou tiré de la théorie SRH. Une étude paramétrique a démontré que le champ électrique pouvait entraîner une augmentation moyenne du taux de génération de paires allant à minima d'un facteur 10 et pouvant aller jusqu'à un facteur 10^8 pour des valeurs extrêmes de champ. La distribution du champ électrique dans le composant ajoute une dispersion sur les courants produits qui se traduit directement par une nette accentuation de la dispersion de la queue de la DCNU. Toutefois, les résultats montrent une surestimation de ces pixels chauds qui peut

s'expliquer par les différentes approximations de notre calcul. Tout d'abord comme ces données étaient difficilement accessibles dans la littérature, nous avons fait le choix de prendre des sections efficaces de capture des pièges identiques pour les trous et les électrons. Une étude de l'impact de ces sections efficaces sur le facteur d'amplification λ_g a montré que cette hypothèse avait pour conséquence de surestimer λ_g . De plus, nous avons fait le choix de prendre la formulation 1D de l'effet Poole-Frenkel. Or à nouveau ce choix nous conduit à surestimer le facteur d'amplification lié à ce phénomène. Enfin, nous ne possédons pas d'information quant à la précision de la carte de champ électrique régnant dans les pixels. Toutes ces hypothèses peuvent donc conduire à une surestimation du facteur d'amplification et par conséquent à une surestimation de la dégradation.

En parallèle, deux autres axes de recherche ont été explorés. Nous avons amélioré la méthode de simulations pour des cas extrêmes et nous avons étudié l'importance des effets de bords.

Afin d'optimiser notre outil numérique, nous avons inséré dans DAAN des méthodes de calcul basées sur des simplifications statistiques qui, lorsqu'elles sont utilisées à bon escient, permettent une réduction du temps de calcul sans perdre en précision sur la prévision de la dégradation du composant. Ces méthodes simplifiées utilisent le théorème central limite. Ce théorème permet d'établir la forme de la distribution vers laquelle la dégradation tend lorsque le nombre moyen d'interactions par pixel λ , est conséquent. Nous avons donc réalisé une étude comparative des méthodes de prévision en fonction de λ afin d'établir le domaine de validité des différentes méthodes. La conclusion principale de cette étude est que pour moins de 500 interactions par pixel, tout type d'interaction confondu, la méthode de Monte Carlo doit être privilégiée. Néanmoins, au-delà, il est possible d'utiliser les méthodes simplifiées basées sur les simplifications statistiques pour un gain de temps non-négligeable. En effet, nous avons vu que pour plusieurs milliers d'interactions par pixel, toutes les méthodes de prévision tendent vers une même gaussienne dont la moyenne et l'écart type sont connus. En revanche, lorsque λ décroît, la distribution de courant d'obscurité s'éloigne d'une forme gaussienne. De plus, les prévisions des différentes méthodes divergent. Le choix quant à la forme de la PDF employée (gaussienne, gamma) influe considérablement sur la qualité du résultat de ces méthodes à ces niveaux de fluences. La comparaison des résultats numériques à des données expérimentales, a confirmé ce qui était attendu, c'est-à-dire que c'est bien la méthode de Monte Carlo qui donne la prévision la plus proche de la réalité.

Enfin, nous avons étudié l'impact des effets de bords sur le courant d'obscurité régnant dans le capteur d'images. Pour cela, nous avons étudié les particules secondaires issues des spallations nucléaires qui sont les plus susceptibles d'engendrer des effets de bords. Les noyaux lourds ($Z \geq 6$), éléments à l'origine d'un grand nombre de déplacements, ont un parcours de l'ordre de $1,5\mu m$. Les éléments légers, quant à eux, parcourent une dizaine de micromètres mais génèrent environ 50 fois moins de déplacements que les éléments lourds. À partir de ces observations, nous avons conçu des géométries dont les dimensions sont proches du parcours moyen des noyaux lourds puisque ce sont les principaux contributeurs de la dégradation du capteur d'images. Ces géométries ont été numériquement irradiées en incidence normale et nous avons comparé le courant d'obscurité régnant dans celles-ci. Une étude paramétrique a démontré qu'aucun effet de bord significatif n'est attendu pour des zones de déplétion plus large que $1,5\mu m$ et de volume inférieur à $8\mu m^3$, confirmant que ce sont bien les noyaux lourds qui dominent très large-

ment la dégradation. La variation des dégradations pour des petites géométries s'explique par les caractéristiques des particules à l'origine de la DCNU (parcours et direction de propagation). Les paramètres géométriques ont donc peu d'effets sur la DCNU pour les capteurs actuellement sur le marché qui présentent des dimensions de pixels supérieures. Ces résultats sont valables pour une irradiation en incidence normale.

Ces diverses études sur l'effet du champ électrique, sur la convergence de la méthode de Monte Carlo ou encore sur les effets de bords ouvrent la voie à plusieurs perspectives :

- Afin de poursuivre et d'affiner les résultats sur l'impact du champ électrique sur le courant d'obscurité, il serait utile de s'intéresser à la physique des déplacements des défauts cristallins en détail. Nous utilisons dans notre code ce facteur d'amplification qui dépend de l'énergie du piège E_t ainsi que le facteur de Sroug qui dépend de l'énergie d'activation du courant d'obscurité E_A . Établir une relation entre ces énergies permettrait une meilleure compréhension du problème et ainsi avoir une idée plus précise des pièges et de leurs paramètres à considérer dans notre outil. Par ailleurs développer un modèle 3D du facteur d'amplification lié au champ électrique permettrait d'affiner la prévision de la queue de distribution.
- D'autres améliorations de l'outil numérique permettraient d'accroître sa rapidité de calcul. Tout d'abord, il serait intéressant de paralléliser le code. Ces travaux ont élaboré une méthode plus rapide pour un fort λ mais il reste de nombreux cas où la méthode de Monte Carlo doit être utilisée et où l'exécution est trop longue. D'autre part, il serait intéressant de diversifier le choix des matériaux disponibles dans DAAN pour modéliser les capteurs d'images. En effet, à l'heure actuelle, seuls des capteurs composés de silicium sont modélisables.
- Enfin, nous avons réalisé l'étude des effets de bords pour des irradiations de particules en incidence normale. Il serait donc intéressant d'intégrer dans l'outil numérique un modèle permettant des irradiations en incidence oblique pouvant traiter aussi le cas des irradiations en incidence isotrope. Cela impliquera la simulation de géométries plus réalistes pouvant prendre en compte les métallisations, les différents isolants (STI) etc.

Annexe A

Notations

- APS : *Active Pixel Sensor*
- BDG4 : Base de Données de matrices de dégradation des interactions nucléaires générées grâce à GEANT4
- CCD : *Charged Coupled Devices*
- CMOS : *Complementary Metal Oxide Semiconductor*
- DCNU : Dark Current Non Uniformity
- DDD : *Displacement Damage Dose*
- ΔE_i : Abaissement de la barrière de potentiel (eV)
- ΔJ_{dark} : Variation du courant d'obscurité
- E_A : Énergie d'activation (eV)
- E_{bottom} : Énergie du bas de la bande de valence (eV)
- E_C : Énergie du bas de la bande de conduction (eV)
- E_{dep} : Énergie déposée pour générer des déplacements atomiques (eV)
- E_F : Niveau de Fermi (eV)
- E_{Fi} : Niveau de Fermi intrinsèque (eV)
- E_g : Énergie de gap (eV)
- E_i : Énergie d'ionisation (eV)
- e_n : Probabilité d'émission d'électrons
- e'_n : Probabilité d'émission d'électrons modifiée par le champ électrique
- e_p : Probabilité d'émission des trous
- e'_p : Probabilité d'émission des trous modifiée par le champ électrique
- E_t : Énergie du piège (eV)
- E_{th} : Énergie liée à la génération thermique de paires électron/trou (eV)
- E_{top} : Énergie du sommet de la bande de conduction (eV)
- E_{tu} : Énergie liée à la génération de paires électron/trou par effet tunnel (eV)
- E_V : Énergie du haut de la bande valence (eV)
- F : Champ électrique lié à la jonction PN ($V.m^{-1}$)
- F(E) : Probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron
- Φ : Fluence ($particules.cm^{-2}$)

- $G(Q)$: Fonction de Lindhard qui donne l'énergie dédiée aux déplacements atomiques pour une énergie incidente Q
- $I_{gen_{vol}}$: Courant d'obscurité de génération volumique
- $I_{gen_{surf}}$: Courant d'obscurité de génération surfacique
- η : Densité atomique du matériau ($atomes.cm^{-3}$)
- J_{obs} : Densité de courant d'obscurité (nA/cm^2)
- k_B : Constante de Boltzmann ($eV.K^{-1}$)
- K_{dark} : Facteur de dommage universel (UDF) de Srour ($porteurs.g.s^{-1}.MeV^{-1}.cm^{-3}$)
- K_g : Coefficient de dommage du temps caractéristique de génération
- LET : *Linear Energy Transfert* ($MeV.cm^{-1}$)
- λ : Nombre moyen d'interactions par pixel
- $\lambda_{coulombien}$: Nombre moyen d'interaction coulombienne par pixel
- $\lambda_{élastique}$: Nombre moyen d'interaction élastique par pixel
- λ_g : Facteur d'augmentation de génération de paires électron/trou
- λ_i : Nombre d'interaction dans le pixel i
- $\lambda_{inélastique}$: Nombre moyen d'interaction inélastique
- λ_n : Facteur d'augmentation du taux d'émission des électrons
- λ_p : Facteur d'augmentation du taux d'émission des trous
- λ_{nCombi} : Facteur d'augmentation des émissions d'électrons lié à la combinaison des effets PF et PAT
- λ_{pCombi} : Facteur d'augmentation des émissions de trous lié à la combinaison des effets PF et PAT
- λ_{nPAT} : Facteur d'augmentation des émissions d'électrons lié à l'effet PAT
- λ_{pPAT} : Facteur d'augmentation des émissions de trous lié à l'effet PAT
- λ_{PF} : Facteur d'augmentation des émissions de porteurs lié à l'effet PF
- m^* : Masse effective de la particule (kg)
- m_n^* : Masse effective des électrons
- m_p^* : Masse effective des trous
- μ_{disp} : Moyenne de la "PDF individuelle"
- n : Densité d'électrons libres dans la bande de conduction (cm^{-3})
- N_C : Densité effective des états de la bande de conduction (cm^{-3})
- N_{dep} : Nombre de déplacements
- n_i : Densité intrinsèque de porteurs (cm^{-3})
- N_s : Concentration surfacique du piège (cm^{-2})
- N_t : Concentration volumique du piège (cm^{-3})
- N_V : Densité effective des états de la bande de valence (cm^{-3})
- NIEL : *Non Ionising Energy Loss* ($MeV.cm^{-1}$)
- $v_{th,n}$: Vitesse de propagation thermique des électrons ($cm.s^{-1}$)
- $v_{th,p}$: Vitesse de propagation thermique des trous ($cm.s^{-1}$)

- p : Densité de trous libres dans la bande de valence (cm^{-3})
- PAT : Effet tunnel assisté par phonons (Phonon assisted tunneling)
- PF : Effet Poole-Frenkel
- PKA : *Primary Knock on Atom*
- PPS : Passive Pixel Sensor
- q : Charge élémentaire (C)
- ρ : Densité volumique du matériau cible ($g.cm^{-3}$)
- STI : *Shallow Trench Isolation*
- σ_{disp} : Écart type de la "PDF individuelle"
- σ_{eff} : Section efficace d'interaction (cm^2)
- σ_n : Section efficace de capture des électrons (cm^2)
- σ_p : Section efficace de capture des trous (cm^2)
- σ_{sn} : Section efficace de capture des électrons pour un piège d'interface (cm^2)
- σ_{sp} : Section efficace de capture des trous pour un piège d'interface (cm^2)
- T : Température (K)
- T_d : Énergie seuil de déplacement du matériau (MeV)
- TID : *Total Ionising Dose*
- UDF : *Universal Damage Factor*
- U_G : Taux de génération de paires électron-trou
- U_R : Taux de recombinaison de paires électron-trou
- U_{surf} : Taux de génération de paires électron-trou à l'interface Si – SiO₂
- U_{vol} : Taux de génération de paires électron-trou dans le volume de déplétion
- R : Proportion des interactions produites dans les pixels qui mènent à une dégradation de la région de déplétion
- V_{dep} : Volume de déplétion du pixel (cm^3)
- V_{pixel} : Volume du pixel (cm^3)
- W : profondeur du volume de déplétion (cm)

Annexe B

Démonstration mathématique de la deuxième méthode simplificatrice

Cette démonstration mathématique détermine la forme, la moyenne et la variance de la distribution D3 utilisée dans la deuxième méthode simplificatrice présentée dans la partie 4.1.1. Le but est d'estimer la distribution de la variable aléatoire S définie par $S = \sum_{j=1}^{\lambda_i} X_j$ où la variable aléatoire λ_i suit une distribution de Poisson de paramètre λ . Les variables X_j sont des variables aléatoires indépendantes et identiquement distribuées (i.i.d.) selon la distribution X de moyenne μ_{disp} et de variance σ_{disp}^2 . Les variables λ et X_j sont également des variables aléatoires indépendantes pour tous les j . Dans un premier temps, nous allons déterminer l'espérance et la variance de S . Ensuite nous estimerons la distribution asymptotique de S quand $\lambda \rightarrow +\infty$.

L'espérance de S , $\mathbb{E}(S)$ est donnée, si nous appliquons la formule des espérances totales, par

$$\mathbb{E}(S) = \mathbb{E}(\mathbb{E}(S|\lambda_i)) = \sum_{n=0}^{+\infty} \mathbb{E}(S|\lambda_i = n) \mathbb{P}(\lambda_i = n), \quad (\text{B.1})$$

où $\mathbb{E}(S|\lambda_i)$ est l'espérance de S conditionnée par λ_i . De plus, nous savons que

$$\mathbb{E}(S|\lambda_i = n) = \mathbb{E}\left(\sum_{j=1}^n X_j\right) = n\mathbb{E}(X) = n\mu_{disp}. \quad (\text{B.2})$$

Nous pouvons alors conclure que l'espérance de S s'écrit

$$\mathbb{E}(S) = \sum_{n=0}^{+\infty} n\mu_{disp} \mathbb{P}(\lambda_i = n) = \lambda\mu_{disp}, \quad (\text{B.3})$$

puisque λ est l'espérance de λ_i .

Le théorème de la variance totale indique que la variance de S , $\mathbb{V}(S)$ est égal à

$$\mathbb{V}(S) = \mathbb{E}(\mathbb{V}(S|\lambda_i)) + \mathbb{V}(\mathbb{E}(S|\lambda_i)), \quad (\text{B.4})$$

où $\mathbb{V}(S|\lambda_i)$ est la variance de S conditionnée par λ_i . Le premier terme $\mathbb{E}(\mathbb{V}(S|\lambda_i))$ de l'équation B.4 est facilement déterminé puisque les variables X_j sont des variables aléatoires i.i.d. :

$$\mathbb{V}(S|\lambda_i = n) = \mathbb{V}\left(\sum_{j=1}^n X_j\right) = \sum_{j=1}^n \mathbb{V}(X_j) = n\sigma_{disp}^2, \quad (\text{B.5})$$

ainsi

$$\mathbb{E}(\mathbb{V}(S|\lambda_i)) = \mathbb{E}(\lambda_i \sigma_{disp}^2) = \lambda \sigma_{disp}^2. \quad (\text{B.6})$$

Le second terme de l'équation B.4, $\mathbb{V}(\mathbb{E}(S|\lambda_i))$, est simplement

$$\mathbb{V}(\mathbb{E}(S|\lambda_i)) = \mathbb{V}(\lambda_i \mu_{disp}) = \lambda \mu_{disp}^2.$$

La variance de S s'écrit alors

$$\mathbb{V}(S) = \lambda \sigma_{disp}^2 + \lambda \mu_{disp}^2.$$

Considérons la variable Z (variable centrée réduite) définie par

$$Z = \frac{S - \lambda \mu_{disp}}{\sqrt{\lambda \sigma_{disp}^2 + \lambda \mu_{disp}^2}}, \quad (\text{B.7})$$

et déterminons sa fonction génératrice des moments (MGF) M_Z :

$$M_Z(t) = \mathbb{E}(e^{tZ}), \quad t \in \mathbb{R}. \quad (\text{B.8})$$

La MGF de S est définie par

$$M_S(t) = \mathbb{E}(e^{tS}) = \mathbb{E}(\mathbb{E}(e^{t(S|\lambda_i)})), \quad t \in \mathbb{R}. \quad (\text{B.9})$$

Si $\lambda_i = n$, nous avons, puisque les X_i sont des variables aléatoires i.i.d.,

$$\mathbb{E}(e^{t(S|\lambda_i=n)}) = \mathbb{E}(e^{t \sum_{j=1}^n X_j}) = \mathbb{E}\left(\prod_{j=1}^n e^{tX_j}\right) = M_X(t)^n, \quad (\text{B.10})$$

où M_X est la MGF de la variable aléatoire X. La MGF de S est alors

$$M_S(t) = \mathbb{E}(M_X(t)^{\lambda_i}) = \sum_{n=0}^{+\infty} M_X(t)^n \mathbb{P}(\lambda_i = n) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{e^{-\lambda} (M_X(t) \lambda)^n}{n!} = e^{\lambda M_X(t) - \lambda}, \quad t \in \mathbb{R}. \quad (\text{B.11})$$

Nous pouvons ensuite déduire $M_Z(t)$

$$M_Z(t) = e^{\lambda M_X\left(\frac{t}{\sqrt{\lambda \sigma_{disp}^2 + \lambda \mu_{disp}^2}}\right) - \lambda - \frac{\lambda \mu_{disp} t}{\sqrt{\lambda \sigma_{disp}^2 + \lambda \mu_{disp}^2}}}, \quad t \in \mathbb{R} \quad (\text{B.12})$$

Le développement en série de M_X peut être utilisé si les différents moments de X peuvent être défini

$$\begin{aligned} M_X(t) &= 1 + t\mathbb{E}(X) + \frac{t^2\mathbb{E}(X^2)}{2!} + \frac{t^3\mathbb{E}(X^3)}{3!} + \dots + \frac{t^j\mathbb{E}(X^j)}{j!} + \dots \\ M_X(t) &= 1 + t\mu_{disp} + \frac{t^2(\sigma_{disp}^2 + \mu_{disp}^2)}{2!} + \frac{t^3\mathbb{E}(X^3)}{3!} + \dots \end{aligned}$$

et donc

$$\begin{aligned} M_X\left(\frac{t}{\sqrt{\lambda \sigma_{disp}^2 + \lambda \mu_{disp}^2}}\right) &= 1 + \frac{t\mu_{disp}}{\sqrt{\lambda \sigma_{disp}^2 + \lambda \mu_{disp}^2}} + \frac{t^2}{2\lambda} \\ &\quad + \frac{\left(\frac{t}{\sqrt{\lambda \sigma_{disp}^2 + \lambda \mu_{disp}^2}}\right)^3 \mathbb{E}(X^3)}{3!} + \dots \quad (\text{B.13}) \end{aligned}$$

Quand $\lambda \rightarrow +\infty$, nous obtenons

$$M_X\left(\frac{t}{\sqrt{\lambda\sigma_{disp}^2 + \lambda\mu_{disp}^2}}\right) = 1 + \frac{t\mu_{disp}}{\sqrt{\lambda\sigma_{disp}^2 + \lambda\mu_{disp}^2}} + \frac{t^2}{2\lambda} + o\left(\frac{1}{\lambda}\right), \quad t \in \mathbb{R}. \quad (\text{B.14})$$

La MGF de la variable aléatoire Z de l'équation B.12 est ensuite simplifiée quand $\lambda \rightarrow +\infty$ de la manière suivante

$$M_Z(t) = e^{\frac{t^2}{2} + o(1)}, \quad t \in \mathbb{R}. \quad (\text{B.15})$$

Le terme $e^{\frac{t^2}{2}}$ correspond à la MGF d'une distribution normale standard. Par conséquent, quand $\lambda \rightarrow +\infty$, Z converge vers une distribution normale standard et S converge vers une distribution de moyenne $\lambda\mu_{disp}$ et de variance $\lambda\sigma_{disp}^2 + \lambda\mu_{disp}^2$.

Annexe C

Démonstration mathématique de l'équivalence entre les deux méthodes simplificatrices de DAAN

Cette démonstration prouve que les méthodes simplificatrices 1 et 2 présentées en parties 4.1.1 et 4.1.2 ont la même moyenne et la même variance. Dans la méthode 1, la variable aléatoire S ne suit pas une loi usuelle. Mais dans la méthode 2, la variable aléatoire suit une loi Gaussienne. Déterminons la moyenne et la variance de S , telles utilisées dans la méthode 1, égale à $\lambda_i \times X$ où λ_i suit une distribution de Poisson de moyenne λ et la variable aléatoire X suit une distribution normale de moyenne μ_{disp} et de variance $\frac{\sigma_{disp}^2}{\lambda_i}$. Le théorème de l'espérance totale donne

$$\mathbb{E}(S) = \mathbb{E}(\mathbb{E}(S|\lambda_i)) = \mathbb{E}(\mathbb{E}(\lambda_i \times X|\lambda_i)) = \mathbb{E}(\lambda_i \times \mathbb{E}(X|\lambda_i)) = \mathbb{E}(\lambda_i \times \mu_{disp}) = \lambda \mu_{disp}, \quad (\text{C.1})$$

où $\mathbb{E}(S|\lambda_i)$ est la moyenne de S conditionnée par λ_i . Le théorème de la variance totale indique que la variance de S , $\mathbb{V}(S)$, est égale à

$$\mathbb{V}(S) = \mathbb{E}(\mathbb{V}(S|\lambda_i)) + \mathbb{V}(\mathbb{E}(S|\lambda_i)), \quad (\text{C.2})$$

où $\mathbb{V}(S|\lambda_i)$ est la variance de S conditionnée par λ_i . Le premier terme $\mathbb{E}(\mathbb{V}(S|\lambda_i))$ correspond à

$$\mathbb{V}(S|\lambda_i) = \mathbb{V}(\lambda_i \times X|\lambda_i) = \lambda_i^2 \mathbb{V}(X|\lambda_i) = \lambda_i^2 \times \frac{\sigma_{disp}^2}{\lambda_i} = \lambda_i \sigma_{disp}^2 \quad (\text{C.3})$$

et de plus

$$\mathbb{E}(\mathbb{V}(S|\lambda_i)) = \mathbb{E}(\lambda_i \sigma_{disp}^2) = \lambda \sigma_{disp}^2. \quad (\text{C.4})$$

Le second terme de la variance, $\mathbb{V}(\mathbb{E}(S|\lambda_i))$, est égal à

$$\mathbb{V}(\mathbb{E}(S|\lambda_i)) = \mathbb{V}(\lambda_i \mu_{disp}) = \lambda \mu_{disp}^2. \quad (\text{C.5})$$

On démontre alors

$$\mathbb{V}(S) = \lambda \sigma_{disp}^2 + \lambda \mu_{disp}^2. \quad (\text{C.6})$$

Dans la méthode 1, la variable aléatoire S est définie par $\lambda_i \times X$ avec λ_i tiré dans la distribution D1 et X tiré dans la distribution D2. On démontre que la moyenne et la variance de la distribution de cette variable aléatoire sont les mêmes que celles de la distribution D3.

Production Scientifique

Publications (par ordre chronologique) :

- C. Inguibert, T. Nuns, **M.C. Ursule**, D. Falguère, D. Hervé, M. Beaumel, M. Poizat, *Modeling Dark Current Non-uniformity of Image Sensors with GEANT4*, IEEE TNS, December 2014.
- **M.C. Ursule**, C. Inguibert, T. Nuns, *Impact of the border crossing effects on the DCNU for pixel arrays irradiated with high energy protons*, IEEE TNS, vol. 63, no. 4, August 2016.
- **M.C. Ursule**, C. Inguibert, T. Nuns, J. Morio, *Comparison of methods to calculate the Dark Current Non Uniformity*, en cours de soumission.
- C. Inguibert, S. Bourdarie, M. Beaumel, **M.C. Ursule**, R. Ecoffet, *Inflight Dark Current Non Uniformity Used for Space Environment Model Benchmarking*, en cours de soumission.
- **M.C. Ursule**, T. Nuns, C. Inguibert, H. Bugnet, F. Mayer, J. Pratlong, *Impact of the Electric Field in the Modelling of the Dark Current Non Uniformity in Pixel Arrays*, en cours de soumission.

Communications (par ordre chronologique) :

- C. Inguibert, T. Nuns, D. Falguère, **M.C. Ursule**, D. Hervé, M. Beaumel, M. Poizat, *Image Sensors DCNU Modeling with GEANT4*, NSREC conference July 2014 Paris (Oral).
- C. Inguibert, T. Nuns, **M.C. Ursule**, D. Hervé, M. Beaumel, *Monte Carlo Transport Code for Image Sensor Radiation Analysis*, Radiation Effects on Optoelectronic Detectors Workshop, 26th November 2014, Toulouse (Oral).
- **M.C. Ursule**, C. Inguibert, T. Nuns, *Impact of the border crossing effects on the DCNU for pixel arrays irradiated with high energy protons*, RADECS conference September 2015 Moscow (Poster).
- **M.C. Ursule**, C. Inguibert, T. Nuns, *Impact of the border crossing effects on the dark current non uniformity for pixel arrays*, Radiation Effects on Optoelectronic Detectors Workshop, 16th November 2016, Toulouse (Oral).
- **M.C. Ursule**, C. Inguibert, T. Nuns, J. Morio, *Comparison of methods to calculate the Dark Current Non Uniformity in Pixel Arrays*, NSREC conference July 2017 New Orleans (Poster).
- C. Inguibert, S. Bourdarie, M. Beaumel, **M.C. Ursule**, R. Ecoffet, *Inflight Dark Current Non Uniformity Used for Space Environment Model Benchmarking*, RADECS conference October 2017 Geneva (Oral).
- **M.C. Ursule**, T. Nuns, C. Inguibert, H. Bugnet, F. Mayer, J. Pratlong, *Impact of the Electric Field in the Modelling of the Dark Current Non Uniformity in Pixel Arrays*, RADECS conference October 2017 Geneva (Poster).

Bibliographie

- [AB06] A. Akkerman and J. Barak. New partition factor calculations for evaluating the damage of low energy ions in silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(6) :3667–3674, December 2006. 31
- [ABL02] A. Akkerman, J. Barak, and Y. Lifshitz. Nuclear models for proton induced upsets : A critical comparison. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(3) :1539–1546, June 2002. 88
- [Alv07] M.A. Alvi. Study of proton total reaction cross section using a helm model nuclear form factor. *Nucl. Phys., A* 789 :73–81, 2007. 88
- [And75] P.W. Anderson. Model for the electronic structure of amorphous semiconductors. *Physical Review Letters*, 34(15) :953–955, April 1975. 41
- [Arn11] P. Arnolda. *La création de défauts de déplacements atomiques dans le silicium et son impact sur les composants électroniques à applications spatiales*. PhD thesis, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace, 2011. 120, 122
- [BB82] S.D. Brotherton and P. Bradley. Defect production and lifetime control in electron and gamma irradiated silicon. *Journal of Applied Physics*, 53 :5720–5732, 1982. 40, 42, 122
- [BCFS06] M. Bigas, E. Cabruja, J. Forest, and J. Salvi. Review of cmos image sensors. *Elsevier Microelectronics Journal*, 2006. 6, 17, 18
- [BCG76] C. Burggraf, B. Carrière, and S. Goldsztaub. Spectrométrie des électrons au-ger. *Revue de physique appliquée*, 11, Janvier 1976. 25
- [BdA01] J.C. Bourgoïn and N. de Angelis. Radiation-induced defects in solar cell materials. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 66 :467–477, 2001. 39, 42, 120
- [BDM02] J. Bogaerts, B. Dierickx, and R. Mertens. Enhanced dark current generation in proton-irradiated cmos active pixel sensors. *IEEE*, 49(3) :1513–1521, June 2002. 50, 55, 58, 108, 109
- [Bel16] J.M. Belloir. *Spectroscopie du courant d’obscurité induit par les effets de déplacement atomique des radiations spatiales et nucléaires dans les capteurs d’images CMOS à photodiode pincée*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2016. 41, 120
- [BK02] V.E. Bening and V.Y. Korolev. *Generalized Poisson Models and their Applications in Insurance and Finance*. VSP, January 2002. 76, 77
- [BKS80] G.A. Baraff, E.O. Kane, and M. Schluter. Theory of the silicon vacancy : An anderson negative-u system. *Physical Review B*, 21(12) :5662–5686, 1980. 41
- [Bla73] D. Blanc. *Physique Nucléaire*. Masson, 1973. 25, 28
- [Bou29] P. Bouguer. *Essai d’optique sur la gradation de la lumière*. Jombert, 1729. 8

- [Bou96] Sébastien Bourdarie. *Modélisation de la dynamique des ceintures de radiations à l'échelle de l'orage magnétique*. PhD thesis, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 1996. 22, 24
- [BPG83] S.D. Brotherton, G.J. Parker, and A. Gill. Photoionization cross section of electron irradiation induced levels in silicon. *Journal of Applied Physics*, 54 :5112–5116, 1983. 120, 122
- [Bri26] L. Brillouin. La mécanique ondulatoire de schrodinger, une méthode générale de résolution par approximations successives. *Comptes rendus hebdomadaires de l'Académie des sciences*, 183 :24–26, 1926. 112
- [Car96] R.F. Carlson. Proton-nucleus total reaction cross sections and total cross sections up to 1 gev. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 63, May 1996. 88
- [Cra63] J.H. Crawford. Radiation effects in diamond lattice semiconductors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 10(5), November 1963. 40, 42, 122
- [CW65] J.W. Corbett and G.D. Watkins. Production of divacancies and vacancies by electron irradiation of silicon. *Physical Review*, 138(2A) :A 555 – A 560, April 1965. 40
- [DCM⁺94] C.J. Dale, L. Chen, P.J. McNulty, P.W. Marshall, and E.A. Burke. A comparison of monte carlo and analytic treatments of displacement damage in si microvolumes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 41(6) :1974–1983, December 1994. 55, 59
- [DMB⁺89] C.J. Dale, P.W. Marshall, E.A. Burke, G.P. Summers, and G.E. Bender. The generation lifetime damage factor and its variance in silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 36(6), December 1989. 1, 50, 55, 56, 57, 67, 70, 72, 73
- [DMB90] C.J. Dale, P.W. Marshall, and E.A. Burke. Particle-induced spatial dark current fluctuations. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 37(6) :1784–1791, December 1990. 57, 108
- [DMB15] F. Domengie, P. Morin, and D. Bauza. Modeling the dark current histogram induced by gold contamination in complementary-metal-oxide-semiconductor image sensors. *Journal of Applied Physics*, 2015. 115
- [DSG04] L. Dusseau, F. Saigné, and J. Gasiot. *Basic mechanisms*, chapter II-02. CEPADUES EDITIONS, June 2004. Space technology course. Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems. 32
- [Dus09] L. Dusseau. Cours sur les interactions rayonnements-matières, Décembre 2009. 27, 30
- [Duz04] S. Duzellier. *Single Event Effects : analysis and testing*, chapter II-05. CEPADUES EDITIONS, June 2004. Space technology course. Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems. 34
- [ea03] S. Agostinelli et al. Geant4 a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 506 :250–303, 2003. 59
- [ea06] J. Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53(1) :270–278, February 2006. 59
- [Eco04] R. Ecoffet. *In-flight anomalies on devices*, chapter II-01. CEPADUES EDITIONS, June 2004. Space technology course. Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems. 24, 25
- [ES76] A.O. Evwaraye and E. Sun. Electron-irradiation-induced in lightly doped silicon. *Journal of Applied Physics*, 47(3776) :3776–3780, 1976. 42, 120, 122

- [FDRS96] W.C. Fan, C.R. Drumm, S.B. Roeske, and G.J. Scrivner. Shielding considerations for satellite microelectronics. *IEEE TNS*, 1996. 54
- [FGP89] P.M. Fahey, P.B. Griffin, and J.D. Plummer. Point defects and dopant diffusion in silicon. *Reviews of Modern Physics*, 61(2), April 1989. 38, 39, 42
- [Fic55] Adolf Fick. Ueber diffusion. *Annalen der Physik*, 170(1) :59–86, 1855. 40
- [FL07] B. Fowler and X. Liu. Charge transfer noise in image sensors. In *Proc. IISW*, 2007. 19
- [FN28] R.H. Fowler and L. Nordheim. Electron emission in intense electric fields. *Proceedings of the Royal Society of London*, 1928. 111
- [Fos97] E.R. Fossum. Cmos image sensors : Electronic camera-on-a-chip. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1997. 7
- [Fre38] J. Frenkel. On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semi-conductors, 1938. 109
- [GBD⁺02] R. Germanicus, S. Barde, L. Dusseau, G. Rolland, C. Barillot, F. Saigné, R. Ecoffet, P. Calvel, J. Fesquet, and J. Gasiot. Evaluation and prediction of the degradation of a cots ccd induced by displacement damage. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(6) :2830–2835, December 2002. 50, 55, 58, 70, 73
- [GBQ⁺08] O. Gilard, M. Boutillier, G. Quadri, G. Rolland, and R. Germanicus. New approach for the prediction of ccd dark current distribution in a space radiation environment. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(6) :3626–3632, December 2008. 51, 52
- [GDM] Gdml user's guide, version 2.5. <https://gdml.web.cern.ch/GDML/doc/GDMLmanual.pdf>. En ligne ; dernier accès le 14 février 2017. 62
- [GEAa] Physics reference manual, version geant4.10.1. <https://geant4.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>. En ligne ; dernier accès le 14 février 2017. 88
- [GEAb] Site web de geant4. <https://geant4.cern.ch>. En ligne ; dernier accès le 14 février 2017. 59, 61
- [GF66] A.S. Grove and D.J. Fitzgerald. Surface effects on p-n junctions characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions. *Solid-State Electronics*, 9 :783–806, 1966. 52
- [GNNB⁺13] P. Garé, N. Nelms, Y. Nowicki-Bringuier, D. Martin, R. Meynart, and M. Zahir. Requirements, developments and challenges for ccd and cmos image sensors for space applications. In *Proceedings of the 2013 International Image Sensor Workshop*, June 2013. 19
- [Hal57] D. Halliday. *Introduction à la physique nucléaire*. Dunod, 1957. 25
- [Har68] J.L. Hartke. The three-dimensional poole-frenkel effect. *Journal Of Applied Physics*, 1968. 110
- [HB03] H.L. Hughes and J.M. Benedetto. Radiation effects and hardening of mos technology : Devices and circuits. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(3) :500–521, June 2003. 11
- [HBV02] P. Hazdra, K. Brand, and J. Vobecky. Defect distribution in mev proton irradiated silicon measured by high-voltage current transient spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 192 :291–300, 2002. 120, 122

- [Hil71] R.M. Hill. Poole-frenkel conduction in amorphous solids. *Philosophical Magazine*, 23(181), 1971. 113
- [HKMN96] A. Hallén, N. Keskitalo, F. Masszi, and V. Nagl. Lifetime in proton irradiated silicon. *Journal of Applied Physics*, 79 :3906–3914, 1996. 39, 40, 42, 122
- [HNW82] R.D. Harris, J.L. Newton, and G.D. Watkins. Negative-u properties for interstitial boron in silicon. *Physical Review Letters*, 48(18) :1271–1274, May 1982. 41, 42
- [Hop] Short course radecs 2003. 43
- [HRM⁺05] C. Howe, R.A. Reed, M.H. Mendenhall, R.D. Schrimpf, D.R. Ball, L.W. Massengill, K.A. Label, J.W. Howard, and N.F. Haddad. Role of heavy ion nuclear reactions in determining on orbit single event error rates. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52(6) :2182–2188, December 2005. 89
- [Hup90] M.W. Huppi. Proton irradiation of silicon : Complete electrical characterization of the induced recombination centers. *Journal of Applied Physics*, 68 :2702–2707, 1990. 120, 122
- [IG05] C. Inguibert and R. Gigante. Nemo : a code to compute niel of protons, neutrons, electrons and heavy ions. In *8th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems*, pages PG2–1–PG2–8, 2005. 33, 72
- [Ing04] C. Inguibert. *Radiation-Matter Interaction*, chapter I-03. CEPADUES EDITIONS, June 2004. Space technology course. Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems. 30, 32, 34
- [INM⁺12] C. Inguibert, T. Nuns, E. Martin, D. Falguère, and O. Gilard. Monte carlo based dcnu modeling. In *RADECS*, 2012. 61, 64
- [INU⁺14] C. Inguibert, T. Nuns, M.C. Ursule, D. Falguère, D. Hervé, M. Beaumel, and M. Poizat. Modeling the dark current non-uniformity of image sensors with geant4. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(6), December 2014. 2, 50, 55, 59, 60
- [Jan01] J.R. Janesick. *Scientific Charge-coupled devices*. Bellingham SPIE, 2001. 9, 10, 19
- [Jon67] A.K. Jonscher. Electronic properties of amorphous dielectric films. *Thin Solid Films*, 1967. 110
- [JRR⁺17] A. Jay, M. Raine, N. Richard, N. Mousseau, V. Goiffon, A. Hemeryck, and P. Magnan. Simulation of single particle displacement damage in silicon - part ii : Generation and long-time relaxation of damage structure. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(1) :141–148, January 2017. 55, 59
- [JT37] H.A. Jahn and E. Teller. Stability of polyatomic molecules in degenerate electronic states. In *Proceedings of the Royal Society of London Series A - Mathematical and Physical Sciences*, volume 161, pages 220–235, 1937. 41
- [Kel85] A.M. Kellerer. *The Dosimetry of Ionizing Radiation*, chapter Fundamentals of Microdosimetry. Academic Press Inc, 1985. 50, 55, 57
- [Kim79] C.K. Kim. *Charge-coupled devices and systems*, chapter The physics of charge-coupled devices. Wiley-Interscience, 1979. 18
- [KLP89] H.W. Kraner, Z. Li, and K.U. Posnecker. Fast neutron damage in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 279 :266–271, 1989. 56

- [Koi05] T. Koi. Ion transport simulation using geant4 hadronic physics. presented at the Monte Carlo Topical Meeting, Chattanooga, 2005. 89
- [KSK69] I.D. Konozenko, A.K. Semenyuk, and V.I. Khivrich. Radiation defects created by co60 gamma rays in p- and n- type si of high purity. *Phys. Stat. Sol.*, 35 :1043–1052, 1969. 42, 122
- [KU89] M.J. Kirton and M.J. Uren. Noise in solid-state microstructures : a new perspective on individual defect, interface states and low frequency (1/f) noise. *Advances in Physics*, 38(4) :367–468, 1989. 19
- [LM97] O.K.B. Lui and P. Migliorato. A new generation-recombination model for device simulation including the poole-frenkel effect and phonon-assisted tunnelling. *Solid-State Electronics*, 41(4) :575–583, 1997. 108, 123
- [LNST63] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, and P.V. Thomsen. Integral equations governing radiation effects. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 33, 1963. 33, 64
- [Mag07] Vincent Magt. *Développement et comparaison de méthodes d'assimilation de données appliquées à la restitution de la dynamique des ceintures de radiation terrestres*. PhD thesis, Institut Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2007. 25
- [Mar12] E. Martin. *Etude physique de la dégradation et modèles pour l'assurance durcissement des capteurs d'image en environnement spatial*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2012. 7, 12, 15, 16, 51, 52
- [MDB⁺89] P.W. Marshall, C.J. Dale, E.A. Burke, G.P. Summers, and G.E. Bender. Displacement damage extremes in silicon depletion regions. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 36(6), December 1989. 1, 55, 57, 59, 108
- [MDB90] P.W. Marshall, C.J. Dale, and E.A. Burke. Proton-induced displacement damage distributions and extremes in silicon microvolumes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 37 :1776–1783, December 1990. 40, 50, 56, 57, 67, 70, 72, 73
- [MDB91] P.W. Marshall, C.J. Dale, and E.A. Burke. Proton-induced displacement damage fluctuations in silicon microvolumes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 1991. 88
- [MFF⁺97] M. Moll, H. Feick, E. Fretwurst, G. Lindstrom, and C. Schutze. Comparison of defects produced by fast neutrons and co60 gammas in high resistivity silicon detectors using deep-level transient spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 388 :335–339, 1997. 42, 120, 122
- [MM65] N.F. Mott and H.S.W. Massey. *The Theory of Atomic Collisions*. Oxford University Press, 1965. 31
- [Mol99] M. Moll. *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*. PhD thesis, University of Hamburg, 1999. 38, 44, 45, 47, 48, 120
- [MSH81] P.A. Martin, B.G. Streetman, and K. Hess. Electric field enhanced emission from non-coulombic traps in semiconductors. *Journal Of Applied Physics*, 1981. 110, 111
- [Nas] Site web de la nasa. <http://www.nasa.gov>. 23, 24
- [Nun02] Thierry Nuns. *Etude du comportement des capteurs d'images CCD commerciaux en ambiance spatiale*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2002. 9

- [O’N] P. O’Niell. Ionizing radiation environment inside spacecraft. Short Course NSREC 2015. 55
- [Pet11] E. Petersen. *Single Event Effects in Aerospace*. John Wiley and Sons, 2011. 34, 35
- [RJR⁺17] M. Raine, A. Jay, N. Richard, V. Goiffon, S. Girard, M. Gaillardin, and P. Paillet. Simulation of single particle displacement damage in silicon - part i : Global approach and primary interaction simulation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(1) :133–140, January 2017. 55, 59
- [Rob00] Mark Stanford Robbins. High-energy proton induced dark signal in silicon charge coupled devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 47(6) :2473–2479, December 2000. 50, 55, 58, 70, 72, 73
- [RT74] M.T. Robinson and I.M. Torrens. Computer simulation of atomic displacement cascades in solids in the binary-collision approximation. *Physical Review B*, 9(12) :5008–5024, June 1974. 59
- [SCOH78] J.R. Srouf, S.C. Chen, S. Othmer, and R.A. Hartmann. Neutron damage mechanisms in charge transfer devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, pages 1251–1260, December 1978. 1, 50, 56, 57
- [SCOH79] J.R. Srouf, S.C. Chen, S. Othmer, and R.A. Hartmann. Radiation damage coefficients for silicon depletion regions. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-26(6) :4784–4791, December 1979. 57
- [SH85] J.R. Srouf and R.A. Hartmann. Effects of single neutron interactions in silicon integrated circuit. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-32(6) :4195–4200, December 1985. 55, 57
- [SH89] J.R. Srouf and R.A. Hartmann. Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1989. 88, 108
- [SM88] J.R. Srouf and J.M. McGarrity. Radiation effects on microelectronics in space. *Proceedings IEEE*, 76(11) :1443–1469, November 1988. 13
- [SMM03] J.R. Srouf, C.J. Marshall, and P.W. Marshall. Review of displacement damage effects in silicon devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(3) :653 – 670, June 2003. 29, 40
- [SP13] J.R. Srouf and J.W. Palko. Displacement damage effects in irradiated semiconductor devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 60(3) :1740 – 1766, June 2013. 34, 50, 55, 59
- [SR52] W. Shockley and W.T. Read. Statistics of the recombination of holes and electrons. *Physical Review*, 87(5) :835–842, September 1952. 43, 44, 45, 50
- [SR88] E.G. Stassinopoulos and J.P. Raymond. The space radiation environment for electronics. In *Proceedings of the IEEE*, volume 76, pages 1423–1442, 1988. 23
- [Sri] Site web de l’outil srim. <https://www.srim.org>. En ligne ; dernier accès le 28 mars 2017. 59
- [Sro00] J.R. Srouf. Universal damage factor for radiation-induced dark current in silicon devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, December 2000. 56, 57, 64, 99, 120
- [SW90] L.W. Song and G.D. Watkins. Epr identification of the single-acceptor state of interstitial carbon in silicon. *Physical Review B*, 42(9) :5759–5764, September 1990. 37

- [Sze81] S.M. Sze. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley and Sons, 1981. 9, 10, 36, 44, 50, 51, 109, 123
- [Sze02] S.M. Sze. *Semiconductor devices, Physics and Technology*. John Wiley and Sons, 2nd edition edition, 2002. 44, 45, 46, 47, 48
- [The08] A.J.P. Theuwissen. Cmos image sensors : State-of-the-art. *Elsevier Solid-State Electronics*, 52, 2008. 6, 10, 17, 18
- [TM08] C. Tivarus and W.C. McColgin. Dark current spectroscopy of irradiated ccd image sensors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(3) :1719–1724, 2008. 120, 122
- [Tra] Site web de la société trad. <https://trad.fr>. En ligne ; dernier accès le 14 février 2017. 62
- [TW87] J.M. Trombetta and G.D. Watkins. Identification of an interstitial carbon-interstitial oxygen complex in silicon. *Applied Physics Letters*, 51(14) :1103–1105, October 1987. 42
- [VCB79] G. Vincent, A. Chantre, and D. Bois. Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions. *Journal Of Applied Physics*, 1979. 114
- [VGM⁺12] C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, O. Saint-Pe, S. Petit, G. Roland, and A. Bardoux. Similarities between proton and neutron induced dark current distribution in cmos image sensors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 59(4) :927 – 936, August 2012. 58
- [Vin78] Gilbert Vincent. *Etude des niveaux profonds dans GaAs par analyse des transitoires d'admittance*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1978. 109, 112, 113, 123, 124
- [Wat84] G.D. Watkins, 1984. 41
- [Wat00] G.D. Watkins. Intrinsic defects in silicon. In *Materials Science in Semiconductor Processing 3*, 2000. 39, 40, 41, 42, 122
- [WBW⁺02] R. Widenhorn, M.M. Blouke, A. Weber, A. Rest, and E. Bodegom. Temperature dependence of dark current in a ccd. *SPIE*, 4669 :193–201, 2002. 52, 53, 54, 55
- [WT80] G.D. Watkins and J.R. Troxell. Negative-u properties for point defects in silicon. *Physical Review Letters*, 44(9) :593–596, 1980. 41, 42
- [Z⁺93] H.J. Ziock et al. Temperature dependence of radiation damage and its annealing in silicon detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 40(4) :344–348, August 1993. 53
- [ZBL85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, and U. Littmark. *Treatise on Heavy-Ion Science*, chapter 3 The stopping and Range of Ions in Matter, pages 93–169. Springer US, 1985. 31, 64

Résumé de la thèse

Dans le domaine du spatial, les capteurs d'images embarqués à bord des satellites sont utilisés aussi bien pour l'observation terrestre, spatiale que pour le calcul d'attitude (senseurs stellaires). Deux technologies sont à l'heure actuelle en concurrence pour ces applications : les CCD (*Charge Coupled Device*) et les CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*). Ces capteurs évoluent dans l'environnement spatial dont les rayonnements entraînent une dégradation de leurs performances. En effet, les interactions rayonnement-matière génèrent des déplacements atomiques ainsi que l'ionisation de la matière. Parmi les paramètres impactés, nous nous intéressons en particulier à l'augmentation du courant d'obscurité des pixels. Ce courant parasite correspond à la génération de porteurs de charges sans lumière par simple excitation thermique, induisant ainsi l'augmentation du bruit de fond des images et une réduction de la dynamique. À cause des effets statistiques sur les interactions produisant des déplacements atomiques, l'augmentation du courant d'obscurité n'est pas homogène sur l'ensemble de la matrice de pixels des imageurs. Il apparaît une distribution des amplitudes de dégradation que l'on appelle DCNU (*Dark Current Non Uniformity*). Les pixels fortement dégradés appelés pixels chauds sont particulièrement pénalisants pour les missions spatiales. Cet effet peut être critique pour certaines missions et pousse la communauté spatiale (ESA, industriels) à développer des méthodes de prédiction performantes.

L'ONERA a développé une méthode originale de prédiction des courants d'obscurité induits par les radiations de l'environnement spatial, basée sur la méthode de Monte Carlo et la librairie GEANT4. Cette méthode permet, à partir de données géométriques des pixels, de reproduire la distribution de courant d'obscurité sur la matrice de pixels générée par les déplacements atomiques qui sont à l'origine des courants les plus extrêmes. L'objectif de la thèse est d'améliorer la prédiction de l'outil.

La démarche de ces travaux a consisté dans un premier temps à modifier l'outil numérique pour des cas extrêmes de modélisations (forte fluence ou grand volume de pixel) pour lesquels les modélisations Monte Carlo sont trop longues. Pour réduire ce temps de calcul excessif, nous avons développé dans l'outil des méthodes utilisant des simplifications statistiques. Ces méthodes, basées sur le théorème central limite, s'inspirent de méthodes analytiques issues de la littérature. En comparant ces méthodes simplifiées à la méthode originale de Monte Carlo, nous avons pu déterminer leur domaine d'application en fonction des paramètres d'entrée (géométrie du pixel, fluence).

Dans un second temps, nous avons étudié l'influence de la géométrie du pixel sur le courant d'obscurité. L'idée est de suivre les cascades de dégradations engendrées par les particules spatiales et de déterminer si ces cascades restent confinées au sein du pixel impacté ou si elles se propagent dans les pixels voisins. En d'autres termes, l'objectif est d'observer d'éventuels effets de bords. Pour cela, nous avons étudié les cascades de dé-

gradations au sein de géométries de pixel de différentes tailles. Nous avons modélisé des géométries de pixels avec différentes dimensions de couches supérieures, latérales ou encore de volume de déplétion. Le courant d'obscurité engendré dans ces géométries par différents flux de particules en incidence normale a été comparé. Des effets de bords sont visibles dans le cas de petites géométries, plus petite que les géométries de pixels actuellement utilisées dans les capteurs d'images. La prise en compte des effets de bord pourra donc être pertinente dans des générations futures d'imageurs plus intégrés.

Enfin, nous avons intégré la prise en compte des mécanismes potentiellement responsables des dégradations les plus élevées liés au champ électrique. Il s'agit de l'effet Poole-Frenkel et de l'effet tunnel assisté par phonons. Un modèle permettant de simuler ces mécanismes d'amplification a été élaboré. Ce modèle, qui prend en compte la répartition du champ électrique dans la zone de charge d'espace et la nature des pièges les plus pertinents pour la génération thermique, a ensuite été intégré dans notre outil numérique et validé grâce à des comparaisons entre les résultats des simulations et des données expérimentales. L'ajout de ces mécanismes dans l'outil numérique permet d'améliorer la prédiction de la variation du courant d'obscurité régnant dans le capteur d'images et plus particulièrement d'affiner la précision sur le nombre de pixels chauds.

Abstract

Image sensors are used in various space applications : space and earth observations, attitude calculation etc. For those applications, two technologies are in competition : CCD (Charge Coupled Device) and CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor). Those sensors are very sensitive to the space environment whose radiations lead to a degradation of their performances. Indeed interactions of radiation with matter produce ionization and atomic displacements. Among the different impacted parameters, we are interested in the increase of dark current in the pixels. This parasitic current is caused by the thermal generation of charge carriers without any light excitation inducing the increase of the background noise on the images. Because of statistical effects on the interactions producing atomic displacements, the increase of the dark current is not homogeneous on the whole pixel array. We call this phenomenon the Dark Current Non Uniformity (DCNU). Some pixels exhibiting the highest degradation, called hot pixels, are particularly disadvantageous for space missions. They can be critical for some missions and impose to the space community (ESA, manufacturer) to develop effective prediction methods. ONERA developed an original method to predict dark current induce by the space radiations, based on a Monte Carlo method and the GEANT4 library. Knowing only the geometric data of the pixels, this method reproduces the DCNU generated by atomic displacements. The objective of the PhD is to improve the performances of the tool.

The approach of this work is first to modify the numerical tool for extreme cases of modelling (i.e. high fluencies or huge pixel volume) for which the Monte Carlo simulations are too long. In order to reduce this computation time, we developed calculation methods using statistical simplifications. Those methods use the central limit theorem. They are based on analytical methods available in the literature. By comparing those simplified methods to the full Monte Carlo method, we could determine their range of application according to the input parameters (pixel geometry, fluence).

In a second part, we studied the influence of the pixel geometry on the DCNU. The idea is to follow the degradation cascades created by space particles and to determine if those cascades are contained in the impacted pixel or if they reach neighbor pixels. We have followed degradation cascades in various pixel geometries with various sizes of top layer, lateral layer or depleted volume. The dark currents created in those geometries by different flux of particles at normal incidence were compared. Border crossing effects were observed for small pixel geometries, smaller than the ones available in actual sensors. The consideration of border crossing effects could be relevant in future generations of sensors with higher levels of integration.

Finally, we considered the physical mechanisms potentially responsible of the highest degradations linked to the electric field. They are the Poole-Frenkel effect and the phonon assisted tunneling. We built a model in order to take those phenomena into account. This

model, which considers the repartition of the electric field in the depleted volume and the most relevant defects for thermal generation, was then added to our numerical tool and validated thanks to comparisons between simulated data and experimental data. The addition of those mechanisms in our tool improves the prediction of the distribution of the dark current and more specifically refine the accuracy on the number of hot pixels.