RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
Liberté Égalité Fraternité

Université de Toulouse

Doctorat de l'Université de Toulouse

préparé à l'ISAE-SUPAERO

Étude du comportement aux irradiations de détecteurs infrarouges faible gap

---

Thèse présentée et soutenue, le 19 février 2026 par

Thibaud FRIESS

École doctorale
GEETS - Génie Electrique Electronique,Télécommunications et Santé : du système au nanosystème

Spécialité
Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de recherche
ISAE-ONERA OLIMPES Optronique, Laser, Imagerie Physique et Environnement Spatial

Thèse dirigée par
Vincent GOIFFON et Olivier GRAVRAND

Composition du jury
Mme Adriana MORANA, Présidente, Université Jean Monnet Saint-Etienne
M. Philippe PAILLET, Rapporteur, CEA
M. Philippe CHRISTOL, Rapporteur, Université de Montpellier
Mme Sylvie BERNHARDT, Examinatrice, ONERA
M. Vincent GOIFFON, Directeur de thèse, ISAE-SUPAERO
M. Olivier GRAVRAND, Co-directeur de thèse, CEA

Membres invités
M. Nicolas PÉRÉ-LAPERNE, Lynred

À mon père,
en espérant le rendre fier, où qu'il soit.

Remerciements

Pour débuter ce manuscrit, je voudrais tout d'abord écrire quelques remerciements. Car même si la thèse reste un travail personnel, je suis convaincu que l'environnement dans lequel on évolue et les personnes que l'on côtoie jouent un rôle majeur dans le bon déroulement de ces trois années, et des souvenirs que l'on garde de cette expérience par la suite.

Tout d'abord je voudrais remercier les différents membres de mon jury de thèse. Merci tout d'abord à M. Philippe CHRISTOL et M. Philippe PAILLET d'avoir accepté la tâche de rapporter ma thèse, et ce à la fois dans un temps contraint et qui tombait sur les vacances de fin d'année. Merci également à la présidente Mme Adriana MORANA pour avoir assuré ce rôle avec brio et pour toutes les corrections additionnelles et très complète faites dans mon manuscrit. Merci ensuite aux examinateurs, à Mme Sylvie BERNHARDT pour sa bienveillance et son suivi lors de mes Comité Suivi Individuel et à M. Nicolas PERE-LAPERNE pour son expertise et ses questions piquantes (c'est aussi l'exercice de la soutenance !).

Je veux ensuite prendre un temps pour remercier tous les membres de mon encadrement et les personnes avec qui j'ai eu la chance de travailler pendant ces trois ans, et qui m'ont parfois (souvent !) sauvé la mise. Merci à mes directeurs de thèse, merci Vincent pour ton écoute et ta pertinence dans toutes les questions que j'ai pu avoir sur la physique des RTS, je te remercie aussi pour la bienveillance et la positivité constante que tu as eues à mon égard. Merci ensuite à toi Olivier, pour tout ce que tu as pu m'apprendre sur le CdHgTe et les RAYONNEMENTS infrarouges, pour la confiance que tu m'as accordée tout au long de la thèse et pour toutes les idées de manips que tu m'as données (elle va se faire cette mesure d'effet Hall !).

Je pense ensuite aux membres de mon encadrement :

— Côté CNES avec Anne et Clémentine, pour vos suivis qui ont été (contrairement à ce que vous affirmez parfois !) essentiels pour le bon déroulement de cette thèse, et Alexandre pour sa pertinence dans ses conseils et sa bonne humeur au quotidien

— Côté CEA Leti avec Éric, pour ta capacité à faire tomber tous les bancs en marche, et pour la première campagne d'irradiation, qui malgré ses limitations s'est déroulée (presque) sans accroc grâce à toi. Merci à toi aussi, Nicolas pour ton expertise sur l'électronique et le Labview qui a permis de faire de belles mesures de RTS et pour ton aide lors de la seconde campagne d'irradiation

— Côté AIRBUS DS avec Serena, pour ton suivi assidu, tes conseils pour le bon déroulement

de la thèse et ta disponibilité constante dès que j'ai pu avoir une question et Olivier SAINT PE pour tes remarques et conseils toujours pertinents

Je veux ensuite remercier toutes les personnes qui ont pu m'aider dans mon travail pendant ces trois ans : merci à vous, Aurélie et Sandy, pour les montages/démontages non standard que vous avez fait parfois rapidement... parfois très rapidement...parfois (fréquemment) dans l'urgence ! Merci ensuite aux personnes chez ADS pour leur aide sur le banc électronique, à toi Olivier DONNADIEU pour la modification du software et du hardware afin de me permettre de faire toutes les mesures nécessaires à une analyse complète des résultats et à toi Jeremy pour avoir littéralement sauvé ma première campagne d'irradiation au téléphone.

Merci aussi aux personnes de chez Lynred avec qui j'ai pu discuter et travailler pour la mise en place des campagnes d'irradiations et l'étude des résultats. Je pense particulièrement à Samuel DUCRET, pour tes conseils pour la première campagne, et à Adrien BRUNET pour ta disponibilité et ton aide lors de l'approvisionnement des détecteurs. Merci enfin aux personnes de l'IRFU et particulièrement à Thibault qui m'a permis de travailler avec ses super données d'irradiations, me donnant l'occasion de mettre les mains dans le cambouis rapidement et d'apprendre énormément sur les capteurs à vocation astronomique.

J'ai également une pensée pour toutes les personnes que j'ai pu côtoyer et avec qui j'ai passé de merveilleux moments. A l'ISAE d'abord, un grand merci tous les membres permanents comme Philippe, Olivier, Magalie et les autres ainsi que les doctorants. Je pense particulièrement à Antoine, Asnate, Martin, Joanna, Alexandre, César, Titouan pour toutes les rigolades qu'on a eues et les bons souvenirs que je garde des différentes soirées qu'on a pu faire. Une dédicace spéciale à Aubin, qui m'a énormément apporté durant ma thèse et auprès de qui j'apprends encore beaucoup aujourd'hui.

Et au Leti dans cette super équipe qu'est le LIR, en pensant spécialement à Bertrand, pour ton humour et pour m'avoir aidé à changer mes freins, à Maxence pour ta gentillesse et ton amour des chats, à Titouan pour l'aide que tu m'as fournie sur la persistance, et à Will le magnifique pour son style de qualité (mention spéciale pour la très belle ref de manteau). Je pense aussi au reste de l'équipe qui m'a merveilleusement bien accueilli à Grenoble, merci Alphonse, Cyril, Alexandre, Timothée, Yvon, Thierry, Johan, Julie et Benoît. Et évidemment je n'oublie pas l'équipe de doctorants, de stagiaires et d'alternants avec qui j'ai passé de superbes moments et qui sont maintenant des amis. En particulier à Baptiste, Arthur, Maria, Alfredo et bien sûr à Antoine, co-bureau éternel avec qui j'ai partagé des moments mémorables. Merci pour tous ces fous rires, ces réflexions jusqu'à 20h30, cette bonne ambiance globale dans ce bureau (qui restera le meilleur bureau) et pour la seconde campagne d'irradiation, riche en rebondissements, et qui n'aurait pas pu avoir lieu sans toi.

Je tiens également à saluer les personnes qui, dans le passé, m'ont donné envie de faire cette thèse, en particulier mes encadrantes de stage : Nicoleta DINU-JAEGER et Delphine FAYE, qui m'ont montré à quel point la recherche pouvait être intéressante, ainsi que mes différents co-stagiaires comme Matthias (également docteur depuis peu), Augusto (bientôt docteur lui aussi)

ou encore Sophie (merci pour les cafés).

Enfin je souhaite terminer en remerciant mes proches, amis et famille qui m'ont soutenu et ont été présents pour moi. Merci à vous, Antoine et Thomas, d'avoir assisté à ma soutenance malgré l'éloignement (au Vietnam pour l'un, si ça ce n'est pas du dévouement) et pour tous les moments formidables qu'on a vécus avant et pendant ces dernières années. Merci aussi aux membres de ma famille pour leur soutien et leurs encouragements durant tout le cours de mes études supérieures. Une pensée particulière à mes grands-parents qui ont fait le déplacement depuis l'autre bout de la France pour me voir soutenir à Toulouse, tout comme ma belle-famille, cela m'a beaucoup touché.

Merci à toi, maman, d'avoir toujours été là pour moi, d'avoir eu les mots justes quand j'ai eu des doutes, de m'avoir encouragé et conseillé tout du long, et tout simplement d'être la mère la plus merveilleuse que je pouvais imaginer.

Et pour finir, merci à toi, Charlotte, pour ces quatre années. Merci de m'avoir soutenu dans les épreuves auxquelles j'ai fait face durant la rédaction et les recherches, d'avoir supporté mes moments de stress, d'avoir accepté une logistique compliquée pour que l'on puisse se voir, et pour tous ces bons moments passés avec toi. Des moments qui, à coup sûr, se prolongeront dans le futur à tes côtés.

Introduction générale

Au plus loin que l'on puisse remonter dans l'histoire de l'humanité, l'image a toujours occupé une place centrale dans la vie de notre espèce. Si les grottes de Lascaux sont à mille lieues des caméras modernes, la transmission d'une information par l'image était déjà profondément ancrée dans les pratiques humaines. Avec l'apparition de la photographie argentique, du film, puis des caméras numériques, l'image n'a cessé de gagner en importance, au point de devenir omniprésente dans notre quotidien. Nous nous informons, découvrons le monde et conservons la mémoire de nos expériences grâce aux capteurs d'images, qui constituent aujourd'hui un pilier fondamental de nos sociétés. Il est donc naturel que l'usage de ces dispositifs se soit étendu à l'ensemble des domaines présentant un intérêt pour l'humanité. L'intégration de caméras à bord des satellites s'inscrit ainsi comme une évolution logique.

L'utilisation de composants électroniques dans l'espace, et en particulier de capteurs d'images, soulève toutefois des difficultés supplémentaires par rapport à un usage terrestre. L'environnement spatial est en effet caractérisé par un flux intense de particules énergétiques, issues du Soleil, du rayonnement cosmique, ou piégées autour de la Terre au sein des ceintures de radiations. Ces particules peuvent dégrader les performances des satellites en induisant des dommages dans les matériaux par déplacements atomiques, ou en ionisant et chargeant les composants, pouvant aller jusqu'à leur mise hors service à forte dose. L'étude des dynamiques de dégradation sous irradiation constitue ainsi une étape cruciale lors de la conception des missions spatiales, afin de garantir que le satellite, une fois en orbite, puisse remplir la mission qui lui est confiée. Si des campagnes de caractérisation sont menées de manière systématique sur les dispositifs embarqués, la compréhension des mécanismes physiques sous-jacents demeure essentielle, notamment dans la perspective de réduire le recours à des essais d'irradiation longs et coûteux. C'est dans cette volonté d'approfondir la compréhension de la physique des dégradations que s'inscrit cette thèse.

Plus spécifiquement, ce travail porte sur les dégradations affectant les capteurs d'images opérant dans une gamme de longueurs d'onde invisible à l'œil humain : l'infrarouge. Cette région du spectre électromagnétique, particulièrement associée aux émissions thermiques, est aujourd'hui de plus en plus exploitée à bord des satellites. La mesure des températures permet en effet une meilleure compréhension de notre planète et de sa météorologie, tout en présentant un intérêt stratégique marqué pour les applications tactiques. Le contexte géopolitique actuel (en 2025 au moment de la rédaction de ce manuscrit) renforce par ailleurs le développement de ce type de

systèmes spatiaux.

Cette thèse est ainsi consacrée à l'étude de capteurs d'images infrarouges réalisés en HgCdTe, matériau historique de la détection infrarouge. Comme il sera détaillé par la suite, ce semiconducteur présente la particularité de pouvoir être ajusté afin de couvrir l'ensemble de la bande infrarouge, tout en conservant d'excellentes performances. Les études portant sur les effets des radiations dans ce type de capteurs demeurent toutefois relativement limitées, en raison à la fois de la complexité de leur fabrication, qui en fait des dispositifs rares et coûteux, et du caractère sensible des technologies associées aux applications tactiques, domaine dans lequel les rayonnements infrarouges sont majoritairement exploités. Le manuscrit s'articule donc autour de l'étude de ce matériau et de ses dégradations sous irradiation. Le premier chapitre présente les fondements du fonctionnement des capteurs d'images, ainsi que les principales figures de mérite utilisées dans la suite du travail. Le deuxième chapitre est consacré aux effets physiques induits par l'environnement radiatif spatial. Le troisième chapitre dresse un état de l'art des études existantes sur les composants HgCdTe, avant de présenter les objectifs et les choix expérimentaux de ce travail. Les chapitres quatre et cinq sont dédiés à l'analyse des résultats expérimentaux obtenus, ainsi qu'à leur comparaison entre les différents composants étudiés, dans le but d'interpréter les observations réalisées.

Table des matières

Remerciements **i**

Introduction générale **v**

Liste des acronymes **xix**

1 Les imageurs infrarouges dans les missions spatiales **1**

1.1 Les missions spatiales 2

1.1.1 Historique des missions spatiales 2

1.1.2 Les enjeux de l'observation spatiale 3

1.2 Les imageurs 4

1.2.1 Principe de la détection numérique 5

1.2.2 Les différentes technologies de capteurs 10

1.3 Le HgCdTe pour la détection infrarouge 17

1.3.1 Les détecteurs infrarouges 17

1.3.2 L'alliage HgCdTe 18

1.3.3 Les méthodes de croissances 21

1.3.4 Les différentes architectures de photodiodes 21

1.3.5 Les défauts dans le HgCdTe 22

1.4 Les figures de mérite des imageurs 24

1.4.1 Le courant d'obscurité 24

1.4.2 La durée de vie des porteurs 29

1.4.3 L'efficacité quantique 32

1.4.4 Le bruit 32

1.4.5 Le phénomène de Random Telegraph Signal 35

1.4.6 La persistance 36

2 Effets des radiations spatiales sur l'électronique **39**

2.1 Les sources de radiations dans l'espace 40

2.1.1 Le Soleil 40

2.1.2 Le cosmos 40

2.1.3 La magnétosphère Terrestre 40
2.2 Les interactions rayonnement matière 43
2.2.1 Les interactions électromagnétiques 43
2.2.2 Les interactions corpusculaires 44
2.2.3 Les pouvoirs d'arrêt électroniques et nucléaires 47
2.3 Les effets permanents des irradiations 48
2.3.1 La Dose Ionisante Totale (TID) 49
2.3.2 La Dose de Dommages de Déplacement (DDD) 51

3 L'effet des radiations dans les capteurs IR faible gaps 55
3.1 État de l'art dans le HgCdTe 55
3.1.1 Les études actuelles dans le HgCdTe 55
3.2 Campagnes de mesures de la thèse 58
3.2.1 Introduction des campagnes 58
3.2.2 Différences entre les technologies 60
3.2.3 Objectifs des campagnes 62
3.2.4 Les campagnes d'irradiations 63

4 Evolution du courant d'obscurité avec les irrads 67
4.1 Composant ALFA SWIR 68
4.1.1 Paramètres de mesure du composant SFD 68
4.1.2 Effet des particules secondaires sur les mesures 69
4.1.3 Évolution du "signal d'obscurité" avec les irradiations 71
4.1.4 Estimation de la dosimétrie lors des mesures 74
4.2 Composant N-sur-P LWIR 77
4.2.1 Étude de l'énergie d'activation du CH3 79
4.2.2 Caractéristiques tension-courant sous irradiations 80
4.2.3 Évolution de la valeur moyenne de courant d'obscurité 81
4.3 Composants P-sur-N NG LWIR 82
4.3.1 Énergies d'activation des composants P/N NG pré irradiations 82
4.3.2 Évolution de la valeur moyenne de courant d'obscurité avec les irradiations 83
4.3.3 Études des caractéristiques I(V)s 83
4.3.4 Évolution de l'énergie d'activation avec les irradiations 85
4.4 Facteur de dégradation universel dans le HgCdTe 86
4.4.1 Facteur de dommage dans le Silicium 87
4.4.2 Données nécessaires pour effectuer le calcul 88
4.4.3 Est-il possible d'appliquer la méthode de Srour *et al.* dans le HgCdTe? . . 88
4.5 Effets des recuits 92

5 L'évolution du bruit avec les irradiations 97
5.1 Les différents bruits étudiés en irradiations 98
5.1.1 Le bruit blanc, ou l'étude de l'excès de bruit 98
5.1.2 Le bruit basse fréquence ou 1/f 98
5.1.3 Le bruit RTS et ses caractéristiques 101
5.2 Le bruit dans le détecteur SWIR SFD 102
5.3 Le bruit dans les composants N-sur-P 103
5.3.1 Problématique de dérive de température 103
5.3.2 Étude de l'excès de bruit du composant N-sur-P 104
5.3.3 Le bruit basse fréquence dans les composants N/P 106
5.3.4 Les comportements RTS sous irradiations des composants N-sur-P 109
5.3.5 Évolution des paramètres RTS avec la fréquence d'acquisition 112
5.3.6 RTS à très basse température 60 K 116
5.4 Composants P-sur-N NG LWIR et VLWIR 117
5.4.1 Excès de bruit dans les P-sur-N NG 117
5.4.2 Le bruit RTS dans les composants P-sur-N NG 119
5.5 Évolution des RTS après le recuits 121
5.6 Discussion des résultats de bruits 122

Conclusion générale et perspectives 127

Table des figures

1.1 Différentes technologies novatrices au fil de l'histoire 2
1.2 Exemples de missions spatiales scientifique 1.8a et de navigation 1.2b 3
1.3 Schéma de la conductivité d'un matériau en fonction de la position de ses bandes d'énergies 6
1.4 Illustration d'une jonction p-n polarisée 8
1.5 Schéma des différents étages d'entrée de détecteurs matriciels infrarouges tiré de [Rib-21] 12
1.6 Schéma d'un pixel hybridé sur un circuit de lecture en Silicium 17
1.7 Luminance émise et transmittance de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde 19
1.8 Évolution du gap d'un matériau en fonction de sa fraction de Cadmium (a) et de sa température (b) calculé via l'équation 1.26 20
1.9 Schéma des différentes architectures de photodiodes HgCdTe. Crédit : Olivier Gravrand 22
1.10 Représentation schématique des différents types de défauts ponctuels d'une maille cristalline 23
1.11 Exemple de courbe I(V)-R(V) d'une diode avec les différentes contributions de courant d'obscurité. Ces tracés sont purement illustratifs, dans la pratique, avec CdHgTe, on voit rarement la présence de GR pur, même sur la résistance. Tiré de [Fer+17] 30
1.12 Schéma des différents types de recombinaison dans une photodiode 31
1.13 Signal d'un pixel montrant un comportement RTS multi-niveaux. On distingue des sauts plus ou moins rapides, l'amplitude maximale de transition et les différents niveaux RTS. La trace provient d'une mesure du composant N/P lors de la seconde campagne d'irradiation 36
1.14 Illustration du phénomène de persistance dans un composant SFD selon la théorie de Smith 37

2.1 La magnétosphère terrestre en interaction avec le vent solaire ©LPP 41

2.2 Anomalie de l'Atlantique Sud montrant un champ magnétique plus faible (en nano Tesla). Cette zone montre un nombre plus important d'évènements singulier (indiqués par des points blancs). ©European Space Agency 42
2.3 Illustration de l'effet photo-électrique (a), de l'effet Compton (b) et de la création de paires (c) 44
2.4 Importance relative des trois principales interactions électromagnétiques. Les lignes représentent les combinaisons énergie/numéro atomique pour lesquelles les deux interactions de chaque côté de la ligne ont une probabilité égale 45
2.5 Différentes contribution du NIEL pour un matériau $Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te$. Tiré de [Fod+03] 49
2.6 Perte d'énergie des protons de 63MeV dans le HgCdTe (x=0,3) par le logiciel SRIM. Tiré de [Din23] 50

3.1 Cartographie de courant d'obscurité avant irradiations des composants P/N New Gen LWIR (a) et VLWIR (b). On y constate les différentes variantes. 60
3.2 Vue schématique d'une photodiode HgCdTe N-sur-P planaire implantée par Bore (a) et son profil de dopage (b) tiré de [Din23] 61
3.3 Vue schématique d'une photodiode HgCdTe P/N planaire implantée par Arsenic 61

4.1 Rampe d'intégration de 3h avant irradiation. On constate la contribution de persistance au début de la rampe 68
4.2 Rampe d'intégration d'un pixel après le 3ème palier d'irradiation comprenant un impact de particule secondaire attribuée à l'activation du cryostat 69
4.3 Cartographie de courant d'obscurité divisée entre avant et après irradiation (a) et dégradation du courant d'obscurité avec les irradiations (b). On voit bien les bordures de courant d'obscurité plus faible car protégé par le bouclier en aluminium. 72
4.4 Histogramme de courant d'obscurité aux différentes étapes de la campagne d'irradiation 73
4.5 Comparaison des dégradations de courant d'obscurité entre les mesures proches des irradiations et celles 20 heures après. 74
4.6 Cartographie estimée du nombre d'impact de protons par pixel durant le premier palier d'irradiation. On constate la zone réduite de calcul du courant d'obscurité 75
4.7 Dégradation de courant d'obscurité avec les irradiations pixel à pixel pour le premier palier. Une régression linéaire a été faite pour déterminer l'évolution globale de la dégradation 76
4.8 Cartographie de courant d'obscurité du CH3 au 3ème palier d'irradiation. On constate une différence de courant entre la bande 1 et 2 ainsi que le gradient de courant de gauche à droite. La mesure est faite à T = 86 K, Tint = 25 µs et Ftrame = 3.3 kHz. 78
4.9 Tracé d'Arrhenius du composant CH3 avant et après irradiation entre 86 et 92 K 79

4.10 Caractéristiques I(V) du CH3 avant irradiations (a) et aux différents paliers d'irradiations (b). Toutes les caractéristiques ont été faites à T=86K, Tint = 25 µs et Ftrame = 3,3 kHz. 80

4.11 Évolution du courant d'obscurité du composant N/P avec la dose 81

4.12 Dégradation du courant d'obscurité avec la fluence cumulée pour le composant N/P à 60 K. Sur la bande LWIR (a) et VLWIR (b). Dans les deux cas, Tint = 114 µs et Ftrame = 3,3 kHz. 82

4.13 Évolution de l'énergie d'activation avec la polarisation pour le composant LWIR P/N NG (Tint = 25 ms) 83

4.14 Variation des dégradations de densité de courant avec les irradiations du composant LWIR (a) et VLWIR (b) P/N NG. Les variations de courant affichés sont celle d'une variante représentative de l'ensemble de la matrice pour chaque composant. 84

4.15 Caractéristique I(V) du composant LWIR P/N NG avec les irradiations (a) et évolution de la variation de la queue de distribution de courant d'obscurité avec la polarisation pré irradiation (b) et après irradiations (c). 85

4.16 Comparaison des évolutions d'énergies d'activation avec la polarisation de la variante 2 du composant LWIR P/N NG pré et post irradiations. 86

4.17 Augmentation induite par irradiation du taux de génération thermique par unité de fluence (égale au produit de K et du NIEL) en fonction de la dose de dommage par déplacement déposée par unité de fluence (égale au NIEL). Tiré de [Sro+00] 87

4.18 Tracés des évolutions de courant d'obscurité des composants LWIR et VLWIR P/N NG en fonction de la fluence cumulée avec la normalisation par le gap et la température du composant VLWIR 90

4.19 Évolutions du courant d'obscurité du composant N/P LWIR sur une plage de dose étendue en utilisant les valeurs issues de deux campagnes. 91

4.20 Détail des recuits (a) et leurs effets sur le courant d'obscurité du composant LWIR P/N NG (b) et VLWIR P/N NG (c). 93

5.1 Fit de l'ASD du signal d'un pixel afin de déterminer s'il évolue en 1/f 100

5.2 Signal RTS à deux niveau (en haut) et le résultat de sa convolution avec le filtre H (en bas). Le signal RTS est une trace issue d'une acquisition de 10 k images à 33 Hz @ 86 K lors de mesures en obscurité du CH3 après $1.22 \times 10^{11} p/cm^2$ d'irradiations 101

5.3 Correction de la dérive locale d'un pixel pour l'analyse du bruit basse fréquence . 104

5.4 Variation de l'excès de bruit médian et des 25 et 75 ème percentile (a), leurs distributions (b) et leurs corrélation avec le courant d'obscurité mesuré par pixel (c) pré irradiations et (d) à fluence plus élevée. On notera que toutes les mesures ont été faites à T = 86K, Tint = 25 µs et Ftrame = 17 Hz 105

5.5 Histogramme de la distribution des facteurs de Tobin (a) et évolution du nombre de pixels comportant du bruit 1/f (b) en fonction des irradiations pour le CH3 (Ftrame = 17 Hz pour un Tint = 25 µs et @86 K). 107
5.6 Histogrammes de courant d'obscurité des pixels du CH3 montrant du bruit 1/f contre ceux "sans" bruit 1/f. Histogramme total (a) et normalisé en probabilité sur le nombre de pixel (b). ($4.86 \times 10^{11} p/cm^2$). (Ftrame = 17 Hz pour un Tint = 25 µs et @86 K) 107
5.7 Distribution de facteur de Tobin en fonction des irradiations pour les mesures hautes fréquence (a) et comparaison du nombre de pixel 1/f « pur » en fonction des fréquences (b). (T = 86 K et Tint = 25 µs) 108
5.8 Histogramme de distribution des ATM après le second palier d'irradiation (a) et exemple de traces détectées comme RTS avec un bruit 1/f relatif fort par rapport à la transition maximum de saut (b) et trace avec une transition RTS bien nette (c) 110
5.9 Évolution de la distribution d'amplitude de transition maximum (a) et du nombre de transitions RTS (b) avec la dose. (T = 86 K, Tint = 25 µs et Ftrame = 3,3 kHz) 111
5.10 Distribution d'amplitudes de transitions RTS maximum (a) et du nombre de transitions RTS (b) au premier pallier d'irradiation pour quatre fréquences d'acquisitions @ 86K 112
5.11 Comparaison des distributions d'ATM entre le dernier palier d'irradiation et après 12 heures de repos à température cryogénique (distribution sans tri par écart type) 113
5.12 Exemple des deux sous distributions de RTS possibles (a) et disparition de la potentielle distribution DDD avec la température (b). (Tint = 25 µs et Ftrame = 3,3 kHz) 115
5.13 Exemple d'une trace RTS stable à très basse température (a) et comparaison des valeurs d'amplitudes de transitions maximum entre 86 et 60 K (b) 116
5.14 Distribution de l'excès de bruit du composant P/N NG VLWIR (a) et comparaison des évolutions avec les irradiations des valeurs moyennes d'excès de bruit entre les deux composants P/N NG (b) 118
5.15 Distribution d'ATM RTS pour le composant LWIR P/N NG (a) et le composant VLWIR P/N NG (c), distribution des nombres de transitions RTS des différents composants (b) et (d) et distribution normalisée en probabilité sur le nombre de pixel du nombre de transitions pour le composant LWIR (e). Les acquisitions RTS sont faites à 7.37 Hz. Le composant LWIR est opéré à 90 K avec des temps d'intégrations entre 25 ms. Le composant VLWIR est opéré à 85 K avec un Tint de 80 µs 120
5.16 Distribution d'amplitude (a), de nombre de sauts (b) et de nombre de niveaux RTS (c,d) des composants P/N NG après les différents recuits. 122
5.17 Distribution d'amplitudes de transitions maximum des RTS dans le Silicium CCD (a), dans l'InGaAs (b) et le HgCdTe (c). 123

A.1 Rappel du schéma électrique d'un circuit de lecture en injection direct. Tiré de [Rib-21] 1

I.1 Adaptation du cryostat Kadel pour le pilotage du composant N/P. On voit la limande sortant du cryostat. La fumée sortant du cryostat est dû à l'ébullition de l'azote liquide ayant lieu lors de la descente en température. 18

I.2 Vue éclaté de l'adaptation mécanique et électronique faite pour intégrer les composants N/P dans les cryostats Kadel. Le montage était assez similaire pour le composant P/N NG. A noter qu'ici il est indiqué un angle de vue. En réalité ce capot était fermé afin d'être dans des conditions d'obscurité. 19

J.1 Effet du décalage de la tension de seuil du MOS d'injection du composant LWIR P/N NG attribué à la TID 22

Liste des tableaux

1.1 Tableau de synthèse des performances de différentes architectures d'étage d'entrée de circuit de lecture CMOS pour composant IR. Inspiré de [Rib-21] 16

3.1 Tableau des fluences, doses de déplacement et doses ionisantes des différents paliers d'irradiation pour les composants N/P 63
3.2 Tableau des fluences, doses de déplacement et doses ionisante des différents paliers d'irradiation pour les composants P/N NG LWIR et VWLIR 64
3.3 Tableau des fluences, doses de déplacement et doses ionisante des différents paliers d'irradiation pour le composant SWIR de type ALFA 64

4.1 Détail numérique de la correction des pixels défectueux et contenant un saut proche du calcul du courant d'obscurité estimé (matrice complète de 320k pixels) 71

5.1 Tableau du nombre de pixel RTS détecté sur les détecteurs P/N NG. Notons que le tri appliqué est toujours $Amp_{RTSmax} > 3\sigma$ 121

H.1 Tableau récapitulatif des différents articles scientifiques parlant des effets des radiations dans les composants MCT 16

Liste des acronymes

APD	Avalanche Photodiode (Photodiode à avalanche)
ASD	Densité spectrale d'amplitude (Amplitude Spectral Density)
CCD	Charge-Coupled Device (Dispositif à transfert de charge)
CDS	Correlated Double Sampling (Double échantillonnage corrélé)
CH	Circuit hybride
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
DDD	Displacement Damage Dose (Dose de dommages par déplacement)
EFE	Electric Field Enhancement (Accentuation par le champ électrique)
FPA	Focal Plane Array (Matrice de plan focal)
HgCdTe	Tellurure de mercure-cadmium
LET	Linear Energy Transfer (Transfert d'énergie linéaire)
LWIR	Long-Wave Infrared (Infrarouge lointain)
MCT	Mercury Cadmium Telluride (Appellation anglaise du tellurure de mercure-cadmium)
MWIR	Mid-Wave Infrared (Infrarouge moyen)
NG	Next Generation (Nouvelle génération)
NIEL	Non-Ionizing Energy Loss (Perte d'énergie non ionisante)
QE	Quantum Efficiency (Efficacité quantique)
ROIC	Read-Out Integrated Circuit (Circuit de lecture intégré)
RTS	Random Telegraph Signal (Bruit télégraphique aléatoire)
SNR	Signal-to-Noise Ratio (Rapport signal sur bruit)
SRH	Shockley-Read-Hall
SWIR	Short-Wave Infrared (Infrarouge court)
T2SL	Type-II Superlattice (Super-réseau de type II)
VLWIR	Very Long-Wave Infrared (Infrarouge très lointain)
ZCE	Zone de charge d'espace

Chapitre 1

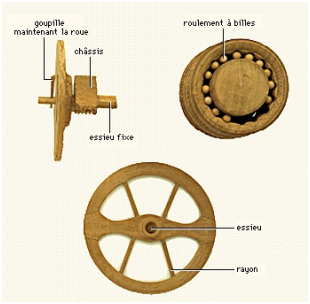
Les imageurs infrarouges dans les missions spatiales

1.1 Les missions spatiales 2
1.1.1 Historique des missions spatiales 2
1.1.2 Les enjeux de l'observation spatiale 3
1.2 Les imageurs 4
1.2.1 Principe de la détection numérique 5
1.2.2 Les différentes technologies de capteurs 10
1.3 Le HgCdTe pour la détection infrarouge 17
1.3.1 Les détecteurs infrarouges 17
1.3.2 L'alliage HgCdTe 18
1.3.3 Les méthodes de croissances 21
1.3.4 Les différentes architectures de photodiodes 21
1.3.5 Les défauts dans le HgCdTe 22
1.4 Les figures de mérite des imageurs 24
1.4.1 Le courant d'obscurité 24
1.4.2 La durée de vie des porteurs 29
1.4.3 L'efficacité quantique 32
1.4.4 Le bruit 32
1.4.5 Le phénomène de Random Telegraph Signal 35
1.4.6 La persistance 36

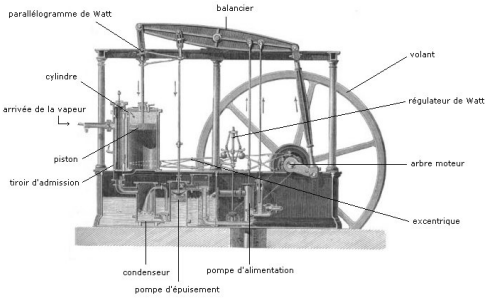
1.1 Les missions spatiales

En quelques milliers d'années, l'Humanité a été source d'innovations technologiques sans précédent. L'invention de la roue aux alentours de 3500 av. J.-C est considérée comme l'une des premières innovations technologiques majeures. Les siècles suivants connurent aussi leurs inventions bouleversant le cours de l'histoire, comme l'invention de l'imprimerie par Gutenberg jusqu'au boum qu'a déclenché James Watt et l'invention de la machine à vapeur en 1769. Après cela, tout s'est accéléré avec une vitesse qui n'a depuis que très peu diminuée en transformant une société jadis agricole et artisanale en une toute nouvelle société commerciale et industrielle.

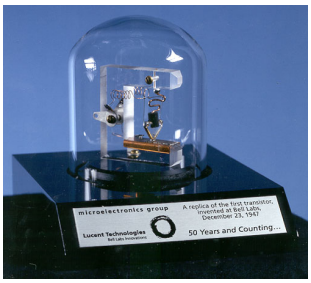
En moins de 300 ans, l'être humain a ainsi pu voyager plus loin et plus vite qu'il ne l'a jamais pu grâce à l'invention de la locomotive (Trevithick en 1804), de l'automobile (Delamare-Debouteville et Daimler en 1880) et de l'aviation (Wright[2] en 1903). Il a également vu son espérance de vie croître grâce au développement de l'hygiène (Pasteur au XIXe siècle) et de la médecine moderne (Fleming, Hoffman au XXe siècle). Enfin, son ouverture au reste du monde a aussi été démultipliée avec l'apparition de l'électricité permettant l'invention du téléphone (Grey ou Bell en 1876) et de la communication radiophonique (Marconi en 1895).



(a) Vue schématique de l'une des premières roues



(b) Machine à vapeur de Watt



(c) Réplique du premier transistor conçu par les laboratoires Bell en 1947

FIGURE 1.1 – Différentes technologies novatrices au fil de l'histoire

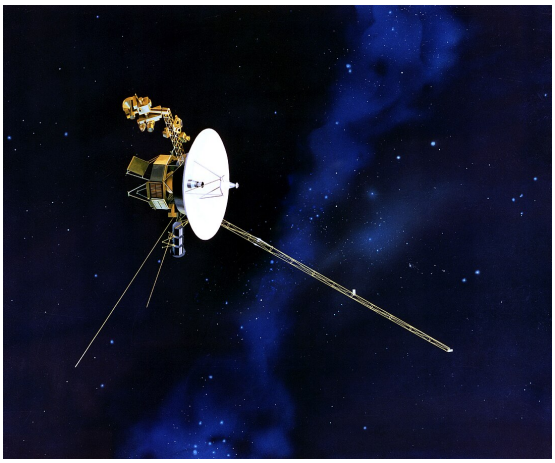
Plus récemment, en 1947, le laboratoire Bell inventa un composant essentiel à notre vie moderne : le transistor. Cette invention et son développement ininterrompu depuis, est l'un des piliers sur lesquels reposent nos vies aujourd'hui. Sans elle, le sujet de cette thèse n'existerait tout simplement pas et je ne pourrais pas la rédiger comme je le fais actuellement sur un ordinateur. Ce composant a aussi permis le développement d'un des plus grands exploits de l'Humanité : la conquête spatiale.

1.1.1 Historique des missions spatiales

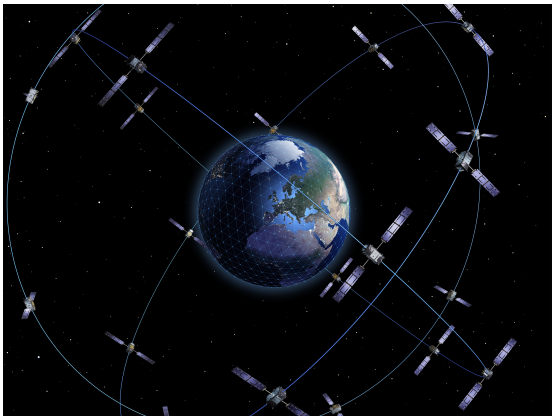
L'histoire de la conquête spatiale commence officiellement le 20 juin 1944 lorsque les scientifiques nazis envoient pour la première fois un objet dans l'espace : la fusée V2. La guerre froide et l'affrontement idéologique entre les Etats-Unis et l'URSS a ensuite accéléré les exploits. Se sont

ainsi enchaînés le premier satellite dans l'espace avec Spoutnik 1 en octobre 1957, le premier être vivant dans l'espace avec Laïka en novembre 1957 et le premier humain dans l'espace avec Youri Gagarine en avril 1961. Cette course effrénée s'est enfin achevée en juillet 1969 avec les premiers hommes sur la Lune, Neil Armstrong et Buzz Aldrin.

La conquête spatiale ne s'est heureusement pas arrêtée là. Elle s'est ensuite concentrée sur la recherche scientifique via l'envoi de nombreuses sondes aux alentours des planètes constituant notre système solaire (de Venus en 1970 jusqu'à Pluton très récemment en 2015), le développement de stations spatiales (Saliout-1 par les soviétiques et Skylab par les USA), l'apparition de mission spatiale d'observation (télescope spatial Hubble, 1990) ou encore l'envoi de satellite visant à peut-être un jour contacter d'autres formes de vies lointaines (Voyager 1, 1977).



(a) Vue d'artiste de la sonde Voyager 1 ©NASA/JPL



(b) Constellation de satellites Galileo répartis sur 3 orbites circulaires différentes pour le fonctionnement du GPS européen ©ESA P. Carril

FIGURE 1.2 – Exemples de missions spatiales scientifique 1.8a et de navigation 1.2b

Ces avancées se sont accompagnées d'un développement du spatial commercial lié aux satellites de télécommunications, de navigation (GPS typiquement) et de diffusions. Cet aspect de l'espace s'est vite imposé comme étant la composante majoritaire en termes de répartition des satellites avec aujourd'hui 90% des satellites en orbite basse LEO (Low Earth Orbite) étant des satellites à vocation commerciale contre 10% de satellites institutionnels [Pol-21].

Cette démocratisation a ainsi provoqué une forte augmentation du nombre de satellites autours de notre planète. On constate ainsi une évolution du nombre de satellites d'abord linéaire depuis les années 80 qui vire depuis peu vers l'exponentielle depuis le milieu des années 2010 et l'arrivée des constellations de satellites de Starlink et OneWeb [Esa-25].

1.1.2 Les enjeux de l'observation spatiale

Parmi ce nombre croissant de satellites, on estimait en 2018 que 38% des satellites en orbite basse étaient destinés à l'observation de la Terre, en faisant le premier poste d'utilisation des

satellites [Fut-23]. Si cet usage de satellite est le plus courant, ce n'est pas sans raison. En effet, l'observation de la Terre constitue aujourd'hui un enjeu majeur. Qu'il soit d'un point de vue commercial avec la prise d'image pour des applications de GPS par exemple, d'un point de vue scientifique pour l'étude du climat et des précipitations à des fins météorologiques et de surveillance du changement climatique ou encore à but stratégique.

Pour ces applications, de nombreux satellites d'observation embarquent des capteurs opérant dans l'infrarouge (IR). Les infrarouges sont les rayonnements électromagnétiques de longueur d'onde supérieure à la bande visible (de 0.7 µm à presque 20 µm). Ces bandes, allant de l'infrarouge proche (NIR) à l'infrarouge thermique (TIR), permettent d'observer les émissions de chaleurs, justifiant leurs intérêts pour les différents domaines d'application cités plus haut. Comme nous le verrons par la suite, les technologies de détections infrarouges peuvent s'avérer complexes. Peu d'entreprises ont ainsi la capacité de mettre au point ce type de capteur, en faisant un domaine hautement stratégique. La demande de ces capteurs étant par ailleurs en forte croissance au vu de la situation géopolitique actuelle, plusieurs entreprises industrielles s'affrontent sur la conception et la fourniture de détecteurs infrarouges pour les plateformes spatiales.

On peut notamment citer l'entreprise française Lynred (jadis Sofradir), figurant parmi les leaders mondiaux des technologies IR. Spécialisée dans les détecteurs couvrant l'ensemble du spectre IR – du proche infrarouge (NIR) jusqu'à l'infrarouge lointain (VLWIR), Lynred fournit des capteurs pour de nombreux programmes spatiaux européens, civils et institutionnels.

Aux États-Unis, Teledyne Imaging Sensors (groupe Teledyne Technologies) est un autre acteur de référence, notamment grâce à ces capteurs IR à vocation astronomique équipant les différents télescopes spatiaux (James Webb, Euclid et le Roman Space Telescope).

Toujours sur le continent américain, Raytheon Space and Airborne Systems (anciennement Raytheon Technologies) est l'un des plus grands fournisseurs mondiaux de systèmes électro-optiques et IR embarqués, fournissant des capteurs IR pour plusieurs programmes stratégiques américains et dans le cadre d'étude météorologique.

C'est dans ce contexte que de nombreux travaux sont entrepris pour améliorer continuellement les technologies IR. De la recherche et développement au sein des entreprises, alliée à des travaux scientifiques par la création de thèses notamment permettent ainsi les avancées dans ce domaine. Cette thèse, s'intéressant aux effets des radiations spatiales dans les capteurs IR prend part à ces travaux.

1.2 Les imageurs

Le contexte général de cette thèse maintenant énoncé, il est temps de rentrer dans le vif du sujet en introduisant ce qu'est un imageur numérique, son fonctionnement et ses subtilités.

L'imagerie désigne l'ensemble des techniques et des procédés permettant d'acquérir, de traiter et d'analyser une image, soit la représentation visuelle d'une scène ou d'un objet. Elle repose sur la conversion d'une information physique (typiquement lumineuse) en une représentation

visuelle pouvant être lue par un individu ou un ordinateur, une image. La première photographie à proprement parler nous provient de Nicéphore Niépce et date de 1826/1827. Le Point de vue du Gras, premier cliché de l'histoire, a nécessité plusieurs jours de pose pour un résultat de qualité moyenne, mais a été la première démonstration d'une technique d'acquisition d'image. S'en est suivi un développement de la photographie analogique, aujourd'hui appelée « argentique », à partir du milieu du XIXe siècle, qui s'est peu à peu répandu dans la société. Cet engouement pour cette nouvelle technologie mena à la création de la photographie couleur au courant du XXe siècle, puis au premier appareil photo électronique en 1975 par Steve Sasson, qui s'est depuis largement imposé devant l'argentique. En numérique, l'image prend la forme d'un tableau discret de valeurs numériques, chaque élément (ou pixel) correspondant à une mesure localisée de l'intensité lumineuse. En fonction des matériaux de détection utilisés, cette technologie peut également être adaptée à plusieurs longueurs d'onde, dont les infrarouges qui nous intéresseront dans le cadre de cette thèse.

1.2.1 Principe de la détection numérique

Afin de comprendre le fonctionnement de la détection numérique, il convient d'introduire la notion de semi-conducteur, matériau ayant des caractéristiques clé pour les composants électroniques. Les semi-conducteurs sont des matériaux électroniques dont la conductivité électrique est comprise entre les isolants et les conducteurs. Dans les faits, ces catégories de matériaux peuvent être expliqués par la théorie des bandes. Cette théorie stipule que dans un atome isolé, les électrons occupent des niveaux d'énergie discrets. Lorsque l'on associe des atomes pour former un solide, le principe d'exclusion de Pauli indique que plusieurs électrons ne peuvent se trouver au même endroit avec le même état quantique, soit avoir le même niveau d'énergie. Ainsi, lorsqu'un grand nombre N d'atomes identiques se rassemblent, comme dans le cas d'un réseau cristallin, leurs orbitales se recouvrent. Chaque niveau d'énergie discret d'un atome isolé se scinde alors en N niveaux légèrement différents. Dans le cas d'un objet macroscopique (contenant énormément d'atomes), un très grand nombre de niveaux d'énergies sont créés. Les niveaux deviennent si proches les uns des autres qu'ils peuvent être considérés comme formant un pseudo continuum d'état, c'est-à-dire une bande d'énergie.

Dans une représentation simplifiée, les bandes d'énergie représentent donc les niveaux d'énergies permis ou interdits aux électrons du matériau. La distribution de ces électrons peut être donnée statistiquement par la distribution de Fermi-Dirac [Zan99 ; Dir97] donnant la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E_t à l'équilibre thermodynamique, tel que :

$$f(E_t) = \frac{1}{\exp(\frac{E_t - \mu}{k_B T}) + 1} \tag{1.1}$$

Où : $f(E)$ est la probabilité qu'un état d'énergie E soit occupé par un électron, µ est le potentiel chimique, k_B la constante de Boltzmann et T la température absolue. Au zéro absolu,

µ est égal à l'énergie de Fermi (E_F), représentant la différence d'énergie entre les états quantiques occupés les plus haut et les plus bas. Ainsi, à T=0 K, les états d'énergie en dessous du niveau de Fermi seront plein et ceux au-dessus vides. Dans cet état, la dernière bande remplie est appelée bande de valence et la bande immédiatement au-dessus la bande de conduction. La bande d'énergie comprise entre ces deux bandes est appelée bande interdite ou « *bandgap* ». La valeur de ce gap définit les propriétés électriques des matériaux. Par la suite le gap sera noté E_g.

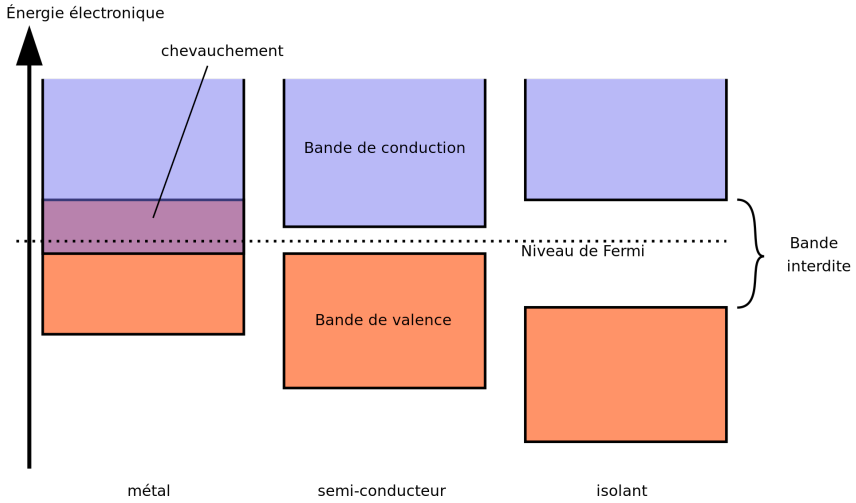


FIGURE 1.3 – Schéma de la conductivité d'un matériau en fonction de la position de ses bandes d'énergies

Lorsqu'il n'y a pas de gap, et donc que les bandes de valence et de conduction se chevauchent, les électrons contenus dans la bande de valence peuvent passer librement dans la bande de conduction et circuler dans le solide. Les matériaux ayant ces propriétés sont appelés conducteurs. Au contraire si le gap est grand, les bandes de valence et de conduction sont donc éloignées et aucun électron ne peut passer de la bande de valence à la bande de conduction. Le matériau est alors isolant. Si l'on se trouve maintenant dans un cas intermédiaire, avec un gap plus faible, les électrons peuvent passer de la bande de valence à la bande de conduction en leurs apportant une énergie valant le gap ou plus. Cette énergie peut être thermique ou provenir de l'absorption de photons, phénomène utilisé dans le cadre des imageurs.

Dans un semi-conducteur pur dit « intrinsèque », tous les électrons pouvant aller dans la bande de conduction proviennent de la bande de valence. Il y a alors initialement autant d'électrons et de trous de sorte que la concentration d'électron n est égale à celle des trous p et $n = p = n_i$ avec n_i la concentration intrinsèque de porteur du matériau, tel que :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \cdot \exp(\frac{-E_g}{2kT}) \tag{1.2}$$

$$n = N_c e^{\frac{E_F - E_C}{kT}} \tag{1.3}$$

$$p = N_v e^{\frac{E_V - E_F}{kT}} \tag{1.4}$$

Où N_c et N_v sont les densités d'états équivalentes de la bande de conduction et de la bande de valence définies comme :

$$N_C = 2\left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{1.5}$$

$$N_V = 2\left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{1.6}$$

Avec m_p^* et m_n^* les masses effectives des trous dans la bande de valence et des électrons dans la bande de conduction respectivement. Dans le HgCdTe, ces masses effectives peuvent être approximées par [Fer+13] :

$$m_n^* = \left(-0.6 + 6.333\left(\frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + 1}\right)\right)^{-1} \tag{1.7}$$

$$m_p^* = 0.55 \tag{1.8}$$

Dans ce type de semi-conducteur, le niveau de Fermi dit intrinsèque lui aussi, s'exprime comme :

$$E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2}\log\left(\frac{N_V}{N_C}\right) \tag{1.9}$$

Pour modifier l'équilibre entre le nombre d'électrons et de trous des semi-conducteurs, il est possible d'y ajouter des impuretés en ajoutant des atomes d'autres éléments. Ce procédés appelé dopage peut être de type N, en insérant des atomes donneurs d'électrons menant à une augmentation du nombre d'électrons libres, ou de type P en insérant des atomes accepteurs d'électrons menant à un excès de trous. Un semi-conducteur dopé est appelé « extrinsèque ».

En mettant en contact deux semi-conducteurs dopés P et N, il est possible de créer le plus simple des composants électroniques : la jonction p-n. Dans ce type de jonction, à l'équilibre thermodynamique, le côté N (donneur) contient des électrons libres et que le côté P (accepteur) des trous. En connectant ces deux matériaux, les électrons et les trous diffusent de sorte à atteindre une position d'équilibre. Pour se faire, les trous diffusent vers la zone N et les électrons vers la zone P comme visible sur la figure 1.5.

Du côté P, le déséquilibre entre la charge des trous et les ions accepteurs augmente en parallèle au côté N, où l'écart entre la charge des électrons et les ions donneurs devient de plus en plus forte, donnant naissance à un champ électrique dirigé depuis le côté N vers le côté P. Ce champ s'oppose au mouvement de diffusion des porteurs majoritaires libres, initié par le gradient de

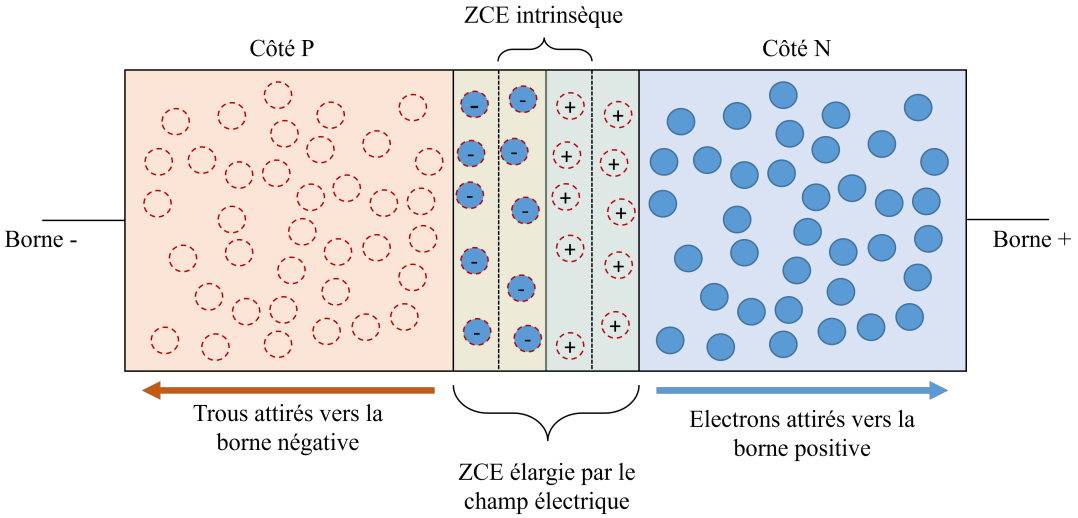


FIGURE 1.4 – Illustration d'une jonction p-n polarisée

concentration, et crée une différence de potentiel entre les zones P et N. La diffusion des porteurs majoritaires libres ne peut se faire indéfiniment en raison de l'équilibre des charges et conduit à la formation d'une zone appauvrie en porteurs, appelée Zone de Charge d'Espace (ZCE) ou zone dépeuplée. A l'équilibre la taille de cette zone est définie par les dopages N_A des zones P et N_D des zones N, en cm^{-3}, selon la relation :

$$W_n N_D = W_p N_A \tag{1.10}$$

Où W_p et W_n sont les longueurs d'extension de la zone de déplétion dans la zone P et N. Dans une jonction passant du type N au P abruptement (dite jonction abrupte), la largeur totale de la ZCE est donc définie dans [Sze69] comme :

$$\begin{aligned} W_{dep} = W_n + W_p &= \sqrt{\frac{2\epsilon_{SC}}{q}\left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right)(V_{bi} - 2kT/q)} \\ &= L_D\sqrt{2(\beta V_{bi}) - 2} \end{aligned} \tag{1.11}$$

Où ϵ_{SC} est la permittivité du matériau, $\beta = q/kT$, L_D est la longueur de Debye [1] , q la charge élémentaire et V_bi le potentiel électrique interne, représentant la différence de potentiel se mettant en place spontanément dans une jonction, tel que :

$$V_{bi} = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \tag{1.12}$$

1. La longueur de Debye est la distance sur laquelle les charges électriques dans un plasma ou un semi-conducteur écrantent (réduise l'intensité) d'un champ électrique.

La taille de la ZCE peut par ailleurs être modulée comme sur la figure 1.5 via la tension appliquée aux bornes de la jonction, influençant également le champ électrique. En appliquant une tension V à la jonction, le potentiel électrostatique à travers la jonction est donné par $(V_{bi} \pm V)$ selon si c'est une polarisation directe (-) ou inverse (+). En substituant V_{bi} par $(V_{bi} \pm V)$ dans l'équation 1.11, on obtient donc la largeur de la longueur de déplétion en fonction de la tension appliquée. La jonction P-N (diode) constitue la base de tout composant électronique.

La photodiode, issue de la diode classique, est largement utilisée comme élément de base des détecteurs de photons semi-conducteurs. Son fonctionnement peut être décrit à partir du cas d'une jonction polarisée en inverse. Si un photon d'énergie $E_{ph} = h\nu$ (avec h la constante de Planck et ν sa fréquence) a une énergie supérieure au gap du matériau et frappe la photodiode, il peut être absorbé et transférer son énergie à un électron de la bande de valence. Ce processus, appelé effet photoélectrique, permet à cet électron d'accéder à la bande de conduction et devenir libre, générant une paire électron trou. Si cette paire est générée dans la ZCE ou qu'elle l'est dans une zone neutre et diffuse jusqu'à elle, le champ électrique pourra séparer les porteurs. Les porteurs minoritaires générés sont alors entraînés vers les zones où ils sont majoritaires, créant un courant appelé courant photonique (I_{ph}) défini dans [Mey92] tel que :

$$I_{ph} = q\eta g\phi^{\lambda_1 - \lambda 2} A_d \tag{1.13}$$

Où ϕ est le flux lumineux intégré sur la bande spectrale d'intérêt $[\lambda_1 : \lambda_2]$, η est le rendement quantique, A_d la surface de détection et g le gain de photo-conduction valant 1 dans le cas des photodiodes classiques. Ce gain peut être supérieur à 1 dans le cas de détecteurs à avalanche, mais ce type de fonctionnement ne sera pas traité dans le cadre de cette thèse.

L'efficacité, ou rendement quantique représente quant à lui le rapport entre le nombre de photons incident et le nombre de photons détectés. Ce rendement est lié à la loi de Beer-Lambert et dépend de l'absorption linéique α du matériau, sur une épaisseur d ainsi que de la réflexion r de la lumière incidente sur le celui-ci. Il est défini par :

$$\eta = (1 - \exp(\alpha d))(1 - r) \tag{1.14}$$

L'intégration du courant photonique fournit une représentation numérique de l'intensité lumineuse reçue par chaque pixel. Une matrice de pixels permet ainsi de restituer spatialement ces intensités et de former une image. Dans le cadre d'observation dans l'infrarouge, l'information utile est un contraste entre l'objet observé et le fond sur lequel il se situe. En effet, en imagerie IR, la scène est dominée par le rayonnement thermique de l'environnement. Ce fond constitue souvent la composante majoritaire du flux photonique. L'information utile réside alors dans la différence d'émission entre la cible et son arrière-plan. Le signal exploitable n'est alors pas le courant photonique total I_{ph}, mais uniquement la composante associée au contraste thermique, définie par :

$$\Delta I_{ph_{utile}} = \frac{\pi S_{pix} q}{4N_{opt}^2} \int_0^{+\infty} \eta(\lambda)\tau(\lambda) \left[\frac{dL_p^{T_{cible}}}{d\lambda} - \frac{dL_p^{T_{fond}}}{d\lambda} \right] (\lambda) d\lambda \tag{1.15}$$

Et si le rendement quantique et la transmission sont indépendants de la longueur d'onde sur la plage spectrale d'intérêt ($[\lambda_1 : \lambda_2]$), l'expression 1.15 peut être simplifiée en :

$$\Delta I_{ph_{utile}} = \frac{\pi S_{pix} q \eta_0 \tau_0}{4N_{opt}^2} \left(L_p^{cible} - L_p^{fond} \right) \tag{1.16}$$

Où L_p^{cible} et L_p^{fond} sont les luminances photoniques de la cible et du fond, intégré sur la bande spectrale d'intérêt. Le courant photonique réellement exploitable dépend donc de la surface du pixel S_{pix}, de son rendement quantique η, sa transmission optique τ_0 et de son rapport d'ouverture du système $1/N_{opt}^2$.

1.2.2 Les différentes technologies de capteurs

Il existe plusieurs technologies de capteurs d'image. Le premier capteur d'image inventé fut le dispositif à transfert de charge ou CCD (*Charge Coupled Device* en anglais) en 1969 par George E. Smith et Willard Boyle. Ce capteur utilise l'effet photoélectrique pour générer des charges lors d'impact de photon, puis collecte les charges générées dans un puits de potentiel maintenu dans chaque pixel. A la fin de l'acquisition, ces charges sont transférées de ligne en ligne jusqu'à atteindre un registre où la charge totale pourra être lu par un suiveur de tension, puis amplifiée. Cette invention value à ses concepteur le prix Nobel de physique en 2009, et resta la technologie dominante au début de la photographie numérique. Au même moment sont développés les capteurs d'images *Metal Oxide Semiconductor* (MOS), à pixels dits « passifs » et permettant de lire directement la charge accumulée dans chaque pixel [Dyc+68]. L'intégration par la suite d'un amplificateur dans les pixels par Noble en 1968 [Nob68], puis par Chamberlain en 1969 [Cha69] et Weimer et al. en 1971 permit d'améliorer les performances des capteurs MOS et mena à l'émergence des premiers capteurs à pixels actifs (ou *Active Pixel Sensors*, APS). Malgré cela, les détecteurs MOS primitifs possédaient des performances réduites par rapport au capteurs CCD, jusqu'entre 1993 et 1995, années durant lesquelles Eric Fossum développa un capteur d'image CMOS permettant le transfert de charge intégré dans le pixel [Fos93]. Grâce à ces caractéristiques, la technologie CMOS s'est révélée plus économe en énergie, capable d'atteindre des fréquences d'acquisition plus élevées tout en étant fondée sur une architecture proche de celle des microprocesseurs. Ces avantages lui permis rapidement d'être produit massivement et à faible coût. De ce fait, si le CCD demeure aujourd'hui encore utilisé dans certaines applications « de niche », comme l'astronomie, il est largement remplacé pour les applications grand public par le détecteur CMOS.

Le circuit de lecture CMOS peut être décomposé en trois parties : l'étage d'entrée, le multiplexeur et le nœud de sortie. Ces trois parties ont des rôles différents. Tout d'abord, l'étage

d'entrée comporte les éléments permettant d'intégrer les charges provenant de la photodiode. Le courant I_{pix} provenant la photodiode est stocké dans une capacité d'intégration C_{int}, pendant un temps déterminé appelé temps d'intégration (T_{int}) La quantité de charge Q obtenue est sera alors :

$$Q = T_{int}.I_{pix} \tag{1.17}$$

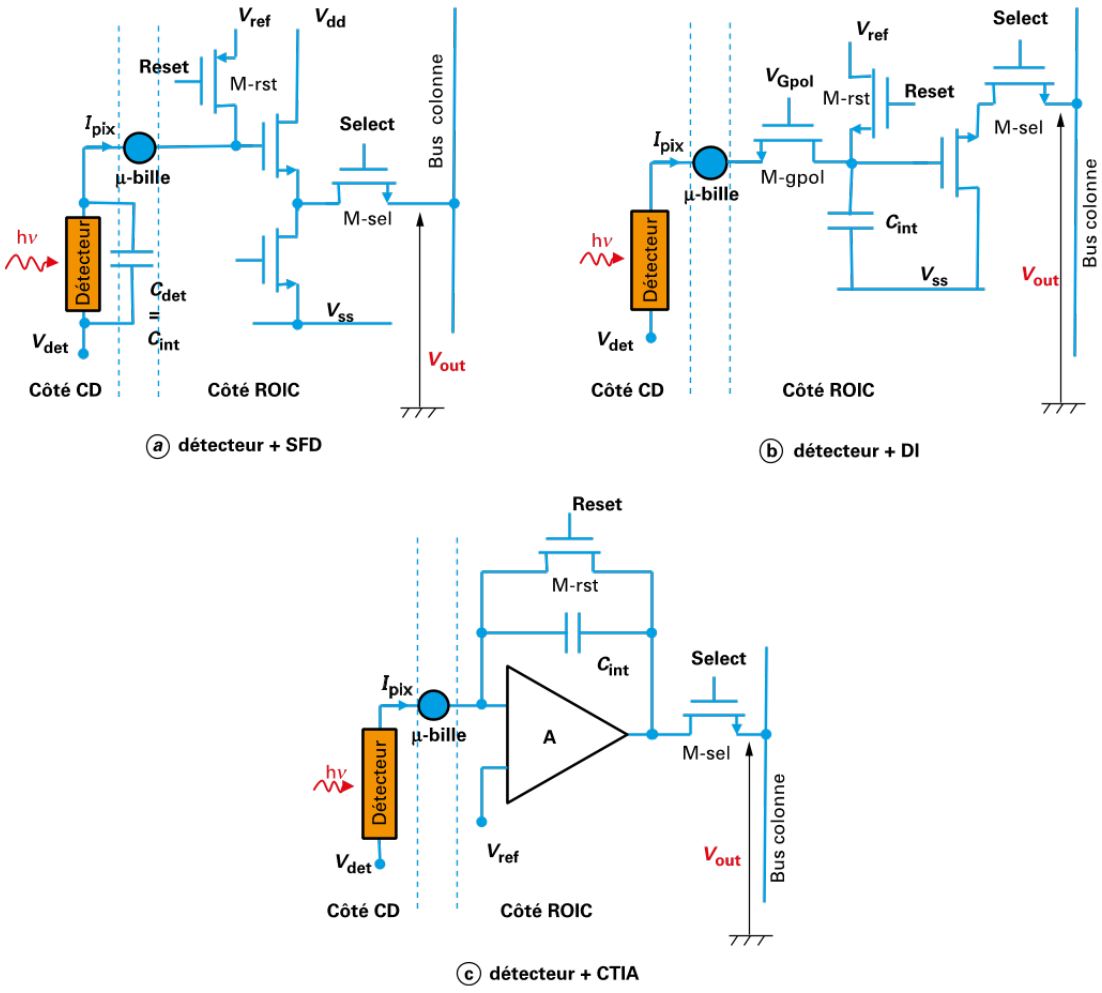
Grâce à la capacité d'intégration, ces charges sont converties en une tension de sortie V_{out} tel que :

$$V_{out} = \frac{T_{int}}{C_{int}} I_{pix} \pm V_{ref} \tag{1.18}$$

Où V_{ref} représente l'offset électronique, négatif dans le cas d'une photodiode P/N et positif dans le cas d'une photodiode N/P. Si la place disponible sur la surface du pixel est suffisante, l'étage d'entrée peut aussi comporter des fonctionnalités supplémentaires. On peut notamment citer des dispositifs de réduction du bruit de RESET par double échantillonnage corrélé ou *Correlated Double Sampling* (CDS) en anglais. L'ajout d'un mode permettant l'intégration pendant la lecture de l'image précédente appelé *Integrate While Read* (ou IWR) est également possible, permettant une fréquence d'acquisition plus élevée qu'un mode de fonctionnement classique dit *Integrate Then Read* (ITR) où la lecture se fait, comme le nom l'indique, après l'intégration. Plusieurs architectures d'étages d'entrée existent dont les trois principalement utilisées dans les cadres des détecteurs infrarouges comme visible sur la Figure 8.

Le *Source Follower Per Detector* (SFD) tout d'abord, permet une intégration longue durant laquelle il est possible de lire le niveau de signal de façon non destructive. Dans ce type de circuit, la capacité intrinsèque de la photodiode (C_{diode}) sert de capacité d'intégration. L'utilisation de la capacité de la photodiode elle-même, et sa valeur généralement faible (de l'ordre du fF), permet d'intégrer le courant photoélectrique avec un bruit faible, et permet donc d'observer des variations fines de signal. Au début de l'intégration, la capacité d'entrée est chargée par l'application d'une tension inverse (V_{RESET}) sur la photodiode, puis se décharge progressivement sous l'effet du courant photoélectrique. À l'issue du temps d'intégration, la tension résultante est échantillonnée en série vers l'étage de sortie via le transistor M-Sel commandé par l'horloge Select. Durant cette phase d'intégration, la photodiode est isolée du reste du circuit et l'étage d'entrée ne dissipe aucune puissance active, puisqu'aucun courant n'est débité. Le SFD est historiquement très répandu dans les capteurs d'images visibles CMOS où l'objectif est généralement de collecter l'intégralité du signal photo-généré. Dans ce contexte, le SFD constitue une architecture simple et robuste, bien adaptée à la lecture directe de la charge stockée sur la capacité associée à chaque pixel.

Dans le cas des détecteurs infrarouges hybrides, en revanche, le SFD est principalement utilisé dans des applications à bas flux, telles que l'astronomie, pour lesquelles une haute sensibilité



Extrait de : Détecteurs matriciels pour l'infrarouge,
Réf. E4060, I. RIBET, M. CAES et coll. - Techniques de l'Ingénieur (2021).

Copyright © 2021 | Techniques de l'Ingénieur | tous droits réservés

FIGURE 1.5 – Schéma des différents étages d'entrée de détecteurs matriciels infrarouges tiré de [Rib-21]

de détection est requise. En infrarouge, l'information d'intérêt étant le contraste du signal par rapport au fond thermique, et non la valeur absolue du signal. Le rejet partiel ou total du fond devient alors acceptable, voire recherché. Dans les situations où le courant de fond est élevé, les performances intrinsèques du SFD peuvent devenir non limitantes, le bruit étant alors dominé par les fluctuations du fond. Par ailleurs, le montage SFD peut également se révéler contraignant du fait de la capacité effective du nœud de détection, directement liée à celle de la photodiode, contrairement à d'autres architectures de lecture permettant d'ajuster la capacité d'intégration indépendamment du détecteur.

L'Injection Directe (DI pour *Direct Injection*) utilise quant à lui un condensateur dédié pour l'intégration. Il fonctionne en réinitialisant tout d'abord la capacité d'intégration (C_{int}) par impulsion du transistor de reset M_{reset}. Le courant photoélectrique provenant du détecteur est ensuite intégré dans C_{int} via le transistor d'injection pour y être ensuite lue par un transistor suiveur, avant d'être routée vers la sortie par le multiplexeur, qui sélectionne successivement chaque pixel. Tout comme le SFD, le DI ne dissipe pas de puissance active autre que la faible consommation de puissance induite par la recharge des capacités d'intégration et la consommation de courant lors de la lecture du pixel, permettant de minimiser la consommation du pixel et donc de faire de très grands plans focaux. Sa faible complexité permet également au choix : d'optimiser les performances des pixels, ou d'optimiser l'espace et donc de réduire le pas pixel. Dans une architecture DI, le courant photonique est injecté via le transistor d'injection. Cette configuration offre un contrôle de polarisation légèrement meilleur qu'un SFD durant l'intégration, mais le couplage entre le MOS d'injection et la photodiode impose de polariser les bornes de cette dernière. Par ailleurs, le point de polarisation de la photodiode n'est pas strictement constant : il varie avec le flux photonique incident. Plus le flux augmente, plus la photodiode se dépolarise, ce qui peut induire une non-linéarité de la réponse. Ainsi, un changement d'un facteur dix du flux peut modifier la polarisation de près de 20 mV. Cet effet peut provoquer une dispersion de la tension seuil du MOS d'injection (de l'ordre de 5 mV pour les ROIC CMOS actuels).

Le DI ne sera pas adapté pour des applications à très bas flux et est plutôt utilisé pour des applications à flux moyens ou forts comme dans le MWIR et le LWIR car un courant minimum est nécessaire pour allumer le MOSFET d'injection. Le bruit associé à cet étage d'entrée s'exprime comme la somme du bruit du courant diode, $\sigma_{I,diode}$, et du bruit du courant traversant le transistor, $\sigma_{I,MOS}$. Ces deux contributions sont liées au rendement d'injection , qui quantifie la fraction du courant total réellement injectée dans la capacité d'intégration via le MOS d'injection, dont l'expression détaillée est présente en Annexes. L'expression générale du bruit du DI devient alors :

$$\sigma^2_{I,out} = \eta^2 \sigma^2_{I_{diode}} + (1-\eta)^2 \sigma^2_{I_{MOS}} \tag{1.19}$$

Ainsi, pour un rendement d'injection élevé et proche de l'unité, la contribution dominante

au bruit provient du courant diode. À faible courant, en revanche, le rendement d'injection se dégrade et le bruit associé au MOS peut devenir dominant. En pratique, nos diodes présentent une résistance dynamique élevée, de sorte que le principal enjeu ne réside pas tant dans l'augmentation du bruit MOS que dans l'allongement du temps de réponse du couple diode/MOS à faible courant. Cette limitation affecte surtout la capacité à suivre des scènes dynamiques, tandis qu'une image statique reste relativement peu impactée par cette dérive temporelle.

On notera aussi qu'il est possible d'augmenter l'efficacité d'injection d'un DI en ajoutant un étage de gain inversé additionnel entre la grille du transistor d'injection et la sortie de la photodiode, créant un *Buffered Direct Injection* (BDI). Dans ce type d'architecture à contre-réaction négative, le circuit ajuste automatiquement sa réponse pour maintenir la photodiode à une tension presque constante. Cela réduit fortement l'impédance vue à l'entrée de sorte que la photodiode "voit" alors un nœud très facile à alimenter en courant. Comme le courant fourni par la photodiode est intégralement dirigé vers la capacité d'intégration sans se perdre ailleurs, l'efficacité d'injection augmente alors considérablement. Cet étage de gain supplémentaire consomme cependant de la puissance active pendant l'intégration et est plus complexe à mettre en place. Il est donc adapté à des applications nécessitant des niveaux de bruits faible et pouvant supporter une complexité supplémentaire du circuit, un pas pixel plus important et une dissipation de puissance plus élevée.

Le *Capacitive Transimpedance Amplifier* (CTIA) place C_{int} sur la boucle de rétroaction d'un amplificateur. Une impulsion de M_{reset} permet de décharger la capacité d'intégration et de réinitialiser la sortie de l'amplificateur à la tension de référence. Le courant de la photodiode vient ensuite remplir la capacité d'intégration, tel qu'après un temps d'intégration T_{int}, on a :

$$V_{out} - V_{ref} = \frac{I_{diode} T_{int}}{C_{int}} \tag{1.20}$$

Où V_{ref} est la tension de référence appliquée à la diode. Dans ces conditions, la photodiode peut être modélisée comme une source de courant en parallèle à une résistance R_{diode} et une capacité C_{diode}. Ainsi :

$$V_{out} = -\mu \left(\frac{R_{diode} I_{diode}}{1 + jR_{diode} \left(C_{diode} + C_{int}(1+\mu) \right) \omega} \right) \tag{1.21}$$

Avec μ le gain de l'amplificateur. Dans le cas où ce gain est bien supérieur à 1, on aura :

$$V_{out} \approx -\frac{I_{diode}}{jC_{int}\omega} \tag{1.22}$$

Dans ce système, la bande passante est généralement limitée par celle de l'amplificateur opérationnel $\mu(f)$.

La polarisation du détecteur est contrôlée par la fonction de court-circuit virtuel de l'amplificateur , c'est-à-dire par la capacité de la contre-réaction à maintenir la photodiode à une tension quasi constante sans que du courant ne pénètre dans l'entrée de l'ampli. Un bon contrôle

de celle-ci peut être obtenu comme dans le DI ou le BDI. Également comme le BDI, le CTIA nécessite une surface supplémentaire et une consommation d'énergie additionnelle pour l'étage de gain inversé. Le CTIA est donc utilisé dans toutes sortes d'applications nécessitant une haute sensibilité, un faible bruit et une bonne maîtrise du point de polarisation, au prix d'une dissipation de puissance active et d'un pas pixel plus grand. Le bruit n'est cependant pas inexistant dans ce type d'étage d'entrée. En effet, la structure du CTIA tend à amplifier le bruit sur la tension de référence par le ratio de la capacité d'intégration sur la capacité diode C_{diode}, donnant un bruit tel que :

$$\sigma_{out} = \left(1 + \frac{C_{diode}}{C_{int}}\right) \sigma_{ref} \tag{1.23}$$

Il est possible de réduire le bruit du CTIA en diminuant sa capacité d'intégration, puisque le bruit ramené à l'entrée croît avec cette capacité. Cependant, cette réduction ne peut pas être poursuivie indéfiniment : un plancher de bruit demeure, imposé par le bruit propre de l'amplificateur ainsi que par la capacité intrinsèque de la photodiode elle-même. Pour aller plus loin, on peut ajouter une capacité C_{load} en sortie du CTIA. Cette capacité agit comme un filtre, limitant la bande spectrale de l'amplificateur et réduisant ainsi le bruit renvoyé à son entrée. Ce choix n'est toutefois pas sans conséquence car l'augmentation de la charge en sortie ralentit la réponse dynamique de l'amplificateur, introduisant un déphasage sur le signal avant multiplexage. Cet effet, appelé *slew rate*, correspond à la vitesse maximale à laquelle l'amplificateur peut suivre les variations du signal.

Le CTIA ne fonctionne alors normalement que si le courant de la photodiode I_{diode} est faible par rapport au courant consommé par l'amplificateur I_{CTIA} :

$$I_{diode} < I_{CTIA} \frac{C_{int}}{C_{int} + C_{load}} \tag{1.24}$$

Après l'étage d'entrée vient ensuite le multiplexeur qui a pour but de transmettre les tensions provenant des pixels vers le nœud de sortie du circuit de lecture, en fin de chaîne. Ce nœud de sortie consiste en un amplificateur et fait la connexion entre le détecteur en lui-même et l'électronique de proximité traitant les données et pilotant le capteur. Plusieurs amplificateurs de sorties peuvent être mis en place pour augmenter le débit d'information sortante et donc la fréquence d'acquisition. Les circuits de lectures peuvent avoir généralement jusqu'à 8 sorties , mais certains circuits comme les matrices pour l'astronomie comme H2RG ou ALFA peuvent atteindre jusqu'à 32 sorties. Historiquement, la conversion analogique-numériques des tensions de sorties du ROIC est généralement faite dans l'électronique de proximité. Des ROIC récents peuvent cependant intégrer directement la numérisation du signal. Ces architectures, appelées *Digital ROIC* (DROIC), embarquent des convertisseurs analogique–numérique au niveau même du plan focal. Ils permettent ainsi de numériser le signal au plus près du pixel, réduisant les perturbations liées au transport analogique, améliorant l'immunité au bruit, et offrant des possibilités avancées de

traitement embarqué (compression, mise en forme du signal, compensation dynamique, gestion locale du gain), au prix d'une complexité de design accrue et d'une dissipation de puissance sur le plan focal plus importante.

Le choix de l'étage d'entrée est donc important et doit être déterminé en fonction des besoins des différentes missions où seront utilisés les capteurs. Certaines architectures seront ainsi peu adaptées aux faibles flux, comme le DI par exemple par la limitation par son rendement d'injection, tandis que d'autres, comme les SFD, seront spécifiquement conçues pour ces conditions. La taille des pixels, leurs complexités et leurs consommations jouent également un rôle important dans la sélection du pixel. Afin d'avoir une vue d'ensemble sur les différentes architectures, le tableau 1.1 propose une synthèse de leurs avantages et limitations pour une utilisation en imagerie infrarouge quantique :

TABLE 1.1 – Tableau de synthèse des performances de différentes architectures d'étage d'entrée de circuit de lecture CMOS pour composant IR. Inspiré de [Rib-21]

	SFD	**DI**	**BDI**	**CTIA**
Nombre de transistor par pixel hors mux[2]	2-3	2	4-5	4-7
Taille pixel minimale	5-10 µm	10 µm	15 µm	15 µm
Puissance dissipée	Très faible	Faible	Moyenne	Élevée
Contrôle de la polarisation diode	Aucun	Minimal	Très bon	Très bon
Bruit typique	< 30e-	200 µV	200 µV	X
Dynamique	Faible	Bonne	Moyenne	Bonne

Un capteur d'image complet est donc l'assemblage d'une photodiode pour capter le signal lumineux à laquelle est associée un circuit de lecture afin de mettre en forme ce signal. Dans le cadre de l'infrarouge, la photodiode sera constituée du matériau absorbant adapté (l'HgCdTe dans notre cas) reliée à un circuit de lecture en Silicium par un procédé appelé hybridation.

Cette étape, hautement complexe aligne précisément la matrice de photodiode avec celle du circuit de lecture et assure la connexion électrique à l'aide de microbilles d'indium pressées à froid entre les deux puces. Différentes techniques existent mais Lynred ajoute une refonte des microbilles afin d'aligner encore plus finement les pixels pour former un plan focal ou *Focal Plane Array* (FPA) en anglais.

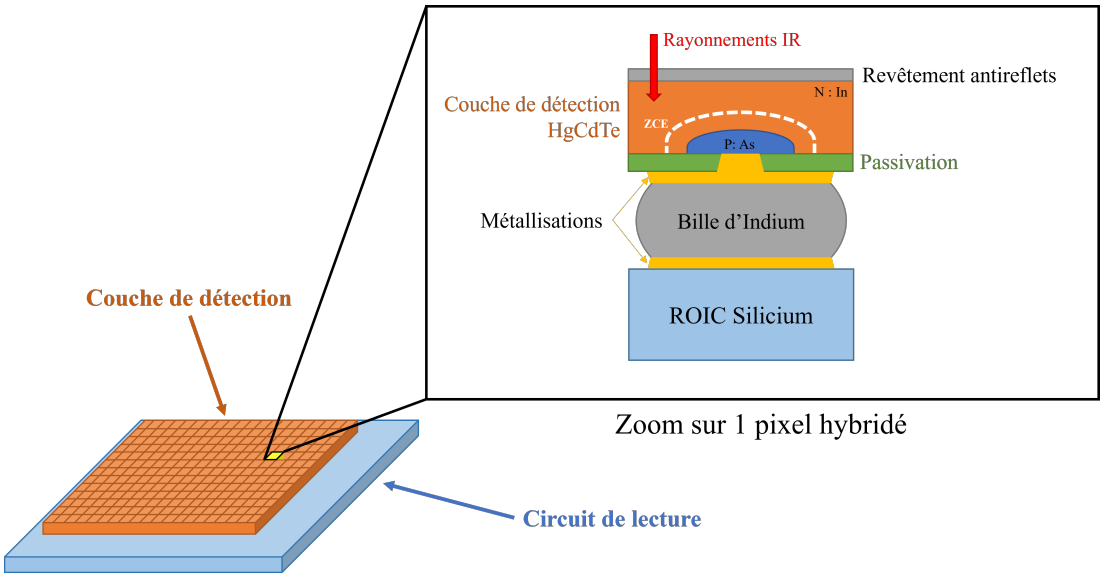


FIGURE 1.6 – Schéma d'un pixel hybridé sur un circuit de lecture en Silicium

1.3 Le HgCdTe pour la détection infrarouge

1.3.1 Les détecteurs infrarouges

La bande infrarouge se définit comme le rayonnement électromagnétique ayant des longueurs d'ondes plus longues que le visible mais plus courtes que les micro-ondes et la bande térahertz. Ce rayonnement est invisible à l'œil nu et est généralement inclus dans les longueurs d'ondes allant de 0.7 µm à 30 µm. Les rayonnements infrarouges sont divisés en plusieurs bandes, illustrées sur la figure 1.7 :

- Les rayonnements proches infrarouges (NIR pour *Near InfraRed*) entre 0.75-1.4 µm, principalement utilisés pour des applications de vision nocturnes par intensification de lumière
- Les infrarouges courts (SWIR pour *Short Wave InfraRed*) entre 1.4-3 µm utilisés pour la communication optique ou l'astronomie. Considérée par beaucoup comme la première vraie bande infrarouge, elle peut être appelée « bande 1 »
- Les infrarouges moyens (MWIR pour *Medium Wave InfraRed*) entre 3-8 µm, la bande la plus utilisée, encore appelée bande 2. Le MWIR peut servir pour des applications de systèmes de guidages d'armement par exemple et est divisée en deux sous bandes de part et d'autre de la bande d'absorption du CO_2 (à 4.2 µm). Ainsi, les MWIR seront appelés « bleus » en dessous de cette longueur d'onde et « rouges » au-dessus
- Les infrarouges lointains et très lointains (LWIR et VLWIR pour *Long* et *Very Long Wave InfraRed*) entre 8-15 µm utilisé pour l'observation des températures ambiantes pour la météorologie ou le renseignement

Tous les rayonnements infrarouges sont liés à des émissions de chaleurs mais les bandes MWIR, LWIR et VLWIR en particulier font partie d'une sous-catégorie appelée « infrarouge

thermique ». Elles représentent les longueurs d'ondes où les rayonnements infrarouges sont émis passivement par l'objet chaud, contrairement aux autres bandes plutôt liées à de la réflexion de source lumineuse externe comme des étoiles par exemple. Une longueur d'onde donnée correspond donc à une émission de chaleur particulière. Cette observation a été prédite par Planck [Pla01] en dérivant la loi de Wien [Wie96] stipulant que la quantité de rayonnement émise par un corps noir [3] dépend de sa température et de sa longueur d'onde tel que l'on peut déterminer la luminance spectrale [4] photonique (exprimée en $W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}$) comme :

$$\frac{dL_p^{T_{cn}}}{d\lambda}(\lambda) = \frac{2c}{\lambda^4 \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1\right)} \tag{1.25}$$

Où T_{cn} est la température d'un corps noir (en K), h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, λ la longueur d'onde (en m) et k_B est la constante de Boltzmann.

En sélectionnant un matériau d'un gap donné, il est possible d'absorber des photons d'énergies données et donc de certaines longueurs d'onde. Le silicium, largement utilisé pour l'imagerie dans le visible, présente un gap de 1.12 eV qui limite fortement son efficacité d'absorption au-delà d'environ 1.0–1.1 µm. Il reste cependant sensible au très proche infrarouges (NIR), mais son coefficient d'absorption chute rapidement, ce qui rend impossible la détection efficace des longueurs d'onde IR plus lointaines. D'autres matériaux existent pour détecter les rayonnements infrarouges. Il y a ceux provenant des colonnes III et V du tableau de Mendeleïv comme l'InGaAs [Ben24], l'InSb [Uen+13], l'InAsSb [Rog+20] et plus récemment les supers réseaux de type II (T2SL pour *Type-II Super Lattice*) constitués d'InAs/InAsSb pour des applications MWIR ou de InAs/GaSb [Bat23] pour des applications LWIR. Le matériau historiquement utilisé provient cependant des colonnes II et VI, et est le HgCTe. Ce matériau sera celui étudié dans le cadre de ces travaux.

1.3.2 L'alliage HgCdTe

Le Tellurure de Mercure-Cadmium (HgCdTe) est le matériau le plus important et polyvalent pour les applications de détection sur toute la gamme infrarouge. Découvert en 1959 par Lawson et al. [Law+59], l'alliage $Hg_{1-x}Cd_xTe$ fait partie de la famille des zinc-blende et de la catégorie de matériaux II-VI, c'est-à-dire issu des colonnes 2 et 6 du tableau périodique des éléments. Cet alliage a la particularité de pouvoir ajuster la valeur de sa bande interdite en fonction de la fraction de cadmium « x » (aussi appelée stœchiométrie) dans l'alliage. Avec l'augmentation de x, la bande interdite évolue alors d'une valeur virtuellement négative (gap de -0.3 eV car les bandes de conduction et de valence se touchent @4.2 K) pour le HgTe, jusqu'à une valeur proche du visible pour le CdTe (gap de 1.648 eV @4.2 K).

3. Objet idéal absorbe intégralement la lumière qu'il reçoit et qui réémet cette énergie sous forme de rayonnement thermique.

4. Quantité d'énergie émise ou reçus par unité de surface, de temps, d'angle et de largeur spectrale à une longueur d'onde définie

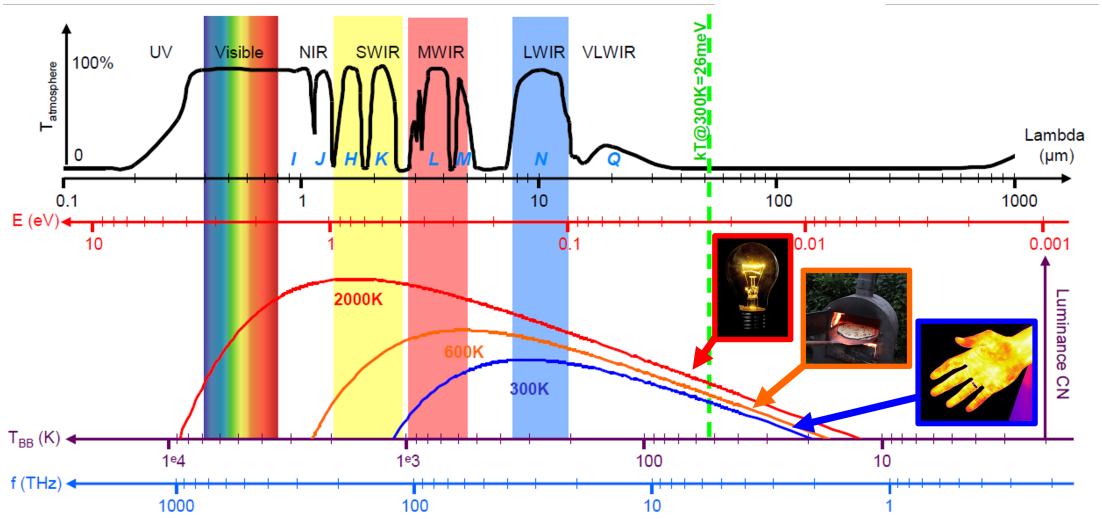


FIGURE 1.7 – Luminance émise et transmittance de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde

Cette évolution permet ainsi des applications de détection s'étendant des ondes proches infrarouges, aux rayonnements infrarouges très lointains, soit sur une bande de longueur d'onde entre 0.7 et 25 µm. Plusieurs équations ont été élaborées pour décrire l'évolution du gap. La plus vastement utilisée, développée par Hansen et al. [Han+82] par mesure empirique, est donnée par l'expression suivante :

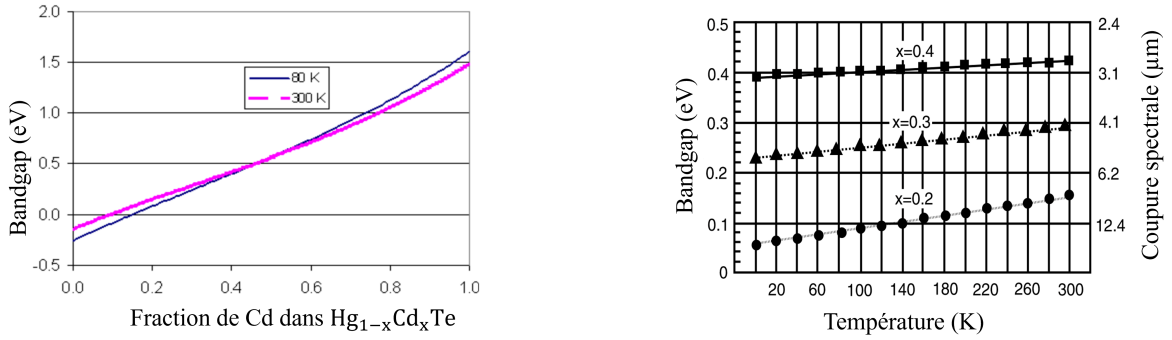
$$E_g = -0.302 + 1.93x - 0.81x^2 + 0.832x^3 + 5.35(1-2x)10^{-4}T \tag{1.26}$$

On constate ainsi que le gap dépend à la fois de la proportion de Cd mais également de la température. Une illustration de ces dépendances est visible sur la figure 1.8b. Hansen et al. a par ailleurs proposé un calcul vastement utilisé pour déterminer la densité intrinsèque de porteurs du HgCdTe [Han+83] tel que :

$$n_i = (5.585 - 3.82x + 0.001753T - 0.001364xT) \times 10^{14} E_g^{3/4} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \tag{1.27}$$

Une autre caractéristique importante du HgCdTe, est la faible masse effective des électrons (dont le calcul est détaillé en Annexe B) leurs permettant d'avoir une mobilité particulièrement élevée.

La mobilité des trous est quant à elle deux ordres de grandeurs plus faibles. Les mobilités varient en fonction de x, principalement par la dépendance du gap à celle-ci et varient aussi avec la température car les mécanismes de diffusions associés y sont dépendants. Les propriétés de transport des trous sont historiquement moins étudiées que celles des électrons, non seulement parce que leurs contributions à la conduction électrique est relativement faible en raison de leur



(a) (b)

FIGURE 1.8 – Évolution du gap d'un matériau en fonction de sa fraction de Cadmium (a) et de sa température (b) calculé via l'équation 1.26

faible mobilité , mais également en raison de contraintes technologiques propres aux matériaux P. La réalisation de contacts P redresseurs [5] fiables est en effet plus complexe, et la passivation des surfaces P est nettement plus délicate, ce qui limite la qualité et la reproductibilité des mesures. Par ailleurs, dans les mesures de transport, la contribution des électrons prédomine très souvent même dans les matériaux de type P, où ils sont minoritaires.

L'alliage HgCdTe possède aussi un gap direct, lui permettant d'absorber un photon seul pour créer une paire électron trou, ce qui n'est par exemple pas le cas pour le Silicium qui nécessite l'apport supplémentaire d'un phonon lorsque l'énergie du photon est proche du gap. Cette propriété donne au HgCdTe une très bonne absorption [Sco69], induisant de très bonnes efficacités quantiques, supérieures à 90%. Ces caractéristiques permettent de n'avoir besoin que d'une fine couche de matériau pour absorber un grand pourcentage de signal [Nor+89]. Le fait de pouvoir minimiser l'épaisseur de cette couche permet ainsi de réduire le volume de matériau susceptible de générer du bruit, notamment thermique et donc d'optimiser les performances des composants.

Le HgCdTe possède un paramètre de maille variant peu (environ 0,3 %) en fonction de la stœchiométrie [Lon+70 ; Koz+98]. Cette propriété permet alors d'utiliser le même substrat de croissance en CdZnTe pour différentes compositions d'alliage et donc différentes longueurs d'ondes visées [Ant+15 ; Tri+93], caractéristique pouvant s'avérer cruciale pour la production industrielle. Enfin, un dernier avantage de cet alliage est son coefficient de dilatation thermique modéré, lui permettant d'être stable à des températures ambiantes comme à des températures cryogéniques , mais dans les faits nous verrons que les composants utilisant des photodiodes HgCdTe sont principalement utilisés à des températures cryogéniques.

5. Jonction métal–semi-conducteur qui ne laisse passer le courant que dans un sens, à la manière d'une diode.

1.3.3 Les méthodes de croissances

Deux principales méthodes de croissance du HgCdTe sont aujourd'hui utilisées : l'épitaxie en phase liquide (*Liquid Phase Epitaxie*) et l'épitaxie par jets moléculaires (*Molecular Beam Epitaxie*). La LPE est la principale technique pour la production de détecteurs infrarouges par sa maturité technologique. Elle permet la croissance de couches épaisses de HgCdTe avec une bonne uniformité et un dopage maîtrisé. Toutefois, la LPE présente des limites, notamment pour les dispositifs complexes, du fait d'une moindre flexibilité sur les profils de composition ou la superposition de couches fines. En réponse à ces limitations, la méthode MBE peut être utilisée. Grâce à un contrôle précis des flux atomiques, la MBE permet de maîtriser plus finement les hétérostructures, le dopage et de réduire significativement l'effet de certains défauts cristallins. Il faut aussi citer l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM ou MOCVD en anglais pour *Metalorganic Chemical Vapor Deposition*), mais cette méthode de croissance reste peu répandue en HgCdTe et plutôt utilisée pour des matériaux III-V [Rog+99].

1.3.4 Les différentes architectures de photodiodes

A la manière des différentes architectures de circuits de lectures, les photodiodes en HgCdTe peuvent être implémentée de différentes manières. Ces différentes architectures peuvent être réalisée lors de la croissance du matériau en introduisant une variation contrôlée de la densité d'espèces dopantes lors de la croissance épitaxiale. La délimitation des photodiodes est alors réalisée par l'utilisation d'une étape de gravure localisée. On parle alors de structure mesa (« table » en espagnol) visible sur la figure 1.9. Une alternative à la gravure consiste à réaliser un dopage localisé du matériau par implantation ionique. Cette technique repose sur le bombardement ciblé du cristal par les ions dopants, de manière à créer une zone dont les propriétés électriques diffèrent de celles du reste du matériau. La localisation des photodiodes est obtenue par masquage d'une partie de la couche par une résine photosensible lors de l'implantation. On parle ici de structure planaire, car la surface supérieure demeure plane, contrairement à la structure de type mesa qui présente un relief sur la figure 1.9.

Dans les deux cas, une étape de passivation de surface est nécessaire afin de réduire la génération de porteurs d'obscurités ainsi que la recombinaison de photo porteurs aux interfaces. Pour la structure planaire, seule la surface supérieure est concernée, tandis que, dans la structure mesa, les flancs de gravure doivent également être passivés. Cette passivation vise avant tout à réduire le courant d'obscurité par les états de surface. Une fois ce courant noir maîtrisé et les diodes correctement isolées électriquement, il devient alors possible d'organiser les photodiodes sous forme de barrettes ou de matrices afin de constituer des rétines infrarouges.

Une dernière architecture existe, spécifique au HgCdTe, et est la structure dite *loophole* [Bak+01]. Dans cette structure, la couche active de HgCdTe est directement collée sur le circuit de lecture en silicium à l'aide d'une résine époxy. L'ensemble est ensuite traité de la même manière qu'un circuit monolithique, en commençant par un amincissement de la couche absorbante puis

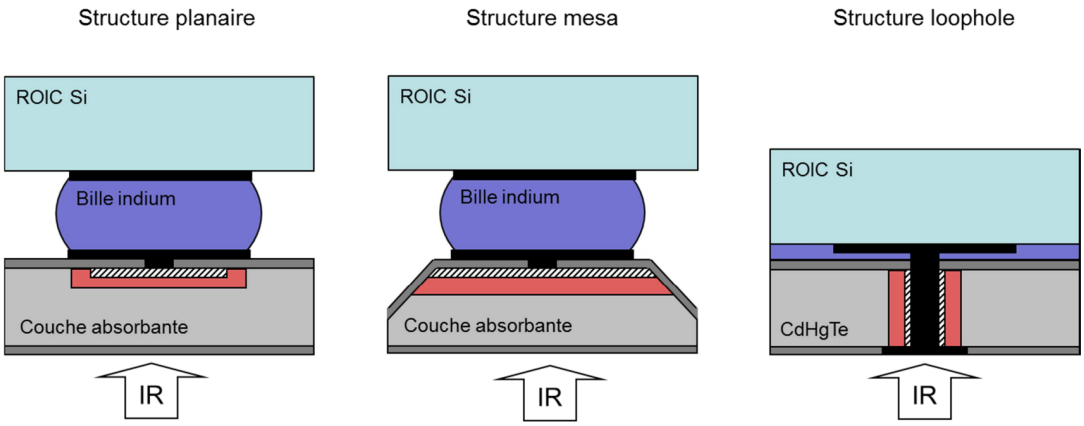


FIGURE 1.9 – Schéma des différentes architectures de photodiodes HgCdTe. Crédit : Olivier Gravrand

d'une passivation de l'interface. L'étape clé consiste à réaliser une gravure profonde de vias [6] traversant le HgCdTe et la résine époxy jusqu'aux plots de connexion du ROIC. Dans le cas d'un matériau MCT dopé P, cette gravure crée autour des vias une zone N cylindrique, constituant ainsi le réseau de jonctions P-N. Enfin, afin de connecter le ROIC à la photodiode, les vias sont remplis de métal. Cette structure *loophole* permet ainsi d'assurer en une seule séquence technologique la formation des jonctions et leur interconnexion au circuit de lecture.

1.3.5 Les défauts dans le HgCdTe

Lors des processus de croissance ou de fabrication des matériaux, il est inévitable que des défauts structurels apparaissent dans la maille. Nous verrons par la suite que ces défauts peuvent être préjudiciables sur les performances des détecteurs. Les différents défauts existants peuvent se diviser en trois sous familles : les défauts ponctuels, les défauts complexes et les défauts étendus.

Les défauts ponctuels : Ce sont les défauts liés à un seul nœud de la maille cristalline. Ce nœud peut se retrouver en différentes configurations, provoquant des défauts ponctuels de plusieurs types :

- Les lacunes, ou vacances (*vacancy* en anglais) représentant l'absence d'atome au niveau du nœud de la maille
- L'interstitiel, étant la présence d'un atome supplémentaire sur un site anormal de la maille
- La paire de Frenkel, association d'une lacune et d'un interstitiel
- La substitution, étant la combinaison d'une lacune dans un premier temps, laissant un site vacant dans la maille, et d'un nouvel atome étranger qui va combler cette lacune en s'y plaçant

Si les défauts ponctuels sont bien connus dans le Silicium en termes de niveaux d'énergies, de section efficace de capture, etc, ils sont bien moins maitrisés dans l'alliage HgCdTe. En effet, le

6. Trou vertical gravé et métallisé permettant la connexion électrique entre couches d'un dispositif.

matériau étant ici composé de trois atomes, les défauts ponctuels peuvent affecter l'un des trois composant (Cd, Hg ou Te) rendant l'interprétation complexe. Il a cependant été admis que les défauts peuvent affecter les performances en induisant la génération de porteurs additionnels non liés au signal optique que nous verrons plus bas. En particulier, il a été constaté que le défaut le plus préjudiciable dans l'alliage semble être la lacune de mercure (VHg) [Vyd81 ; Che+24 ; Ber+93]. Cette lacune est de type double accepteur profond, notée VHg^{2-}, elle est capable de piéger deux électrons. Cette propriété fait d'elle la lacune la plus étudié de l'alliage car elle permet un dopage P intrinsèque. Cependant, elle peut générer des niveaux d'énergies additionnels situés proches du gap, agissant comme un piège recombinant et pouvant réduire la durée de vie des porteurs, tout en augmentant le courant d'obscurité et le bruit.

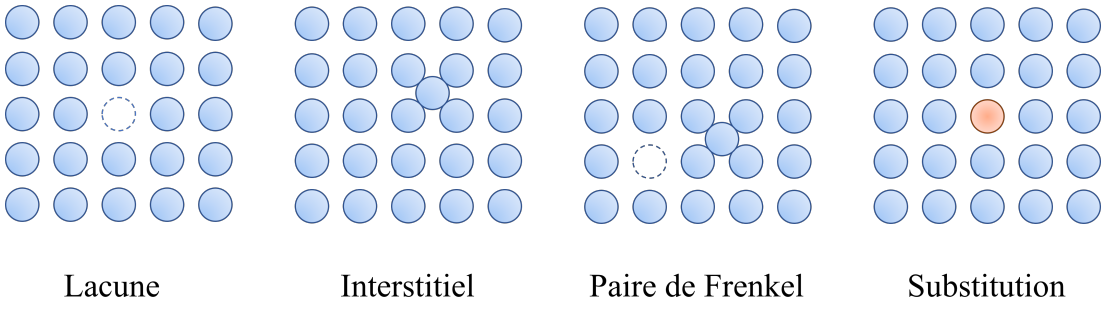


FIGURE 1.10 – Représentation schématique des différents types de défauts ponctuels d'une maille cristalline

La substitution de Tellure [Jon+85 ; Jon+82 ; Ber+95] ainsi que l'interstitiel Cadmium [Ber+95] sont aussi envisagés comme des défauts ponctuels impactant les performances des photodiodes HgCdTe mais aucune preuve expérimentale ne l'a démontré. Enfin, l'interstitiel Hg est aussi mis en cause lors de mécanismes Shockley-Read-Hall (SRH). Selon des mesures par spectroscopie d'ionisation par résonance de composant HgCdTe N/P dans le LWIR [Sei+91 ; Lit+92], il donne lieu à des niveaux de piégeages près du milieu de la bande interdite.

Il est possible de caractériser les pièges par des méthodes expérimentales comme par spectroscopie transitoire des niveaux profonds (*Deep Level Transient Spectroscopy* (DLTS) en anglais). Cette méthode applique une impulsion électrique dans une jonction P-N polarisée et analyse la décharge de cette impulsion pour déterminer l'énergie du niveau et sa section efficace de capture. L'utilisation de cette technique a permis de déterminer que dans le HgCdTe, plusieurs niveaux de pièges répartis dans la bande interdite existent [Ciu+16 ; Zhu+20]. D'autres auteurs ont par ailleurs aussi proposé des méthodes de calculs pour prédire les défauts dans l'alliage. Comme Berding *et al.* [Ber+95] qui a pu calculer la densité de défauts natifs dans le $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ LWIR en utilisant le formalisme quasi-chimique. Ce dernier consiste à modéliser la formation des défauts ponctuels comme des réactions chimiques fictives, chacune caractérisée par une énergie de formation et une constante d'équilibre. En combinant ces équilibres avec les conditions de neutralité électrique et la dépendance du niveau de Fermi, on peut déterminer les concentrations

de défauts à l'équilibre thermodynamique.

Les défauts ponctuels sont particulièrement mobiles, même aux températures cryogéniques d'opération des capteurs infrarouges. Cette mobilité leurs permet de s'associer et s'agréger, générant des amas de défauts ponctuels appelés défauts complexes [Col+94]. Si des défauts sont proches spatialement, ils peuvent interagir entre eux. On parle alors de défauts étendus. Ces défauts étendus peuvent être de plusieurs types :

— Les joints de grains correspondant à la zone d'interface entre deux cristaux de même structure cristalline et de même composition, mais d'orientations différentes [Kit+18]
— Les précipités qui sont la création d'une phase secondaire solide lors d'une sursaturation d'un atome dans le cristal
— Les dislocations qui sont des défauts linéaires dans le cristal résultant de contraintes élastiques. Ce type de défaut étendu a été largement étudié dans le HgCdTe [Jóź+16] et il a été démontré dans [Joh+92] que lors de forte densité de dislocation, le courant d'obscurité augmentait avec le carré de la densité de dislocation. Dans [Gui+19], il est également suggéré que la présence de dislocations pourrait engendrer un phénomène de signal télégraphique aléatoire (voir partie 1.4.5)

1.4 Les figures de mérite des imageurs

1.4.1 Le courant d'obscurité

La première figure de mérite des capteurs d'images est le courant d'obscurité. Ce courant représente l'information visible en sortie du détecteur sans signal d'entrée. Il provient principalement de charges dites d'obscurités, générées en l'absence de photon par différents processus qui seront évoqués plus bas. Le courant d'obscurité représente donc un décalage s'ajoutant au courant photonique. Un modèle empirique appelé *Rule 07* a été proposée par Teledyne pour prédire la densité de courant d'obscurité à différentes longueurs d'ondes de coupures et de températures de fonctionnement pour une photodiode HgCdTe à l'état de l'art [Ten10]. Ce modèle, largement utilisé dans l'industrie infrarouge, repose sur un ajustement empirique fait avec de nombreux résultats de détecteurs HgCdTe. Ce modèle donne une estimation fiable du courant d'obscurité minimal atteignable pour un matériau et un procédé de fabrication considérés comme optimisés. La *Rule 07* constitue ainsi une référence pratique pour comparer des performances expérimentales aux limites attendues, et pour dimensionner les conditions de fonctionnement d'un détecteur en fonction de son domaine spectral. Il existe différents types de courants d'obscurités liés à des mécanismes différents :

Le courant de diffusion : Provient des zones quasi neutres P et N de la jonction. Si des porteurs minoritaires y sont générés, ceux-ci peuvent diffuser en suivant un mouvement brownien. S'ils diffusent jusqu'à la ZCE, ils seront aspirés (collectés) immédiatement par le champ électrique qui y règne et contribuerons alors au courant macroscopique. La diffusion étant celles des porteurs

minoritaires, elle concerne donc les électrons du côté P de la jonction et les trous du côté N. Ce courant a été déterminé par Shockley dans le cas unidimensionnel [Sho76] avec l'épaisseur du matériau absorbant (t_{diff}) considéré grand par rapport à la longueur de diffusion des porteurs (L_{diff}) tel que :

$$I_{diff} = A_d q \frac{n_i^2}{N_{dop}} \frac{L_{diff}}{\tau} . \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \tag{1.28}$$

Où N_{dop} est le dopage du semi-conducteur, V est la tension appliquée à la diode, τ est la durée de vie des porteurs minoritaires [7] et A_d la surface de la diode. On constate que l'expression de I_{diff} est inversement proportionnelle au dopage (N_{dop}) et à la durée de vie des porteurs minoritaires (τ), dépend de la densité intrinsèque de porteurs au carré (n_i^2) et du volume de diffusion, qui dans le cas d'une couche épaisse, peut être estimé comme la longueur de diffusion (L_{diff}). Cette longueur de diffusion est exprimée en fonction de la mobilité des porteurs minoritaires (μ) par la relation d'Einstein :

$$L_{diff} = \sqrt{\frac{kT}{q}} \mu\tau \tag{1.29}$$

Ainsi, en développant l'expression du courant de diffusion on obtient :

$$I_{diff} = A_d q \frac{N_c N_v . \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right)}{N_{dop}} \frac{\sqrt{\frac{kT}{q}\mu\tau}}{\tau} . \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \tag{1.30}$$

Dans le cas fréquent où l'épaisseur du matériau est plus petite que la longueur de diffusion des porteurs ($t_{diff} \ll L_{diff}$), L_{diff} dans l'équation 1.28 est remplacé par t_{diff}. Le courant de diffusion est la contribution principale de courant d'obscurité pour les hautes températures. Le courant de diffusion est dominé par une contribution exponentielle avec la température et l'évolution de son logarithme varie donc avec une pente de $-E_g/kT$. On pourra utiliser le formalisme d'Arrhenius [Arr67], il est possible d'en extraire une énergie d'activation proportionnelle au gap , et identifier les différentes sources de courant. Formellement, la loi d'Arrhenius s'accompagne également d'une dépendance en température via les termes de densité d'états effectifs N_c N_v, qui suivent en première approximation une loi en T^3. Cependant, dans les matériaux à petit gap tels que le HgCdTe, la dépendance exponentielle liée à l'énergie d'activation domine très largement cette contribution polynomiale. Il est donc courant de négliger la variation en température lorsque l'on applique un tracé d'Arrhenius.

Le courant de génération-recombinaison (GR) : provient des porteurs générés directement dans la ZCE. Ces porteurs sont alors immédiatement séparés par le champ électrique et collectés. Leurs recombinaisons sont de ce fait très peu probable, rendant le courant GR dominé par la génération Shockley-Read (SR) [Sho76]. Ainsi, dans un piège où les probabilités d'occupations sont n_r et p_r (valant 1 dans le cas d'une ZCE en polarisation inverse) et les durées de vie sont

7. Temps moyen mis par un porteur pour se recombiner avec un porteur de charge opposée.

τ_{no} et τ_{po}, on aura :

$$J_{dep} = q\frac{n_i^2}{\tau_{no} + \tau_{po}}W_{dep} \tag{1.31}$$

Où W_{dep} est la largeur de la ZCE. Dans le cas d'un semi-conducteur proche de l'intrinsèque, on a $n_r = p_r = n_i$. L'expression devient alors :

$$J_{dep} = q\frac{n_i}{\tau_{no} + \tau_{po}}W_{dep} \tag{1.32}$$

En considérant que le piège est un centre recombinant neutre, on aura $\tau_{no} \approx \tau_{po} = \tau$. Le courant est alors :

$$J_{dep} = q\frac{n_i}{2\tau}W_{dep} \tag{1.33}$$

Afin de prendre en compte l'évolution du courant GR dans la ZCE dans le direct de la jonction, un terme exponentiel est ajouté :

$$I_{GR} = A_d q\frac{n_i}{2\tau_{GR}}W.\left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1\right) \tag{1.34}$$

Notons également l'ajout de la surface (A_d) du pixel pour obtenir courant et non une densité de courant. Tout comme pour le courant de diffusion, on développer l'expression du courant GR, tel que :

$$I_{GR} = A_d q\frac{\sqrt{N_c N_v}.\exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right)}{2\tau_{GR}}W.\left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1\right) \tag{1.35}$$

On remarque que cette fois-ci, le courant GR est caractérisé par une évolution en $-E_g/2kT$. L'énergie du courant GR est donc légèrement au-dessus du *midgap* ($E_g/2$). Cette constatation est cohérente avec l'explication intuitive que l'on pourrait se faire du phénomène. En effet, le piège sert en quelque sorte de « marche » pour un porteur qui souhaite sauter d'une bande à l'autre. Un piège *midgap* est donc « une marche optimisée » car il aura à apporter une énergie de $E_g/2$ deux fois. Un piège asymétrique à $E_g/4$ sera par exemple moins « optimisé » car le porteur devra cette fois apporter une énergie de $E_g/4$, ce qui est moins d'énergie et donc un saut facilité, mais il devra apporter ensuite une énergie de $3E_g/4$ pour la transition suivante, cette fois-ci bien plus élevée. Une démonstration de cette observation est présentée en Annexe G.

Les courants de surface est induit par la présence de défauts au niveau des interfaces. Le nombre de porteurs générés est alors proportionnel à la densité de porteurs intrinsèque n_i et à la vitesse de recombinaison à l'interface S, elle-même proportionnelle à la densité de pièges d'interface N_t. Le courant de surface s'exprime par :

$$J_{surf} = q\frac{n_i}{2}SavecS \propto N_t \tag{1.36}$$

Notons que cette formule est valable dans le cas simple où seule interface est source de génération-recombinaison. Or, toutes les surfaces (face avant, arrière ou flancs de mesa) contribuent au courant de surface si la longueur de diffusion permet aux porteurs de diffuser jusqu'à la jonction. Le champ électrique peut augmenter la génération de porteurs d'obscurité. Cette augmentation, appelée *Electric Field Enhancement* (EFE) en anglais, passe généralement par deux phénomènes : l'effet Poole-Frenkel et l'effet tunnel.

L'effet Poole-Frenkel a lieu sous l'application d'un champ électrique F, qui permet de réduire la barrière de potentiel (ΔE_i) qu'un porteur doit franchir pour quitter le niveau piège. Cette énergie d'abaissement est donnée par :

$$\Delta E_i = q\sqrt{\frac{qF}{\pi\epsilon_r\epsilon_0}} \tag{1.37}$$

Où ϵ_r est la permittivité du matériau et ϵ_0 celle du vide. Le porteur peut ensuite quitter le piège par une transition thermique moins énergétique, rendant sa transition plus aisée. L'effet Poole-Frenkel définit alors l'augmentation de la conductivité (σ) par le champ électrique dans un centre coulombien tel que :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{\Delta E_i}{kT}\right) \tag{1.38}$$

Où σ_0 est la conductivité initiale. Le taux d'accentuation unidimensionnel par l'effet Poole-Frenkel sera donc donné par :

$$\Gamma_{PF} = \exp\left(\frac{\Delta E_i}{kT}\right) \tag{1.39}$$

Le calcul de ce taux dans le cas tridimensionnel est donné en Annexes. Dans [Vin+79], une estimation de l'accentuation du taux de génération de porteurs par le champ électrique est proposée en reprenant la formule de Frenkel :

$$e'_{n_{PF}} = e_n.\Gamma_{PF} \tag{1.40}$$

Avec e_n le taux d'émission d'électron d'un piège en l'absence de champ électrique :

$$e_n = \sigma_n v_{th_n} N_c \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \tag{1.41}$$

Où σ_n est la section efficace du défaut, N_c est la densité d'états de la bande de conduction et v_{th} est la vitesse thermique des porteurs. On s'attend donc, en présence d'un effet Poole–Frenkel, à ce que le courant de génération–recombinaison ou de fuite augmente fortement lorsque la polarisation appliquée à la photodiode augmente.

L'effet tunnel a lieu dans un matériau petit gap, lorsque la jonction p-n est pincée par l'effet du champ électrique. Ce pincement a pour effet de faire passer le haut de la bande de conduction

du côté p à une énergie supérieure au bas de la bande de valence du côté n. De cette manière, les porteurs minoritaires pourront alors passer par effet tunnel de l'autre côté de la jonction, générant une source de courant d'obscurité supplémentaire : le courant tunnel. L'effet tunnel entre en jeux entre les centres Dirac et une bande d'énergie et a été défini dans [Sov-77] comme donnant un taux d'émission en fonction du champ électrique tel que :

$$e'_{ntunnel} = \frac{qF}{4(2m^* E_i)^{1/2}} \exp\left(-\frac{4}{3}\frac{(2m^*)^{1/2}E_i^{3/2}}{q\hbar F}\right) \tag{1.42}$$

Cette expression ne prend cependant pas en compte les possibles apports de phonons. Les résultats expérimentaux de [Vin+79] montre que le couplage électron-phonon doit être pris en compte et donne lieu à un effet tunnel assisté par phonon. L'expression de ce type de tunnel est donnée par [Vin+79 ; Pon+79] :

$$e'_n = e_n\left(1 + \int_0^{\frac{E_i}{kT}} \exp\left(z - z^{3/2}\left(\frac{4}{3}\frac{(2m^*)^{\frac{1}{2}}kT^{\frac{3}{2}}}{q\hbar F}\right)\right)dz\right) \tag{1.43}$$

Dans le cas d'un tunnel du porteur d'une bande à l'autre directement, le courant est dit Tunnel bande à bande (ou *Band To Band tunneling*, BTB). La densité de courant tunnel bande à bande s'exprime tel que [Sze69 ; Gil+06] :

$$J_{BTB} = \frac{\sqrt{2m^*}q^3FV}{4\pi^2\hbar^2E_g^{1/2}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*}E_g^{3/2}}{3qF\hbar}\right) \tag{1.44}$$

Où F est le champ électrique dans la jonction, m^* est la masse effective des porteurs, $\hbar$ est la constante de Planck sur 2π et V la tension appliquée. Le champ électrique peut s'écrire :

$$F\sqrt{\frac{qN_D(V_{bi}-V)}{2\epsilon_S\epsilon_0}} et F_{max} = \sqrt{2\frac{qN_D(V_{bi}-V)}{\epsilon_S\epsilon_0}} \tag{1.45}$$

Ou V_{bi} est la tension de diffusion (ou *Built in potential* en anglais) définit dans l'équation 1.12. La valeur du champ électrique est souvent considérée comme maximale (F_{max}) dans le calcul de la densité de courant tunnel bande à bande de l'équation 1.44. On constate que le courant tunnel dépend exponentiellement du gap. Or, comme nous l'avons vu précédemment, le gap du HgCdTe varie avec la température. Dans les faits, il diminue lorsque la température diminue. Ainsi, plus l'on diminue la température, plus l'effet tunnel sera facilité par un faible gap. Se faisant, le courant tunnel est caractérisé par une énergie d'activation négative.

Si des défauts sont présents, ils peuvent agir comme niveau d'énergie relais pour l'effet tunnel. Les porteurs peuvent alors passer par effet tunnel vers ou depuis ce niveau. Ce type de passage peut se faire par deux transitions tunnels successives ou en associant des processus thermiques ou radiatifs et crée alors ce qu'on appelle du courant tunnel assisté par pièges (ou *Trap Assisted Tunneling*, TAT). Les transitions étant facilitées par des pièges, elles sont moins énergétiques et ne nécessitent donc un champ électrique moins fort que pour du tunnel bande à bande. Le TAT a

été modélisé par plusieurs auteurs [Gil+06 ; Ros+92 ; Sin+00], permettant de donner sa densité de courant en une dimension par :

$$J_{TAT} = qN_t W_{dep} TAT_{taux} \tag{1.46}$$

Avec N_t la densité de piège, W_{dep} est la longueur de la zone de déplétion et TAT_{taux} le taux de tunnels assistés par piège telle que :

$$TAT_{taux} = \frac{\pi^2 q m^*_{n,p} F M^2}{h^3 (E'_t)} \exp\left(\frac{4(2m^*_{n,p})^{1/2}(E'_t)^{3/2}}{Eq\hbar F}\right) \tag{1.47}$$

Où $m^*_{n,p}$ est la masse effective des porteurs (électron ou trou), M est l'élément matriciel associé au potentiel de piégeage, h est la constante de Planck et E'_t est la différence d'énergie entre le niveau piège et la bande d'énergie pertinente ($E'_t = E_t - E_C$) dans le cas d'une capture d'un électron vers la bande de conduction dans un niveau accepteur et $E'_t = E_t - E_V$ pour l'émission d'un trou vers la bande de valence depuis un niveau donneur). Un développement plus poussé de cette expression est disponible en Annexes.

Synthèse du courant d'obscurité : l'ensemble des mécanismes contribuant au courant d'obscurité se manifeste directement dans la caractéristique I(V) mesurée en obscurité , où l'on peut distinguer les régimes associés à chacun d'eux. Cette caractéristique permet d'observer la valeur absolue du courant d'obscurité en fonction de la tension appliquée. En observant l'évolution de cette courbe avec une échelle logarithmique, il est possible d'identifier les différentes sources de courant. Un exemple de courbe I(V) est présenté sur la figure 1.11 sur la courbe de gauche. La courbe de droite montre l'évolution de la résistance dynamique (l'inverse de la dérivée de la courbe I(V)) sur les mêmes données. Sur cet exemple, on observe un courant de diffusion dominant sur les faibles polarisations inverses, depuis les polarisation positives (jonction dans le direct : une faible variation de polarisation provoque une grande variation de courant) jusqu'à -0.35 V où les contributions tunnels commencent à dominer.

Le plateau visible sur l'I(V), généralement appelé plateau de *shunt* par abus de langage (une résistance de *shunt* étant très rarement présente), représente la plage où la résistance différentielle est la plus grande (voir graphique de droite), induisant que le courant de sortie sera le moins affecté par les fluctuations de polarisation. Cette forte valeur de résistance se traduit aussi généralement par un meilleur couplage avec le circuit de lecture, en particulier dans le cas d'un ROIC à injection directe (cf. 1.2.2). Ce plateau représente donc le régime qui optimisera le fonctionnement du détecteur et est la meilleure plage de fonctionnement de la photodiode.

1.4.2 La durée de vie des porteurs

La durée de vie des porteurs minoritaires est un facteur essentiel pour dimensionner les performances d'un capteur. Différents mécanismes de recombinaison peuvent limiter la durée de vie des porteurs. Ces mécanismes sont associés à des mécanismes de génération qu'il convient de

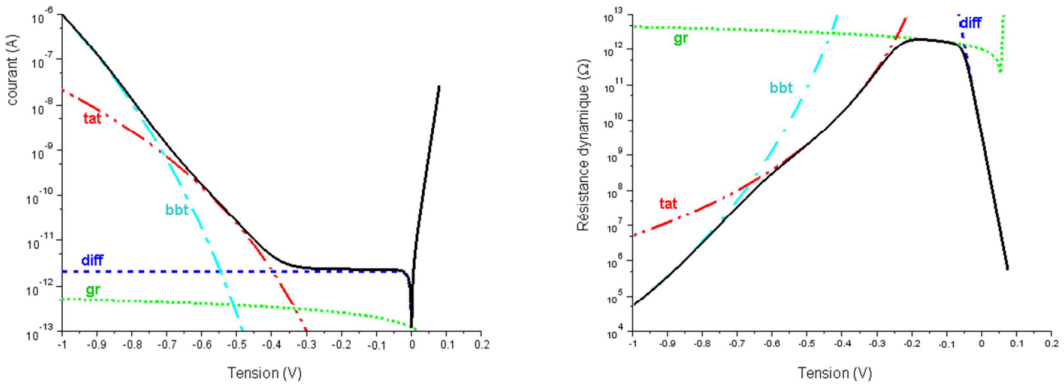


FIGURE 1.11 – Exemple de courbe I(V)-R(V) d'une diode avec les différentes contributions de courant d'obscurité. Ces tracés sont purement illustratifs, dans la pratique, avec CdHgTe, on voit rarement la présence de GR pur, même sur la résistance. Tiré de [Fer+17]

définir. Il existe tout d'abords trois types de mécanismes de génération :

La génération bande à bande, où un électron absorbe l'énergie fournie par un photon ou de l'énergie thermique pour passer directement de la bande de valence à la bande de conduction.

L'ionisation par impact, liée à l'influence d'un fort champ électrique, un porteur peut alors venir dissiper son énergie en ionisant les atomes. Cette dissipation d'énergie peut ainsi être absorbée par d'autres porteurs.

La génération Shockley-Read-Hall (SRH) où un porteur passe de la bande de valence à la bande de conduction en passant par un piège (lié à un défaut défini dans la partie 1.3.5) induisant un niveau d'énergie dans la bande interdite. Le piège joue alors un rôle de « marche » d'énergie pour un porteur qui nécessitera moins d'énergie pour passer à la bande de conduction s'il doit d'abord passer au niveau d'énergie intermédiaire. Le taux net de génération d'un piège dit SRH à un niveau d'énergie E_t est donné par Shockley, Read et Hall [Sho+52] est :

$$U = \frac{N_t \sigma_p \sigma_n v_{th} (pn - n_i^2)}{\sigma_n \left(n + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right) + \sigma_p \left(p + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right)} \tag{1.48}$$

Où N_t est la densité de piège (ou le dopage), E_t le niveau énergétique du piège, σ_p et σ_n les sections efficaces [8] de captures des trous et des électrons et v_{th} la vélocité thermique des porteurs donnée par :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}} \tag{1.49}$$

L'opposé de la génération, la recombinaison peut elle aussi se faire par trois mécanismes : **la recombinaison radiative** tout d'abord est l'opposée directe à la génération bande à bande.

8. Probabilité de capture d'un électron/trou par un défaut ou une impureté du semi-conducteur (en cm^2).

Elle est caractérisée par la recombinaison d'un électron libre dans la bande de conduction avec un trou de la bande de valence. Cette recombinaison peut transmettre son énergie à un photon qui sera émis à une énergie $E = h\nu = E_c - E_v$. L'énergie issu de la recombinaison peut aussi être donnée à un autre électron ou un autre trou, on parle alors de **recombinaison Auger**.

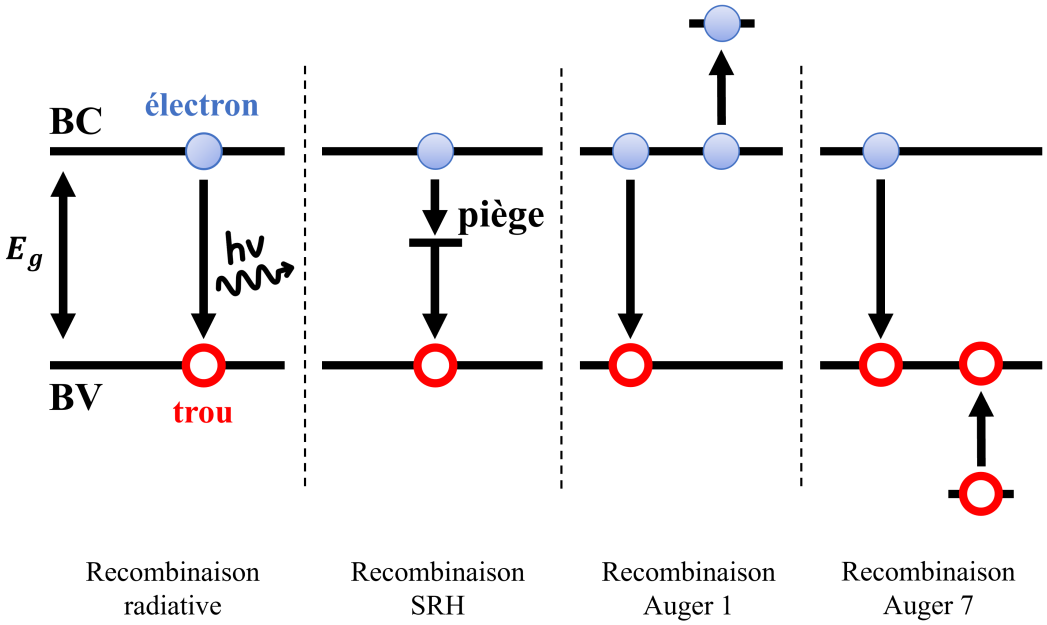


FIGURE 1.12 – Schéma des différents types de recombinaison dans une photodiode

Ce phénomène comprend trois porteurs et est dépendant du dopage du semi-conducteur. Dans le cas des IR faibles gaps, cette recombinaison peut par ailleurs être le phénomène dominant [Kin+05 ; Rog+98]. Dix mécanismes d'Auger existent mais les deux principales sont les recombinaisons dites « Auger 1 » et « Auger 7 » étant les mécanismes les moins énergétiques. Le phénomène d'Auger 1 intervient lorsqu'une paire électron-trou se recombine et libère leur énergie vers un autre électron qui va monter vers un niveau d'énergie supérieur de la bande de conduction. La recombinaison Auger 1 est dominante dans la région de type N d'une diode P/N [Fer+13].

Le phénomène d'Auger 7, a lieu cette fois-ci quand l'énergie de la recombinaison de la paire électron trou est transférée à un trou. La recombinaison Auger 7 est quant à elle dominante dans la région p d'une diode N/P [Rog05]. Le détail du calcul du taux de génération associé aux phénomènes de Auger 1 et 7 est disponible en Annexes.

Enfin, la **recombinaison Shockley-Read-Hall** s'exprime simplement par un taux de génération U (cf. équation 1.48) négatif. Les différents mécanismes de recombinaison permettent de déterminer la durée de vie totale d'un porteur dans le semi-conducteur tel que :

$$\frac{1}{\tau_{total}} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{radiatif}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} \tag{1.50}$$

Un calcul des durées de vies des porteurs dans le HgCdTe est également disponible en Annexe E.

1.4.3 L'efficacité quantique

Une autre figure de mérite importante des imageurs est l'efficacité quantique ou *Quantum Efficiency* (QE) en anglais. Comme introduit dans la partie 1.2.1, elle représente la capacité d'un détecteur à convertir les photons en paires électron-trou qui seront ensuite collectées et lus. On distingue deux types d'efficacité quantique :

L'efficacité quantique externe (*External Quantum Efficiency* (EQE)) : qui compare le nombre de paires électron-trou collectés par rapport au nombre total de photons incidents. Cette efficacité inclut donc les pertes optiques qui ont lieu avant l'absorption, liées à la réflexion de surface et à l'absorption des couches non photosensibles.

L'efficacité quantique interne (*Internal Quantum Efficiency* (IQE)) : qui correspond quant à lui au rendement quantique physique intrinsèque du semi-conducteur. Elle est définie comme le rapport entre le nombre de paires électron-trou générées dans le matériau et le nombre de photons incident à la surface du semi-conducteur, indépendamment des pertes liées à la collecte des charges.

L'IQE est donc l'efficacité intrinsèque du matériau alors que l'EQE est l'efficacité globale du dispositif. Dans les faits, l'EQE est l'efficacité mesurée et utilisée pour caractériser les capteurs. Enfin, le rapport entre le nombre de charges générées et le nombre de charges effectivement collectées définit l'efficacité de collection (*Charge Collection Efficiency*, CCE), qui dépend notamment du champ électrique, de la présence de pièges et des mécanismes de recombinaison. Le signal électrique mesuré peut alors s'exprimer de manière schématique comme le produit :

$$Signal = EQE \times CCE = pertesoptiques \times IQE \times CCE \tag{1.51}$$

1.4.4 Le bruit

Une autre caractéristique étudiée pour caractériser les capteurs d'image est le bruit. Ce bruit peut affecter le signal de la photodiode et dégrader l'image. On distingue deux familles de bruit : les bruits temporels et les bruits spatiaux. Le bruit temporel correspond aux fluctuations du signal mesuré au cours du temps pour un pixel donné, dans des conditions d'éclairement constantes. Le bruit spatial, quant à lui, fait référence aux non-uniformités spatiales du signal observées d'un pixel à l'autre sous des conditions d'acquisition identiques. Il est classiquement évalué sur des images moyennées temporellement, afin d'éliminer la contribution du bruit temporel, et regroupe les non-uniformités résiduelles liées notamment aux variations de courant d'obscurité, d'offset électrique et de réponse (efficacité quantique et gain). Plusieurs sources de bruit temporel existent :

Le bruit de grenaille (ou bruit de photon, shot ou encore « *Shottky* ») est lié à la nature quantique des photons incident au détecteur. Ce flux de photon suit une statistique poissonnienne qui mène à une génération de porteurs de charges non constante temporellement sous un flux lumineux constant. Le bruit de grenaille, est un bruit blanc [9] par nature et sa densité spectrale de puissance [10] est proportionnelle au courant photonique I_{ph} (donné par l'équation 1.16 et est définie par :

$$\sigma_{n,photons} = \sqrt{2qI_{ph}\Delta f} \tag{1.52}$$

Où Δf est la bande passante liée au temps d'intégration (T_{int}) tel que :

$$\Delta f = \frac{1}{2T_{int}} \tag{1.53}$$

Le bruit de grenaille est le bruit lié directement à la physique des photons ou des électrons, il sera donc toujours présent. Il représente ainsi le bruit « plancher » ou « parfait » en dessous duquel il ne sera pas possible de descendre. Dans le cas d'une photodiode ultime, où le courant d'obscurité et toutes les sources additionnelles de bruit (que nous verrons par la suite) sont nulles et l'efficacité quantique est de 1, le détecteur infrarouge sera alors appelé « BLIP » pour *Background Limited IR Photodetector*. Des photodiodes à très hautes performances sont en mesure d'atteindre ce BLIP à basse température, mais en augmentant la température le courant d'obscurité tend à augmenter fortement, sortant le composant de son état BLIP. La température de transition entre un composant BLIP et un composant avec un courant d'obscurité non négligeable devant le bruit de photon est appelée « Température BLIP ». Cette température est donc considérée comme la limite de bruit à basse température. Il est important de noter que cette notion de BLIP peut parfois être utilisée pour désigner un capteur d'image limité par le bruit de courant sans prendre en compte le rapport courant photonique sur le courant d'obscurité. La notion de BLIP est ainsi régulièrement utilisée pour simplement dire que le dispositif n'a pas de bruit supérieur au bruit de photon.

Le bruit d'obscurité reprend la même formule que le bruit de photon, mais au lieu d'être lié au courant photonique, il est lié aux sources de courant d'obscurité. Ainsi, dans le cadre d'une photodiode avec un courant limité par la diffusion, le bruit d'obscurité est dû au courant direct $I_{Diff}\exp(qV/kT)$:

$$\sigma_{n,obs_{Diff}} = \sqrt{2qI_{Diff}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)+1\right)\Delta f} \tag{1.54}$$

Pour une photodiode limitée par le courant de génération-recombinaison, le bruit d'obscurité

9. Bruit aléatoire et identique sur toutes les fréquences.

10. Indispensable à la caractérisation d'un bruit électronique. Représente la répartition fréquentielle de la puissance d'un signal en fonction des fréquences qui le compose. Définit comme le carré du module de la transformée de Fourier du signal divisé par le temps d'intégration.

est la somme du bruit lié au courant de génération $I_G(V)$ et celui lié au courant de recombinaison $I_R(V)$:

$$\sigma_{n,obs_{GR}} = \sqrt{2q(I_G(V) + I_R(V))\Delta f} \tag{1.55}$$

Le bruit thermique (ou Johnson) est lié aux fluctuations thermiques d'un nuage de charges suivant un mouvement Brownien. Ce mouvement de charges tend à faire fluctuer la tension aux bornes du semi-conducteur. Cette fluctuation induit un bruit blanc inversement proportionnel à la résistance dynamique (R_{dyn}) du semi-conducteur tel que sa densité spectrale de puissance est :

$$\sigma_{n_{johnson}} = \sqrt{\frac{4kT}{R_{dyn}}\Delta f} \tag{1.56}$$

Ce bruit étant lié à de l'agitation thermique, il sera généralement faible aux basses températures de fonctionnement des capteurs d'images infrarouges. Le bruit thermique représente cependant la limite de bruit à haute température.

Les bruits basse fréquence (ou bruit de scintillation, *flicker noise* en anglais) ou bruit 1/f représentent les sources de bruits inversement proportionnels avec la fréquence. Dans le cas des photodiodes HgCdTe , l a densité spectrale du bruit basse fréquence a été donnée par Tobin dans [Tob+80] par :

$$\sigma_{n_{1/f}}(f) = \alpha I^{\beta} f^{-\frac{1}{2}} \tag{1.57}$$

Où α et β sont des paramètres empiriques posés par Tobin tels que $\alpha \approx 1 \times 10^{-3}$ et $\beta \approx 1$. Dans [Tob+80], il a été montré dans une analyse préliminaire qu'il n'y avait aucun bruit 1/f dans des diodes $Hg_{0.6}Cd_{0.4}Te$ à polarisation nulle, même sous un fort éclairage infrarouge. Ce résultat a depuis été confirmé sur un grand nombre de dispositifs couvrant la région spectrale de 2 à 5 µm (énergies de bande interdite de 0,62 à 0,25 eV) sur une large plage de températures. Le bruit 1/f est cependant observé sous polarisation inverse.

Tobin rapportait historiquement qu'à basse température où la génération de porteurs liée aux défauts de surface et le courant de fuite prédomine, une relation linéaire entre le bruit 1/f et le courant d'obscurité est observée. Mais cette corrélation n'est plus valable à des températures plus élevées, où le courant de diffusion prédomine. Cette corrélation se dégradait ensuite à plus haute température, lorsque le courant de diffusion devenait prédominant. Toutefois, ces conclusions doivent être nuancées à la lumière des résultats plus récents [Gra+24]. Dans les photodiodes HgCdTe modernes, on n'observe plus de bruit 1/f à très basse température, car le courant d'obscurité y devient trop faible pour rendre visibles les fluctuations associées aux pièges. En pratique, le bruit 1/f varie donc avec la polarisation, la température et le courant d'obscurité. Dans le cadre des photodiodes HgCdTe, le bruit 1/f semble ainsi dépendre à la fois de la densité de défauts [Nor+89 ; Joh+92 ; Szi+88 ; Pel+87], et du courant d'obscurité de ZCE (courant de

surface [And+83 ; Chu+85], génération-recombinaison [Bro73 ; Baj+85] et courant tunnel assisté par piège [Wes+07 ; And80].

1.4.5 Le phénomène de Random Telegraph Signal

Le *Random Telegraph Signal* (RTS), *burst noise*, *flicker noise* ou encore signal télégraphique aléatoire en français est un type de bruit basse fréquence particulier. Il représente la variation aléatoire du signal de sortie entre plusieurs niveaux discrets. Le RTS est présent dans de nombreux composants électroniques [Kir+89], allant des capteurs d'images de différents matériaux, au mémoire vives dynamiques (DRAM pour *Dynamic Random Access Memory* en anglais). Par sa nature aléatoire, il est impossible à corriger et constitue donc une source d'études particulièrement importante.

Dans les capteurs d'images de types CMOS, les RTS entraînent l'apparition de pixels lumineux qui semblent s'allumer et s'éteindre de manière aléatoire. Ces pixels sont généralement appelés pixels clignotants. Le RTS dans les capteurs d'images peut provenir de plusieurs sources localisées. S'il provient d'un transistor suiveur dans le circuit de lecture, le bruit est appelé SF-RTS (pour *Source Follower RTS*). Ce RTS est dû au piégeage aléatoire d'un électron dans un état d'interface du canal du MOSFET. Quand ce piège est rempli par un électron, cela réduit la conductance du canal du transistor, celle-ci retrouve sa valeur initiale quand l'électron est libéré [Wan+06 ; Mar+12 ; Mar+09].

Si le RTS est localisé dans la photodiode, le bruit est appelé DC-RTS (pour *Dark Current* RTS). Initialement reporté dans [Sro+86 ; Mar+89 ; Hop92] et analysé dans des CCDs irradiés [Hop+93 ; Hop+95 ; Chu+03 ; Smi+04 ; Nun+06 ; Nun+07]]. Le DC-RTS a été observé dans les APS CMOS [Hop00 ; Hop+08 ; Bog+02b], dans les MAPS [Dev+08], dans les CIS [Goi+09], dans les SPAD [Kar+10 ; Fio+18], dans les détecteurs HgCdTe [Vir+13 ; Bru+14 ; Din+23c ; Din+23b], dans les détecteurs InGaAs [Vir+13 ; Bar+00], les détecteur T2SL [thèse d'Antoine Claret] dans les détecteurs InSb [Dur+20]. Les centres de génération de DC-RTS peuvent également être situés à l'interface appauvrie en oxyde de silicium [Goi+11a ; Vir+11 ; Goi+11b ; Mar+13] et dans d'autres nœuds CIS que les photodiodes, tels que le nœud de détection à diffusion flottante [Cha+19].

Différentes origines du DC-RTS ont été étudiées mais les travaux ne s'accordent cependant pas sur un phénomène en particulier. Deux origines principales sont proposées. La première serait due à des centres de générations SRH localisés dans la ZCE, qui oscillerait entre plusieurs états métastables. Ces états métastables moduleraient alors le niveau d'énergie du défaut et sa section efficace de capture et d'émission de porteurs. Ces modulations provoqueraient ainsi la variation entre plusieurs taux de génération. La seconde propose la modulation du taux de génération d'un centre SRH par l'intermédiaire d'un autre centre SRH à proximité. Quand l'un des centres est rempli, il pourrait alors agir comme un « interrupteur » sur le taux de génération du second.

Il est possible de discriminer la source de RTS, comme en regardant une potentielle dépen-

dance au temps d'intégration (uniquement vraie pour les DC-RTS). Nous ne nous concentrerons néanmoins que sur le DC-RTS dans le cadre de cette thèse car la technologie d'intérêt est ici la photodiode HgCdTe. La volonté de mieux comprendre les RTS mène donc à de nombreuses études et ont permis de nombreuses avancées ces dernières années. D'un point de vue expérimental, les RTS sont généralement caractérisés par trois paramètres :

1. L'amplitude de saut RTS maximale, représentant la transition la plus grande entre deux niveaux RTS. Ce paramètre est généralement le plus important car il représente la pire transition RTS pouvant avoir lieu dans le capteur. Il a été montré que la distribution statistique des amplitudes maximales RTS sont distribuées exponentiellement dans différents matériaux [Vir+13]
2. Le nombre de niveau RTS. Une trace temporelle DC-RTS peut en effet présenter plus de deux niveaux de courant distincts. Ces multi-niveaux RTS niveaux peuvent être causés par la superposition de plusieurs centres RTS à deux niveaux indépendants ou par un seul centre RTS à plusieurs niveaux avec plus de deux taux de génération différents [Hop+93 ; Chu+03]
3. Le nombre de transitions lors d'une mesure et par extension les fréquences de sauts. Aussi distribué exponentiellement, ce paramètre est plus complexe à étudier dans le cadre de RTS multi-niveaux

Une illustration de ces paramètres est visible sur la figure 1.13.

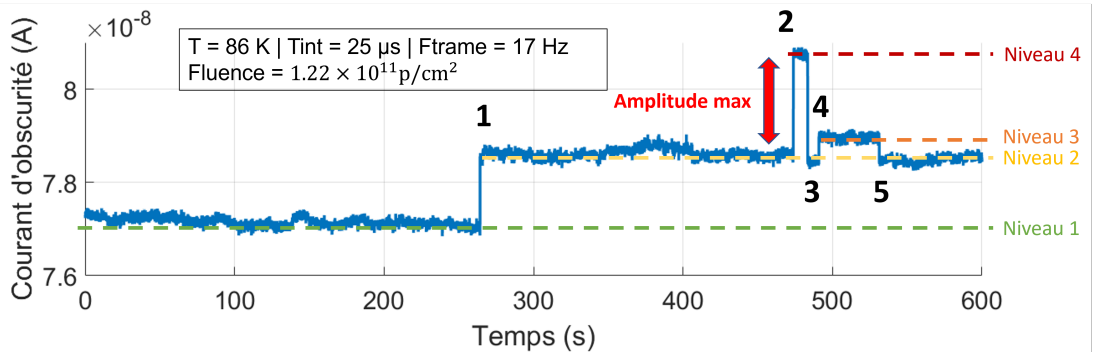


FIGURE 1.13 – Signal d'un pixel montrant un comportement RTS multi-niveaux. On distingue des sauts plus ou moins rapides, l'amplitude maximale de transition et les différents niveaux RTS. La trace provient d'une mesure du composant N/P lors de la seconde campagne d'irradiation

1.4.6 La persistance

La dernière figure de mérite à aborder est la persistance. La persistance est un phénomène problématique dans les capteurs destinés à l'astronomie. Elle se caractérise par un effet de rémanence du signal sur le détecteur après une acquisition. Similaire à de la persistance rétinienne,

dans le contexte des observations astronomiques, elle se manifeste par l'apparition d'images fantômes correspondant aux sources lumineuses observées précédemment, telles que des étoiles. Ce phénomène se traduit par un excès de signal de nature non linéaire, comme illustré sur la figure 1.14, et peut affecter le détecteur sur des échelles de temps longues, allant de plusieurs minutes jusqu'à plusieurs heures après l'exposition initiale au flux lumineux. La persistance est un effet présent, à des degrés divers, sur l'ensemble des capteurs infrarouges et fait l'objet de nombreuses études. Néanmoins, la diversité des méthodes de caractérisation et d'analyse rend les comparaisons quantitatives entre études délicates. De plus, les mécanismes physiques sous-jacents à la persistance ne font pas l'objet d'un consensus.

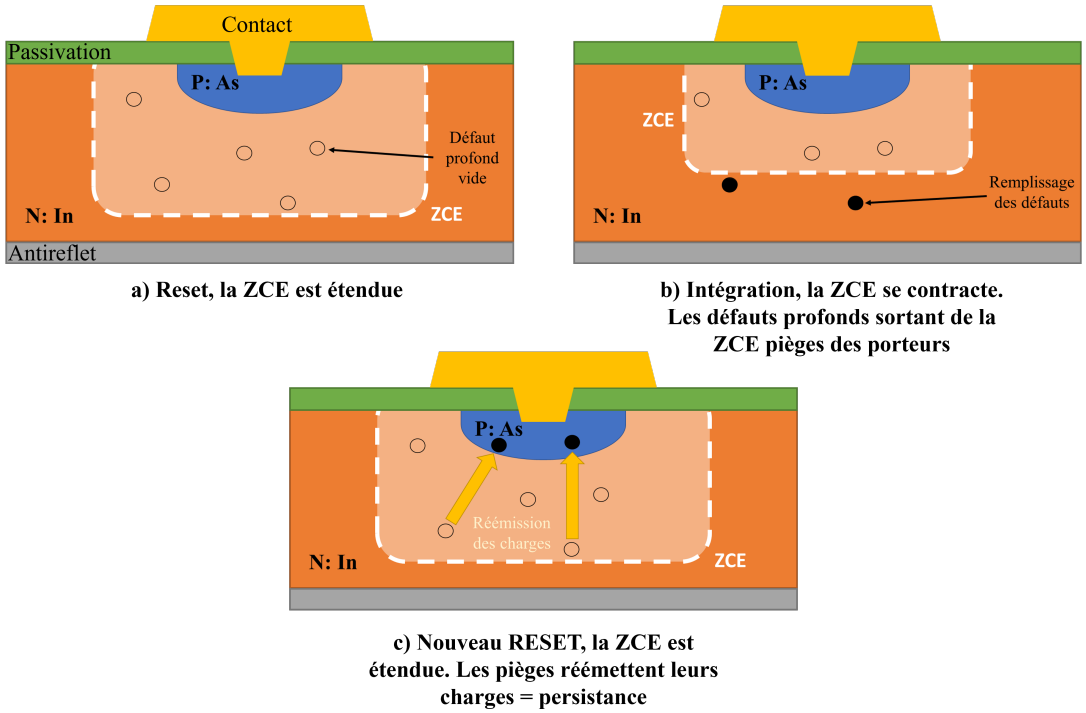


FIGURE 1.14 – Illustration du phénomène de persistance dans un composant SFD selon la théorie de Smith

Parmi les modèles proposés, celui développé par R. Smith [Smi+08b ; Smi+08a] est fréquemment retenu. Il repose sur le fonctionnement d'un détecteur SFD, dans lequel la collecte des photo-porteurs affecte la taille de la ZCE. Lors de l'illumination, la contraction de la ZCE peut conduire au passage de pièges profond de la ZCE vers la zone neutre. Ces pièges, initialement vides, peuvent alors capturer des porteurs présents dans la zone neutre. Lors du passage à l'image suivante et de l'application du RESET, l'accroissement soudain de la ZCE englobe à nouveau les pièges. Les porteurs ayant recombiné avec les impuretés dopantes sont rapidement évacués, tandis que ceux stockés dans les pièges profonds sont réémis sur des temps beaucoup plus longs. Cette réémission différée des porteurs piégés est ainsi identifiée comme l'origine principale du phénomène de persistance. Une illustration de ce phénomène est visible sur la figure 1.14.

Résumé du Chapitre 1

Ce premier chapitre sert avant tout d'introduction générale aux travaux présentés par la suite. Il propose un panorama des évolutions technologiques ayant conduit aux capteurs d'images actuels, ainsi qu'un aperçu de leurs principales applications dans le contexte des missions spatiales. Les principes de fonctionnement des capteurs ont ensuite été rappelés, avec un focus particulier sur les capteurs infrarouges HgCdTe. Leurs spécificités ont été présentées de manière progressive, depuis les aspects technologiques (procédés de fabrication et hybridation) jusqu'aux principes de fonctionnement, incluant les architectures de ROIC et les photodiodes. Les contraintes propres à ce type de composants ont également été évoquées, notamment en ce qui concerne les conditions de mesure et les défauts possibles dans ce matériau ternaire.

La seconde partie du chapitre s'est attachée à décrire les mécanismes physiques à l'origine des performances des capteurs d'image. Les figures de mérite qui berceront le reste du manuscrit y ont été introduites. Les différentes contributions au courant d'obscurité, ainsi que les sources de bruit au cœur de cette étude ont ainsi été passées en revue. Cette partie ne vise pas à apporter de résultats nouveaux, mais à poser un cadre théorique et bibliographique clair, afin de faciliter la lecture et la compréhension des chapitres suivants.

Chapitre 2

Les irradiations spatiales et leurs conséquences sur l'électronique

2.1 Les sources de radiations dans l'espace 40
2.1.1 Le Soleil 40
2.1.2 Le cosmos 40
2.1.3 La magnétosphère Terrestre 40
2.2 Les interactions rayonnement matière 43
2.2.1 Les interactions électromagnétiques 43
2.2.2 Les interactions corpusculaires 44
2.2.3 Les pouvoirs d'arrêt électroniques et nucléaires 47
2.3 Les effets permanents des irradiations 48
2.3.1 La Dose Ionisante Totale (TID) 49
2.3.2 La Dose de Dommages de Déplacement (DDD) 51

L'effet des radiations sur l'électronique embarquée constitue un paramètre central dans la définition d'une mission spatiale. Un satellite peut être parfaitement dimensionné et conçu pour fonctionner plusieurs années, sans une prise en compte rigoureuse de l'environnement radiatif, sa durée de vie effective et ses performances peuvent néanmoins être fortement impactées. Les essais d'irradiation sont ainsi systématiquement conduits sur l'ensemble des composants intégrés à bord, et la complexité des phénomènes en jeu en fait un enjeu majeur de la conception et de la qualification des systèmes spatiaux. Avant de détailler les différentes campagnes d'irradiation menées dans le cadre de cette thèse, il est donc nécessaire d'identifier les principales sources de radiation ainsi que leurs effets sur les composants électroniques.

2.1 Les sources de radiations dans l'espace

2.1.1 Le Soleil

Les émissions de particules provenant de notre Soleil constituent la principale source de radiations dans l'environnement spatial terrestre. Elles regroupent le vent solaire, les éruptions solaires et les éjections de masse coronale (CME pour *Coronnal Mass Ejection*). Ces phénomènes émettent des protons, électrons et ions lourds qui interagissent avec les matériaux et composants électroniques des satellites. Le vent solaire tout d'abord, est issu de l'expansion du gaz ionisé de la couronne solaire dans l'héliosphère. Il constitue un flux continu de particules, principalement des électrons, des protons, des particules α et divers ions de faible énergie mais de densité importante, estimée à environ $10^{12} particules/cm^2/s$ à proximité de la Terre [Hol+02]. L'intensité de ce vent varie avec l'activité solaire, elle-même soumise à un cycle d'environ 11 ans. Sa vitesse atteint en moyenne 400 km/s, et peut dépasser 1000 km/s lors d'éruptions solaires intenses. Ces éruptions, déclenchée lors d'instabilités du champ magnétique solaire, peuvent alors libérer de grandes quantités d'énergie sous forme de rayonnements X, ultraviolets, visibles et radio. Ces événements s'accompagnent parfois de l'expulsion d'un plasma chaud constitué de protons, d'électrons et d'ions lourds constituant les CME, elles même responsables des tempêtes géomagnétiques lorsqu'elles atteignent la Terre. Ces phénomènes, plus fréquents durant les phases de maximum d'activité solaire, entraînent une augmentation du flux de protons incident sur la Terre, passant d'environ $10^3 cm^{-2}.s^{-1}$ en période calme à $10^5 - 10^6 cm^{-2}.s^{-1}$ en période active, pour des énergies comprises entre quelques dizaines et centaines de MeV [Cou-02].

2.1.2 Le cosmos

Une autre source de radiation provient du rayonnement issu du cosmos. Constitué majoritairement de particules chargées : 85 % de protons (H^+), 14 % de particules α (He^{2+}) et 1 % d'ions lourds de diverses natures, celui-ci provient principalement de supernovæ et d'étoiles à neutrons. Les particules de ce rayonnement atteignent des énergies de l'ordre du téraélectronvolt (TeV), certaines dépassant même parfois ces valeurs. Bien que le flux de ce rayonnement soit beaucoup plus faible que celui provenant du soleil, son énergie extrêmement élevée et la forte charge électrique des particules qu'il transporte peut provoquer des dommages importants sur les composants électroniques exposés, par des mécanismes que nous verrons par la suite.

2.1.3 La magnétosphère Terrestre

L'environnement radiatif autour de la Terre résulte de l'interaction entre les émissions solaires, le rayonnement cosmique vus précédemment et le champ magnétique terrestre. Ce dernier agit comme un bouclier, pouvant dévier et piéger les particules chargées issues du Soleil et du milieu interstellaire, formant ainsi la magnétosphère terrestre. À proximité de la Terre, le vent solaire est ainsi dévié par le champ magnétique terrestre, créant une onde de choc à la limite

de contact appelée magnétopause. L'équilibre entre la pression du vent solaire et celle du champ magnétique engendre une magnétosphère asymétrique, compressée côté jour et étirée côté nuit comme visible sur la figure 2.1. Lors d'éruptions solaires ou d'éjections de masse coronale, cette structure se contracte parfois jusqu'à l'orbite géostationnaire, exposant directement les satellites aux particules énergétiques [Cou-02]. Les lignes de champ magnétique terrestres fluctuent également du fait de leurs interactions avec le champ solaire. Leur ouverture périodique permet au plasma solaire de pénétrer partiellement la magnétosphère, notamment par les régions polaires, générant des aurores boréales et alimentant les zones de piégeage internes.

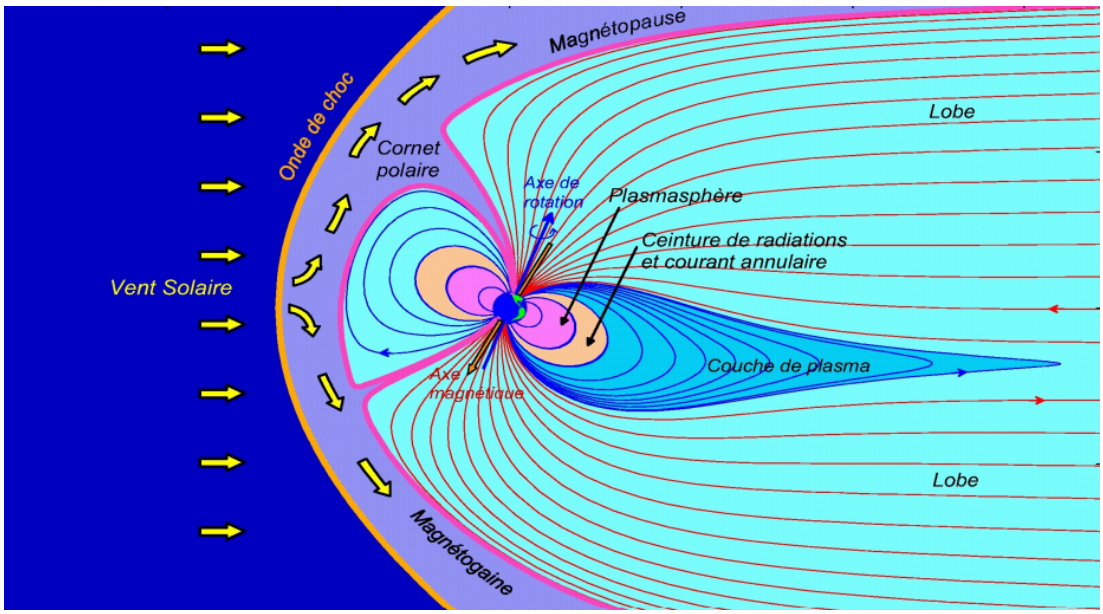


FIGURE 2.1 – La magnétosphère terrestre en interaction avec le vent solaire ©LPP

Les particules captées par le champ magnétique terrestre peuvent alors s'accumuler dans des régions stables appelées ceintures de Van Allen, découvertes par la mission Explorer 1 en 1958. La ceinture intérieure, située entre 700 km et 10 000 km, contient principalement des protons d'énergie approchant les 100 MeV. La ceinture extérieure, entre 13 000 km et 35 000 km, est quant à elle constituée par des électrons d'énergie d'environ 10 MeV. Une troisième ceinture temporaire peut également apparaître après certains événements solaires intenses. Cette ceinture a été par le passé observée par la mission Van Allen Probes en 2012 [Cou-02]. La structure et la densité de ces ceintures varient fortement selon l'activité solaire. Lors d'activité faible, le champ magnétique terrestre s'affaiblit, réduisant la protection globale aux irradiations et augmentant la concentration de particules piégées. Durant ces phases, l'environnement radiatif autour de la Terre devient alors plus contraignant pour les satellites, en particulier en orbite basse (LEO pour *Low Earth Orbit*).

En orbite basse, les effets des radiations sont par ailleurs particulièrement marqués lors des passages au-dessus des régions polaires et à travers l'anomalie magnétique de l'Atlantique Sud

(AAS) visible sur la figure 2.2. Cette zone, particulièrement chargée en particules, correspond à l'endroit où la ceinture de Van Allen est le plus proche de la Terre, à environ 200 km d'altitude. Les satellites dont l'inclinaison orbitale est comprise entre 35° et 60° y sont particulièrement sujet car ils ont tendance à traverser régulièrement cette zone. A chaque passage, les satellites en question subissent alors une augmentation du flux de particules énergétiques pendant plusieurs minutes. Les systèmes traversant l'AAS doivent donc le prendre en compte et parfois mettre en place des stratégies de protection, notamment pour les équipements sensibles tels que les capteurs d'images. On peut citer par exemple le télescope spatial Hubble, qui suspend ses observations durant ses passages dans cette zone.

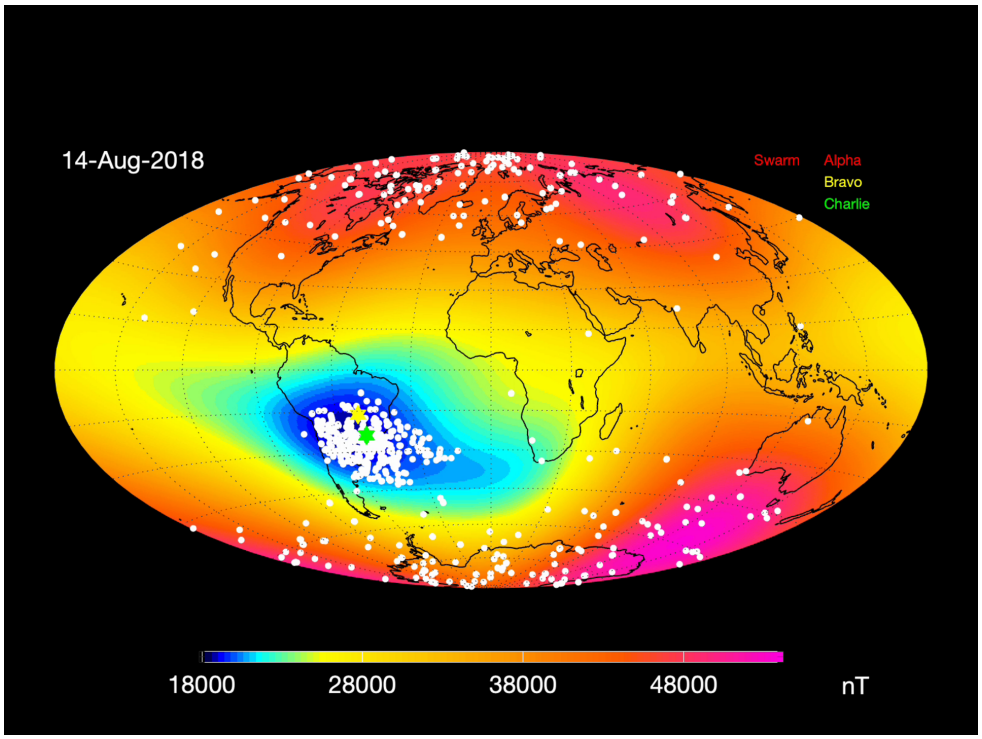


FIGURE 2.2 – Anomalie de l'Atlantique Sud montrant un champ magnétique plus faible (en nano Tesla). Cette zone montre un nombre plus important d'évènements singulier (indiqués par des points blancs). ©European Space Agency

La répartition des particules dans l'environnement spatial n'est donc pas homogène car elle dépend du type d'orbite et de la nature du flux radiatif. Ce flux, exprimé en $particules/cm^2/s$, correspond au nombre de particules incidentes par unité de surface et de temps. Si dans l'espace, les flux de particules sont généralement faibles, les missions de longue de durée, parfois supérieures à plusieurs dizaines d'années subissent un effet cumulatif qui peut être significatif. Ce cumul est quantifié par ce que l'on appelle la fluence, définie comme le nombre total de particules reçues par unité de surface pendant une période, exprimée en $particules/cm^2$. Par la suite, la fluence sera vastement utilisée pour évoquer la quantité d'irradiations qu'ont subi les différents composants.

2.2 Les interactions rayonnement matière

Les interactions rayonnement-matière dépendent à la fois du type de rayonnement et du milieu traversé. On distingue classiquement le rayonnement électromagnétique, constitué de photons, et le rayonnement corpusculaire, formé de particules dotées d'une masse et d'une énergie cinétique (comme les électrons, protons, neutrons et autres ions par exemple). Malgré cette distinction, les deux rayonnements conduisent parfois à des comportements d'interaction similaires. Nous détaillerons ainsi ici les principaux mécanismes d'interactions.

2.2.1 Les interactions électromagnétiques

L'interaction entre le rayonnement électromagnétique et la matière se traduit par une absorption du photon selon la loi de Beer-Lambert. L'intensité de courant mesuré induit par cette absorption $I(x)$ est ainsi dépendant de l'intensité I_0 du photon incident et de sa longueur d'onde λ, ainsi que par le coefficient d'absorption μ du matériau et de son épaisseur I tel que :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \tag{2.1}$$

Dans les faits on utilise aussi régulièrement le coefficient d'atténuation massique, rapporté à la densité du matériau tel que : $\mu_m = \mu/\rho$. Le photon n'est cependant pas toujours absorbé, de sortes que plusieurs types d'interactions électromagnétiques existent selon les énergies des photons comme visible sur la figure 2.3.

Pour les photons de basse énergie ($\approx$1 eV), **l'effet photoélectrique** permet à un électron de passer de la bande de valence à la bande de conduction si l'énergie du photon dépasse la bande interdite, pour des énergies plus élevées (UV, rayons X), le photon peut également éjecter un électron lié, entraînant la création de paires électron-trou secondaires. Pour qu'un électron soit éjecté, le photon incident doit avoir une énergie supérieure au potentiel d'extraction Φ. L'énergie cinétique de l'électron éjecté sera ainsi de :

$$E_c = h\nu - \Phi = \frac{m_e \nu^2}{2} \tag{2.2}$$

Ainsi, à partir d'environ 60 keV jusqu'à 10 MeV, la **diffusion Compton** devient dominante. Dans cette diffusion, le photon incident cède une partie de son énergie à un électron faiblement lié. A la suite de cette interaction, l'électron est éjecté, ionisant le matériau, et un photon est diffusé.

Enfin, au-delà de 1 MeV, on observe des créations de paires, où le photon incident est absorbé par un noyau atomique et se transforme en une paire électron-positron. On distingue ici la notion de paire électrons-trou induite par l'effet photoélectrique (notion utilisée dans tout le manuscrit) dans un semi-conducteur, à la paire électron-positron générée dans ce processus issu de la physique nucléaire. Ce processus a lieu pour des photons d'énergies supérieures à au moins deux fois l'énergie de l'électron au repos : soit 2×0.511 MeV $= 1.022$ MeV.

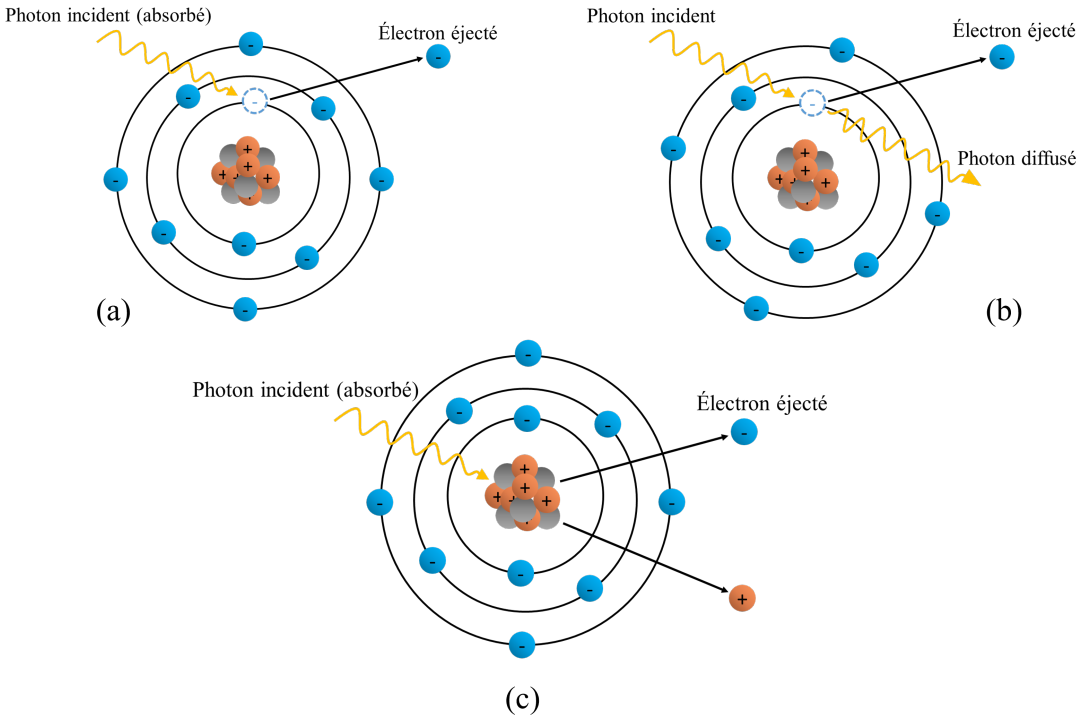


FIGURE 2.3 – Illustration de l'effet photo-électrique (a), de l'effet Compton (b) et de la création de paires (c)

Ces trois interactions : photoélectrique, Compton et de création de paires constituent les principaux mécanismes d'absorption de photons. Elles définissent le coefficient d'atténuation total donné par :

$$\mu_{tot} = \mu_{photo} + \mu_{Compton} + \mu_{paires} \tag{2.3}$$

Dans le cas où une interaction conduit à la formation de paires électron-trou, le rayonnement est qualifié d'ionisant. Les photons proches de l'infrarouge ou du visible (1–3 eV) génèrent une seule paire par photon, tandis que les photons UV, X et γ peuvent en produire plusieurs. Les tests de résistance aux radiations utilisent typiquement des rayons X (10 keV), dominés par l'effet photoélectrique, ou des rayons γ (1,25 MeV), dominés par l'effet Compton. L'absorption des photons dépend donc à la fois de l'énergie incidente de ceux-ci et de la nature du matériau absorbant (comme visible sur la figure 2.4).

2.2.2 Les interactions corpusculaires

Les différentes particules incidentes chargées (protons, électrons, ions, etc.) peuvent également transférer leurs énergies au matériau par des interactions avec les électrons et les noyaux. Ces interactions provoquent un ralentissement progressif des particules ainsi qu'une déviation

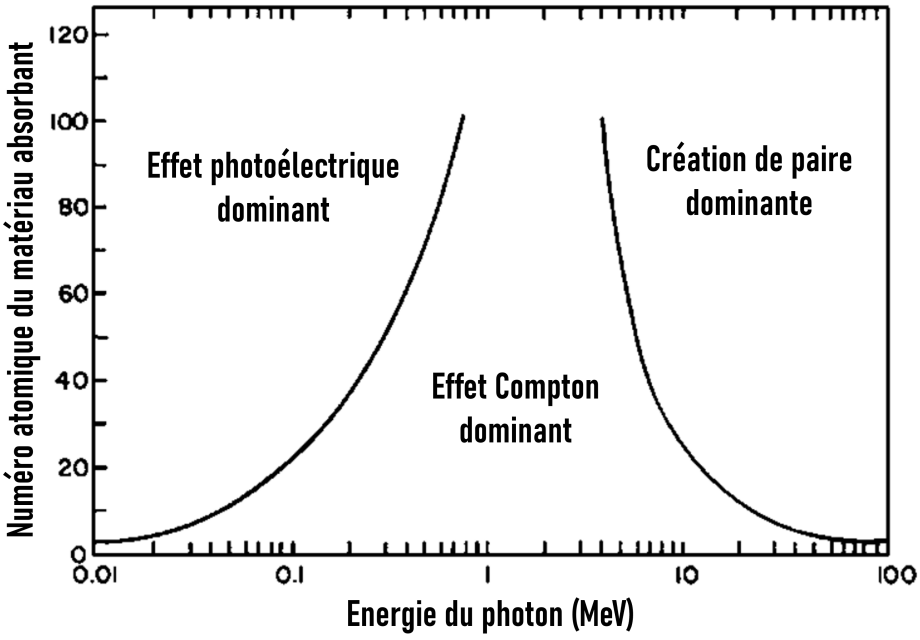


FIGURE 2.4 – Importance relative des trois principales interactions électromagnétiques. Les lignes représentent les combinaisons énergie/numéro atomique pour lesquelles les deux interactions de chaque côté de la ligne ont une probabilité égale

de leur trajectoire initiale. Elles peuvent être de deux natures principales en étant dite soit élastiques, conservant l'énergie cinétique totale du système tout en modifiant les directions de propagation, ou inélastiques, impliquant un transfert d'énergie interne à la cible, se traduisant par des phénomènes d'excitation ou d'ionisation des atomes. La probabilité qu'un mécanisme d'interaction donné se produise est décrite par la section efficace, grandeur fondamentale caractérisant la probabilité qu'une particule incidente interagisse avec la matière. La section efficace s'exprime comme une surface équivalente dont l'unité est le barn (avec 1 barn = $10^{-24} cm^2$).

Les **interactions élastiques** tout d'abord, concernent principalement les particules lourdes et suffisamment énergétiques pour être capables de franchir la barrière de potentiel coulombienne du noyau cible. On parle alors de choc nucléaire élastique. Lorsqu'il se produit, le noyau cible subit un recul qui peut initier une cascade de déplacements atomiques dans le réseau cristallin. L'énergie seuil nécessaire pour provoquer un tel choc dépend de la charge de la particule : elle est typiquement de l'ordre de quelques MeV pour les protons (2–3 MeV). Bien que la probabilité de ce type d'interaction soit inférieure à celle des interactions coulombiennes électroniques ou nucléaire (que nous verrons plus bas), son impact sur la structure atomique du matériau est considérable lorsqu'elle se produit.

Les **interactions inélastiques** ont lieu pour des particules de hautes énergies. Dans ce type d'interactions, la particule incidente peut être capturée par le noyau cible, plaçant celui-ci dans un état excité. Ce noyau excité se désexcite ensuite en émettant des rayonnements secondaires

composés de nucléons (protons ou neutrons), d'électrons en cas d'excès de neutrons, de positons en cas d'excès de protons, ou encore des photons γ. Ce phénomène, connu sous le nom de spallation [Fil+09], contribue à l'ionisation du matériau et à la formation de défauts de déplacement.

Les interactions coulombiennes ensuite, peuvent être distinguées selon si elles impliquent des électrons ou des noyaux atomiques. Les **interactions coulombiennes électroniques**, faisant parti des interactions inélastiques, sont prédominantes pour les particules chargées comme les protons. Elles induisent l'excitation ou l'ionisation des atomes du matériau. En particulier lors des processus d'ionisation, des électrons appelés électrons δ (ou *delta-rays*), peuvent être éjectés. Ces collisions constituent le principal mécanisme de perte d'énergie des particules incidentes tant que les énergies restent inférieures aux régimes où d'autres phénomènes (par exemple les collisions nucléaires inélastiques) deviennent significatifs. La perte d'énergie due à ces interactions, appelée perte d'énergie électronique (ou *ionizing energy loss* en anglais), conduit également à un échauffement du matériau. Dans la majorité des collisions, le transfert d'énergie (T) reste faible, de l'ordre de quelques dizaines d'électronvolts mais la section efficace étant élevée, la particule incidente peut engendrer un grand nombre de collisions successives [Lec18]. La perte moyenne d'énergie par unité de longueur parcourue par la particule incidente, est appelée pouvoir d'arrêt électronique (ou *electronic stopping power*).

Les interactions coulombiennes nucléaires dominent la déviation des particules lors de leur passage dans un matériau. Plus l'énergie de la particule est élevée, plus ces déviations sont faibles. La perte d'énergie associée à ces collisions nucléaires est également en général beaucoup plus faible que celle due aux collisions électroniques, sauf pour les projectiles lourds de basse énergie (typiquement dans la gamme du keV). Cette perte, appelée perte d'énergie non ionisante (*non-ionizing energy loss*), peut provoquer le déplacement d'atomes du réseau cristallin lorsque l'énergie transférée dépasse un seuil de déplacement (E_d) propre au matériau et dépendant de la direction de la particule incidente. Dans le cas de l'HgCdTe, ce seuil de déplacement a été estimé d'environ 15 eV par simulation [Mus+25] et expérimentalement [Fav-25]. L'atome déplacé peut ensuite lui aussi interagir par des interactions coulombiennes électroniques, ou nucléaires. Une cascade de déplacements peut alors se produire, le premier atome arraché est appelé *Primary Knock-on Atom* (ou PKA), le second *Secondary Knock-on Atom* (SKA), et ainsi de suite. Le déplacement d'un atome laisse une vacance dans le réseau cristallin ainsi qu'un interstitiel, constituant une paire de Frenkel (comme vu au Chapitre 1). Le modèle modifié de Kinchin-Pease utilise l'énergie de seuil de déplacement pour estimer le nombre moyen de paires de Frenkel (N_D) générées par une particule incidente telle que :

$$N_D = \frac{6\ln(2)}{\pi} \times \frac{NIEL \times \Phi \times \rho}{E_d} \tag{2.4}$$

Où ρ est la masse volumique du matériau donnée, d'environ $8 g/cm^3$ dans le cas du HgCdTe. Par analogie avec le pouvoir d'arrêt électronique, la perte moyenne d'énergie par unité de longueur due aux collisions coulombiennes avec les noyaux est appelée pouvoir d'arrêt nucléaire (*nuclear*

stopping power).

2.2.3 Les pouvoirs d'arrêt électroniques et nucléaires

Une particule incidente de haute énergie peut ainsi dissiper son énergie dans un matériau selon trois mécanismes principaux : ionisant, non-ionisant et radiatif. Cette dissipation est caractérisée par le pouvoir d'arrêt, évoqué plus haut, défini comme la dérivée de l'énergie (E) par rapport à la profondeur de pénétration (x). Le pouvoir d'arrêt total s'exprime comme la somme des contributions propres à chaque interaction :

$$\frac{\partial E_{totale}}{\partial x} = \frac{\partial E_{ionisante}}{\partial x} + \frac{\partial E_{nonionisante}}{\partial x} + \frac{\partial E_{radiatif}}{\partial x} \tag{2.5}$$

Ce paramètre dépend à la fois de la nature du milieu, de la particule incidente et de son énergie. Pour les protons, les différentes composantes du pouvoir d'arrêt peuvent être évaluées au moyen de codes de transport tels que SRIM [Zie+85]. Les interactions électroniques (ionisantes) conduisent à la création de porteurs, tandis que celles nucléaires (non-ionisantes) induisent des déplacements atomiques. La contribution radiative, quant à elle, demeure généralement négligeable. Détaillons maintenant ces différentes contributions.

Le pouvoir d'arrêt électronique tout d'abord, est lié à la perte d'énergie d'une particule dans un matériau en fonction de la profondeur de pénétration de la particule (ou *Linear Energy Transfer* (LET) en anglais). Ce transfert d'énergie s'exprime en $MeV.cm^2/g$, dépend de la densité du matériau ρ et est dépendant de l'énergie et du type de particules [Sro82] :

$$LET = \frac{\partial E_{ionisant}}{\partial x}\frac{1}{\rho} \tag{2.6}$$

En perdant de l'énergie, les particules génèrent également des paires électrons-trous le long de leurs trajectoires. Cette génération engendre l'apparition de courants transitoire parasites, visible en sortie du détecteur et appelés évènements singuliers (*Single Event Effect* (SEE) en anglais). Ces évènements se produisent sur des échelles temporelles très courtes, de l'ordre de quelques picosecondes. Les porteurs minoritaires générés à une distance de la jonction inférieure à leur longueur de diffusion sont alors collectés, provoquant une augmentation transitoire du courant de la photodiode. L'amplitude du pic de courant reflète directement la charge créée lors de l'interaction, donc la longueur de parcours de la particule dans la zone photosensible. Il est possible de calculer simplement le nombre de paires générées $n_{générées}$ via la formule :

$$n_{générées} = \frac{E_{déposée}}{\Delta E} \tag{2.7}$$

Avec ΔE étant l'énergie de création de paire, qui peut être estimée par la formule empirique de Klein [Kle68] donnée par :

$$\Delta E = \frac{14}{5}E_g + r(h\nu R) \tag{2.8}$$

Où $r(h\nu R)$ représente l'énergie transférée aux phonons optiques, typiquement comprise entre 0,5 et 1,0 eV. Dans le cas de particules incidentes de très hautes énergies, les électrons secondaires générés peuvent eux même induire des paires électrons-trou et engendrer une cascade d'ionisation. En fonction du matériau, certaines de ces charges générées peuvent être piégées et causer des dégradations de performance. Ce phénomène appelé dose ionisante sera expliqué plus bas. Nous verrons aussi par la suite que ce phénomène est aujourd'hui peu problématique dans les photodiodes HgCdTe. Cependant, les charges peuvent typiquement se retrouver piéger dans les matériaux isolants utilisés dans le circuit de lecture tel que l'oxyde de silicium (SiO2).

Le pouvoir d'arrêt nucléaire quant à lui correspond, comme évoqué plus tôt au transfert d'énergie entre les particules et les atomes par des processus non ionisants, lors d'interactions élastiques (Coulombiennes et nucléaires) ainsi que lors d'interactions nucléaires inélastiques. Ici aussi, cette perte peut être quantifié par une grandeur appelé *Non Ionising Energy Loss* (NIEL) dont l'unité est exprimée en $MeV.cm^2/g$, la même que le LET. Ce coefficient, équivalent du LET mais nucléaire est ainsi donné par :

$$NIEL = \frac{\partial E_{nonionisante}}{\partial x}\frac{1}{\rho} \tag{2.9}$$

Ce paramètre peut être déterminé analytiquement à partir des sections efficaces de ces différentes interactions [Sro+03] :

$$NIEL = \left(\frac{N_A}{A}\right)[\sigma_e T_e + \sigma_i T_i] \tag{2.10}$$

Avec σ_e et σ_i étant respectivement les sections efficaces des interactions élastiques et inélastiques, T_e et T_i les énergies de recul moyennes élastiques et inélastiques, N_A est le nombre d'Avogadro et A la masse atomique du matériau cible en gramme. Comme le LET, le NIEL dépend à la fois de la nature et de l'énergie des particules incidentes.

En particulier pour les protons, la figure 2.5 montre les contributions respectives des différents mécanismes dans la valeur totale du NIEL pour le HgCdTe (ici de fraction x=0,3 mais le NIEL a tendance à être peu dépendant de cette fraction [Fod+03]). On observe que le NIEL est dominé par des interactions Coulombiennes pour des énergies inférieures à 10 MeV, tandis que les collisions nucléaires (notamment inélastiques) deviennent prédominantes au-delà de 50 MeV.

2.3 Les effets permanents des irradiations

Les différentes interactions électroniques et nucléaires peuvent aussi provoquer des effets permanents. Une exposition prolongée aux radiations ionisantes entraîne l'accumulation d'une Dose Ionisante Totale (TID pour *Total Ionizing Dose* en anglais), tandis qu'une exposition aux radiations non ionisantes, qui provoquent des déplacements atomiques, donne lieu à la Dose de Dommages de Déplacement (DDD pour *Displacement Damage Dose*).

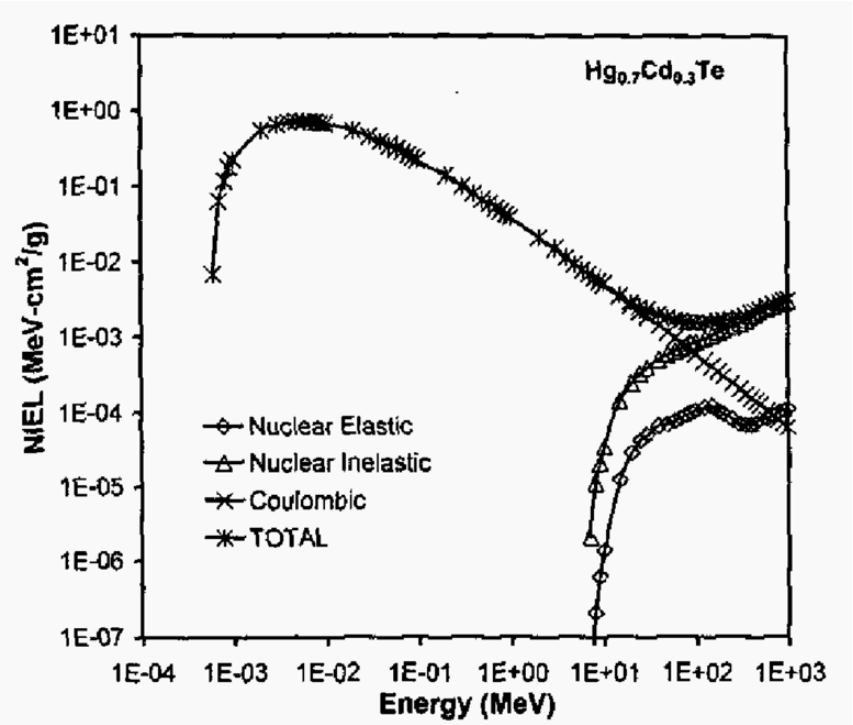


FIGURE 2.5 – Différentes contribution du NIEL pour un matériau $Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te$. Tiré de [Fod+03]

2.3.1 La Dose Ionisante Totale (TID)

La dose ionisante totale résulte des effets d'ionisation produits par différentes particules. Les plus couramment utilisées pour les campagnes d'irradiation sont les rayons gamma et X. Cette dose représente la quantité totale d'effets ionisants et peut être calculée en multipliant le LET (mentionné plus haut) par la fluence Φ, c'est-à-dire la quantité de particules incidentes sur le détecteur. La formule est alors :

$$TID = LET \times \Phi \tag{2.11}$$

La TID est exprimée en Gray ($Gy = [J/kg]$), correspondant à la quantité d'énergie (en J) déposée dans un kg de matière. Dans le domaine du spatial, le rad (ou *radiation absorbed dose* en anglais) est communément utilisé. Cette unité peut facilement être converti en Gray et vice versa tel que : $1\,Gy = 1\,J/kg = 100\,rad$. Comme le LET dépend du matériau cible, la TID doit toujours être spécifiée pour un matériau donné. L'unité la plus couramment utilisée pour mesurer la TID est le krad(Si), quelle que soit la cible. Cette unité sera retenue dans le cadre de cette thèse.

L'utilisation des protons étant courante pour étudier les dommages de déplacement, ils induisent des effets ionisants. Cette thèse se concentrant exclusivement sur les irradiations par protons, examinons ainsi plus précisément leurs effets ionisants. Lorsqu'un proton traverse le

matériau, il perd progressivement de l'énergie au profit de processus ionisants, générant des paires électron-trou le long de sa trajectoire. Dans nos conditions expérimentales, les protons atteignent le détecteur avec une énergie supérieure à 50 MeV. À de telles énergies, ils ne sont absorbés qu'après plusieurs millimètres de parcours : par exemple, le pic de Bragg d'un proton de 63 MeV (énergie de sortie du faisceau à l'accélérateur de Louvain-la-Neuve) se situe autour de 7 mm. Étant donné que la couche photosensible de nos détecteurs ne présente que quelques micromètres d'épaisseur, les protons traversent intégralement le matériau actif sans y être arrêtés. Les charges générées le long de cette trajectoire peuvent provoquer plusieurs effets. Dans le cas de détecteur HgCdTe hybridé sur un circuit de lecture silicium, les effets de dose ionisante concernent essentiellement les oxydes du ROIC, en particulier le SiO2. L'irradiation génère dans cet oxyde des paires électron-trou [McL+87 ; Sro82] dont la séparation, favorisée par le champ intrinsèque des structures MOS, conduit à l'évacuation rapide des électrons tandis que les trous dérivent lentement vers l'interface Si/SiO2 [Old+89]. Piégés dans des lacunes structurelles, ces trous forment une charge positive fixe pouvant décaler la tension de seuil des transistors.

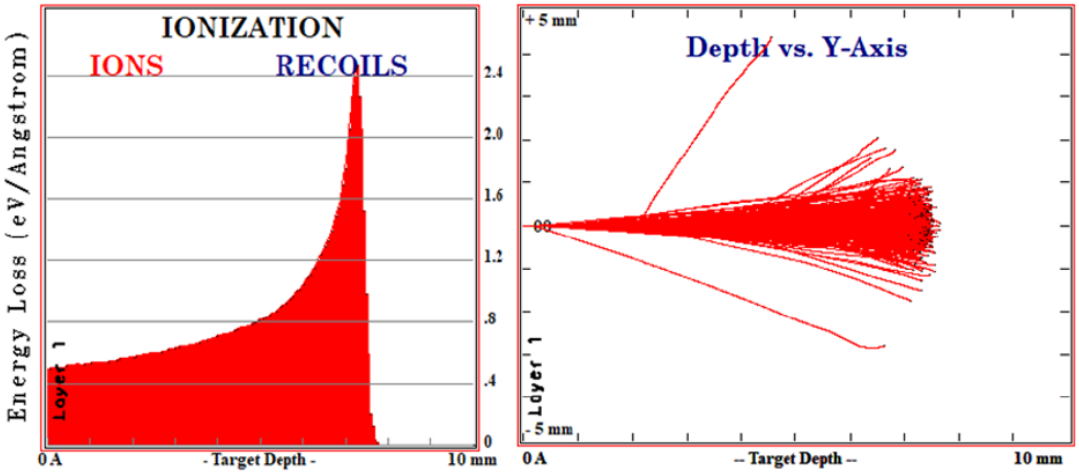


FIGURE 2.6 – Perte d'énergie des protons de 63MeV dans le HgCdTe (x=0,3) par le logiciel SRIM. Tiré de [Din23]

Dans les détecteurs de type N/P, cette accumulation de charge positive dans les interfaces peut aussi provoquer une élévation effective du niveau de Fermi en surface, conduisant à une inversion locale du substrat P en N [Kal80]. Cette inversion entraîne l'apparition et l'extension d'une jonction P-N là où il n'en existait pas auparavant. Ces jonctions induites agissent comme des zones de détection supplémentaires, augmentant ainsi la surface optiquement active de chaque photodiode. Le premier effet observable est donc une hausse de la réponse optique sous irradiation gamma, phénomène également rapporté dans la littérature. Cependant dans le cas d'une matrice de pixels, l'extension de ces régions de collecte peut conduire à un chevauchement des zones sensibles et générer de la diaphonie (ou *crosstalk* en anglais), dégradant les performances globales

du détecteur. Dans [Jun+78], cette augmentation de réponse optique est attribuée à une élévation de la durée de vie des porteurs et de l'efficacité quantique.

La dose ionisante provoque aussi une augmentation des courants de fuite dans la jonction [Zha+20 ; Lee+14] ainsi qu'une diminution de la résistance zéro-biais R_0. Cela se traduit par une augmentation du courant d'obscurité attribué à des courants de génération de surface [Kal+79]. Dans la pratique, l'augmentation du courant d'obscurité résultant de la dose ionisante est très généralement une distribution de type Gaussienne à l'échelle du plan focal [Her+09 ; Vir+14 ; Vir+19]. Le courant d'obscurité étant évalué comme une valeur moyenne, les fluctuations temporelles de génération-recombinaison sont moyennées et ne peuvent expliquer la forme de la distribution. Celle-ci est plus vraisemblablement liée à des non-uniformités spatiales, combinant une exposition légèrement non uniforme à la dose ionisante et la dispersion intrinsèque de la réponse des pixels, la convolution de ces effets pouvant conduire à une distribution globale de type gaussien. Il a par ailleurs été montré que la présence d'un champ électrique dans les structures MOS peut modifier les taux de génération des interfaces et déformer cette distribution, qui tend alors à s'éloigner du comportement Gaussien pour se rapprocher d'une loi Gamma [Bog+02a].

2.3.2 La Dose de Dommages de Déplacement (DDD)

En addition des effets TID, les dommages de déplacement apparaissent lorsque l'énergie des particules incidentes est dissipée dans des processus non ionisants. Si cette énergie transférée dépasse l'énergie seuil de déplacement (E_g), un atome du réseau peut être éjecté de sa position cristalline. L'atome ainsi déplacé génère alors une paire de Frenkel et constitue le PKA [Kit+10]. Comme évoqué plus haut, dans le cas de protons de haute énergie, comme les protons de 63 MeV, la probabilité d'interaction avec une couche mince de HgCdTe est extrêmement faible : chaque proton incident traverse généralement le matériau sans interagir, ou ne produit qu'un seul PKA avant de poursuivre sa trajectoire avec une faible déviation. Le PKA ainsi créé, peut cependant transférer son énergie au réseau lors de collisions successives. S'il possède une énergie suffisante, il peut initier une cascade de déplacements, induisant plusieurs interstitiels et lacunes. Une phase de relaxation suit immédiatement les déplacements atomiques, durant laquelle le réseau se réorganise pour minimiser son énergie potentielle. Sous l'agitation thermique, une partie des paires de Frenkel se recombine rapidement lorsque l'atome déplacé reste suffisamment proche de sa position initiale. Ces recombinaisons, dites immédiates, se produisent en moins d'une picoseconde. Les lacunes et interstitiels qui ne se recombinent pas poursuivent leur diffusion thermique jusqu'à rencontrer une entité capable de les stabiliser, telle qu'une impureté, un dopant ou un autre défaut ponctuel. Il peut alors se former des défauts complexes et stable. Ce processus de diffusion est l'ordre de la nanoseconde, et dépend de la nature des déplacements initiaux et des mécanismes de guérison associés.

Comme pour les effets ionisants, la Dose de Dommages de Déplacement (DDD) se quantifie à partir de la perte d'énergie non ionisante (NIEL) multipliée par le flux de particules incidentes,

et s'exprime alors par :

$$DDD = NIEL \times \Phi \tag{2.12}$$

La dose de déplacement dans le HgCdTe entraîne l'introduction de défauts donneurs [Kal80 ; Mal+73], augmentant la concentration en électrons, et ce aussi bien dans les matériaux de type P que N, indépendamment de la température d'irradiation ou du type de particule. Ce phénomène est d'ailleurs exploité dans certains processus de dopage où le bombardement par ions lourds de faible énergie sur du HgCdTe P dopé par lacunes de mercure permet de le transformer en type N [Bah+83]. Des résultats similaires ont été obtenus avec des ions énergétiques, des protons ou des électrons [Rei-81], montrant que l'introduction de donneurs ne dépend pas du type d'ion. Toutefois, les doses nécessaires pour provoquer une inversion de type sont plusieurs ordres de grandeur supérieures à celles rencontrées en environnement spatial [Des88].

Plusieurs travaux attribuent ce comportement à l'interstitiel de mercure. Dans [Fav-25], des irradiations d'électrons sur HgCdTe de compositions variées montrent que l'apport de porteurs disparaît lorsque la teneur en mercure diminue, et qu'un échantillon de CdTe irradié reste isolant. Ces observations suggèrent que les paires de Frenkel de Cd et de Te sont électriquement neutres, et que seuls les interstitiels Hg agissent comme défauts donneurs, en faisant les principaux défauts problématiques comme évoqué dans le Chapitre 1. Un autre mécanisme proposé repose sur la recombinaison des lacunes de mercure : les atomes de Hg interstitiels, produits en grand nombre dans les cascades de déplacement, diffuseraient dans le cristal et combleraient les lacunes doublement accepteuses initiales, rendant les défauts donneurs natifs majoritaires et conduisant à un matériau de type N [Ant+03].

Tout comme la dose ionisante, plusieurs travaux rapportent une augmentation du courant d'obscurité avec la dose de déplacement, plus particulièrement après irradiation proton [Mar+07 ; Dor+16 ; Sun+21]. À l'échelle d'une matrice de pixels, cette hausse se manifeste notamment par l'apparition de pixels « chauds » [Gui+18]. Après irradiation neutron, [Cha+20] observe également, dans une matrice HgCdTe MWIR, un élargissement de la distribution de courant d'obscurité accompagné d'une queue caractéristique des pixels chauds. Cette queue disparaît après un cycle thermique, tandis que l'augmentation globale du courant d'obscurité persiste. Par ailleurs, [Ber+14] rapporte une diminution de l'énergie d'activation du courant d'obscurité au-delà de 150 K, et [Hub+07] montre que l'opérabilité des pixels décroît lorsque la taille des photodiodes diminue.

Il faut également noter que, lors d'une irradiation par particules, l'énergie incidente diminue progressivement au cours de la traversée du matériau. En conséquence, le LET et le NIEL évoluent le long du parcours, de sorte que les dépôts d'énergie ionisante et non ionisante ne sont pas uniformément répartis. Dans notre cas, les protons traversent les fenêtres du cryostat ainsi que différents écrans froids avant d'atteindre le détecteur, perdant une fraction de leur énergie lors de la traversée. Même si les protons conservent une énergie suffisante pour traverser intégrale-

ment nos détecteurs, les dommages induits peuvent varier sensiblement pour un même faisceau. À mesure que la particule ralentit, ses LET et NIEL augmentent, entraînant mécaniquement une élévation de la densité de dommages déposés dans le matériau. Cette évolution dépend directement de la nature des matériaux traversés : un proton passant au travers d'un écran froid en cuivre perdra ainsi plus d'énergie qu'un proton traversant un écran froid en aluminium (le cuivre étant plus dense que l'aluminium), conduisant à des niveaux de dommages différents à fluence égale. Ainsi, bien que la fluence cumulée demeure l'unité principale utilisée dans la suite du manuscrit, il convient de garder à l'esprit que la dose de déplacement et la dose ionisante constituent les métriques les plus pertinentes pour une comparaison précise entre les différentes campagnes d'irradiation. Ce point souligne l'importance de considérer non seulement la fluence, mais aussi l'ensemble de la chaîne matérielle précédant le détecteur : chaque élément traversé modifie l'énergie résiduelle des protons, leur régime d'interaction et, in fine, la nature et l'intensité des dommages.

Résumé du Chapitre 2

Ce deuxième chapitre s'inscrit toujours dans une démarche bibliographique, mais entre davantage dans le cœur du sujet en abordant les mécanismes de dégradation induits par les irradiations. Il commence par un rappel de l'origine des particules susceptibles d'affecter les satellites, qu'elles proviennent du Soleil, du rayonnement cosmique ou des ceintures de particules piégées autour de la Terre. Les différentes interactions possibles entre ces particules et les capteurs d'image ont ensuite été présentées, en distinguant les interactions électromagnétiques et corpusculaires.
Les notions de pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire ont également été introduites afin de clarifier la définition et l'interprétation des doses d'irradiation. Les concepts de dose ionisante et de dose de déplacement ont ainsi été explicités. Ce chapitre constitue une étape essentielle du manuscrit, les irradiations représentant la pierre angulaire de l'ensemble des travaux présentés dans cette thèse.

Chapitre 3

L'effet des radiations dans les capteurs infrarouges faible gaps

3.1 État de l'art dans le HgCdTe 55
3.1.1 Les études actuelles dans le HgCdTe 55
3.2 Campagnes de mesures de la thèse 58
3.2.1 Introduction des campagnes 58
3.2.2 Différences entre les technologies 60
3.2.3 Objectifs des campagnes 62
3.2.4 Les campagnes d'irradiations 63

3.1 État de l'art dans le HgCdTe

Si les effets des irradiations sont bien étudiés dans les capteurs d'images Silicium, ils sont moins documentés dans les composants HgCdTe. Leurs effets n'en restent pas néanmoins problématiques dans le cadre de missions spatiales et il est donc nécessaire de les caractériser. Comme évoqué en début de manuscrit, cette thèse s'inscrit dans la volonté de mieux comprendre les dégradations de performances des composants HgCdTe. Plus particulièrement, nous verrons que la thèse se concentre principalement sur les rayonnements infrarouges lointains et très lointains (LWIR/VLWIR). Avant d'introduire mes travaux, il faut tout d'abord se positionner par rapport aux recherches actuelles.

3.1.1 Les études actuelles dans le HgCdTe

Depuis 1971 [Foy+71], de nombreux laboratoires travaillent sur la question des irradiations de composants HgCdTe à travers le monde. Les résultats publiquement étudiés proviennent cependant principalement des institutions publiques telles que l'agence Européenne, le CNES ou

le CEA ou encore la NASA. Les industriels du domaine tendant plutôt sur des études validant des caractéristiques de missions sans entrer dans les effets physiques des irradiations. Les coûts élevés et la rareté des dispositifs HgCdTe sont par ailleurs la raison de ce faible nombre d'études dans ce matériau. Au fil des années, des études ont cependant été nécessaires et plusieurs constats et conclusions ont pu être faits sur les effets des radiations dans les composants HgCdTe.

Ces études ont à la fois porté sur les effets de la dose ionisante totale, des dommages de déplacement, ou sur les effets singuliers. Si l'on s'intéresse tout d'abord aux résultats d'études en dose ionisante, utilisant principalement des rayonnements gamma, on constate que dans la majorité des cas, les dommages de dose ionisante ne semblent pas liés au *bulk* de HgCdTe composant la photodiode [Din+23b ; Sun+21 ; Din+23a ; Hu+25]. Ils semblent provenir soit du circuit de lecture en Silicium, soit de défauts d'interfaces pouvant être présents à la jonction *bulk*/passivation. Comme évoqué plus haut, côté ROIC, un piégeage de charges, principalement positive peut avoir lieu dans au niveau des interfaces Si/SiO2, provoquant un phénomène de *flatband shift*[1] [Hop+94 ; Kal+81] ou de modification de la tension de seuil [Hub+91]. Ces effets ROIC ont aussi montrés la création d'un courant de fuite additionnel pouvant se produire au niveau des amplificateurs colonnes ou dans une jonction P-N proche de la capacité d'intégration [Din+23b]. Des charges peuvent également être piégées dans des défauts d'interface entre le HgCdTe *bulk* de la photodiode et la passivation [Jun+78 ; Kal+79 ; Din+23a ; Pic+03b ; Sar+90], induisant des états d'interface créant des niveaux d'énergie additionnels dans la bande interdite et donc du courant parasite. Ces piégeages ont par ailleurs montrés qu'ils pouvaient induire une inversion au niveau de la passivation, augmentant la taille de la ZCE [Kal+79 ; Din+23a], provoquant une amélioration de la réponse à faible dose [Din+23a]. Ces dégradations sont fortement dépendantes du nombre de défauts d'interfaces présents. De ce fait, les effets de la dose ionisante totale étaient un facteur limitant des performances avant la fin des années 80, lorsque les composants HgCdTe étaient passivés avec du ZnS [Kal+81 ; Sar+90 ; Wat88 ; Wil+87] (induisant beaucoup de désaccord de maille). Mais aujourd'hui, grâce à la démocratisation de l'ajout d'une couche de CdTe avant la passivation, induisant moins de dislocations, les effets de la TID ont pu être grandement réduits dans les capteurs HgCdTe.

Les études récentes se sont donc axées sur les dommages de déplacements, identifiés comme plus préjudiciables dans les composants HgCdTe. Un nombre conséquent d'études ont montré que les dommages de déplacements induisaient des augmentations de courant d'obscurité [Mar+07 ; Sun+21 ; Ber+14 ; Din+23a ; Cro+20 ; Din+23d ; Fah+15 ; Hel+04 ; Joh+04]. Ce courant, augmente de façon linéaire avec la fluence [Sun+21 ; Fri+25] et provient des défauts (voir Chapitre 1) induits par les particules incidentes. Ces défauts, principalement donneur, sont comme nous l'avons évoqué plus haut, majoritairement des lacunes de mercure [Pic+03b] qui peuvent se comporter comme des centres SRH. Si ces centres sont localisés dans la ZCE, ils augmentent le courant d'obscurité [Din+23a ; Din+23d]. S'ils sont dans le *bulk*[2] , ils peuvent par ailleurs

1. Déplacement de la tension de bande plate d'un dispositif MOS.
2. Partie massive et volumique d'un matériau ou d'un semi-conducteur, distincte des interfaces et des couches

réduire la durée de vie, la longueur de diffusion et donc la responsivité du capteur [Hub+07 ; Din+23a ; Pic+03b ; Jen+17]. Différentes études ont aussi montré une perte linéaire d'efficacité quantique avec la dose de déplacement [Sun+21 ; Ber+14] induite par les mêmes phénomènes que évoqués plus haut . Enfin, le courant de diffusion semble aussi être augmenté par la création de défauts [Din+23a]. Cette observation est cohérente avec ce que l'on pourrait attendre car la génération de défauts de déplacement se produit à la fois dans la ZCE tout comme dans le *bulk*. Des études du phénomène de RTS (voir Chapitre 1) peuvent aussi être trouvé dans le HgCdTe [Bru+14 ; Gué+20 ; Cla+25] mais rares sont celles qui étudient ce bruit avec les irradiations. Le peu d'articles disponibles s'accorde cependant sur le fait que les RTS semblent évoluer de manière similaire à dans d'autres matériaux : en termes de nombre de pixels RTS, d'amplitude de transition maximum (ATM) tout comme de nombre de niveaux et de transitions. Ces paramètres augmentent ainsi avec la dose de déplacement [Din+23c ; Ant+24].

Des phénomènes de guérison des effets de dose ionisante [Jun+78 ; Kal+79] et de dose de déplacement [Din+23b ; Sun+21 ; Hu+25 ; Cro+20 ; Hel+04 ; Fri+25 ; Jen+17 ; Ant+24] ont également été vastement reportés. Des recuits à température ambiante ont montré des guérisons de la dégradation de courant d'obscurité [Din+23b ; Kal+79 ; Cro+20 ; Jen+17], d'efficacité quantique [Sun+21] et des phénomènes de RTS [Din+23b ; Ant+24]. Ces guérisons, semblent progressives avec l'augmentation de la température [Jen+17], indiquant une réorganisation graduelle des défauts à mesure que l'on réchauffe le composant, avec une accélération des guérisons au-delà de 200 K [Kal+79]. Si certains papiers reportent une guérison totale des dégradations de courant d'obscurité, il est aussi constaté que celui-ci peut être endommagé de façon permanente sans pouvoir retrouver les performances initiales [Din+23b ; Cro+20 ; Hel+04]. Il est même arrivé qu'après un recuit et une redescente à température cryogénique, les dégradations pouvaient être aggravées par un recuit, ou appelé en anglais « *reverse annealing* » [Sun+21 ; Hop+94 ; Din+23b]. Ces dégradations permanentes à température ambiante peuvent néanmoins être guéries en augmentant encore la température [Din+23b], améliorant même les performances par rapport à celles initiales dans certains cas [Hu+25].

Enfin, au-delà des effets permanents, les effets singuliers peuvent aussi être préjudiciables pour le bruit ou pour les applications à intégration longue du signal comme dans l'astronomie par exemple. Un certain nombre d'études ont aussi été faites sur ces effets [Hub+91 ; Pic+03b ; Joh+04 ; Mar+03 ; Suf+03]. Tout comme pour d'autres composants, ces effets peuvent se produire dans le ROIC silicium (SEL pour *Single Event Latch-up* ou SEU pour *Single Event Upset*) ou au niveau de la diode, provoquant notamment de la persistance après impact [Joh+04]. Ces effets peuvent aussi parfois affecter plusieurs pixels à la fois, car les longueurs de diffusions des charges générées par les impacts sont souvent plus grandes que les dimensions des pixels [Joh+04 ; Mar+03].

Des charges générées dans un pixel pourraient ainsi diffuser dans les pixels voisins induisant

superficielles.

du *crosstalk*. Un tableau récapitulatif des différentes études disponibles sur les irradiations de HgCdTe est disponible en Annexe H.

3.2 Campagnes de mesures de la thèse

À l'issue de cette revue des connaissances sur les effets des irradiations dans le HgCdTe, il convient désormais d'identifier les principales questions scientifiques qui demeurent ouvertes et de préciser les apports originaux de ce manuscrit. Comme cela a déjà été évoqué plus haut, une grande partie des études d'irradiation concernent la qualification de composants. Si ce type d'étude, visant à déterminer si les différents instruments des satellites peuvent supporter des conditions radiatives de l'environnement spatial nous apportent des connaissances sur les dégradations, elles possèdent néanmoins des limitations pour l'étude des phénomènes physiques. La première, sont les doses d'irradiation visées, souvent faibles car représentatives des conditions spatiales dans lesquelles sera le satellite en vol (et dans la majorité des cas, l'idée est de quand même d'éviter les conditions les plus chargées en particules). La seconde limitation peut parfois se trouver dans les conditions des études. En effet, si les études se placent dans des conditions de missions, elles peuvent alors considérer un flux de photons qui est généralement bien plus intense que le courant d'obscurité. Ce flux dominera alors le signal, rendant difficile l'observation de variations fines de courant d'obscurité ou masquant entièrement le bruit d'obscurité comme le RTS par exemple.

3.2.1 Introduction des campagnes

C'est dans ce cadre que s'inscrivent les études présentées dans la suite de ce manuscrit. Elles visent en premier lieu à clarifier plusieurs questions scientifiques encore ouvertes concernant les effets des irradiations dans le HgCdTe, notamment en ce qui concerne les mécanismes physiques de dégradation et leur dépendance aux conditions d'utilisation. Afin de progresser sur ces points, nous avons décidé d'explorer les conditions expérimentales suivantes :

1. Étudier des composants qui n'avaient pas encore été étudiés comme pour les composants P/N NG (Nouvelle Génération)
2. Irradier à des doses élevées, généralement pas atteintes dans le cas d'études de validation
3. Étudier des phénomènes n'ayant pas encore été étudiés sous irradiations (on évoquera notamment la persistance)
4. Observer les effets dans des conditions d'obscurité pour les distinguer plus finement
5. Apporter une interprétation physique cohérente des effets observés, en reliant les évolutions mesurées aux mécanismes microscopiques induits par les irradiations

Afin de répondre à ces interrogations, plusieurs composants ont été étudiés dans le cadre de cette thèse. Le sujet de la thèse fait suite à des travaux faits sur des composants MWIR lors

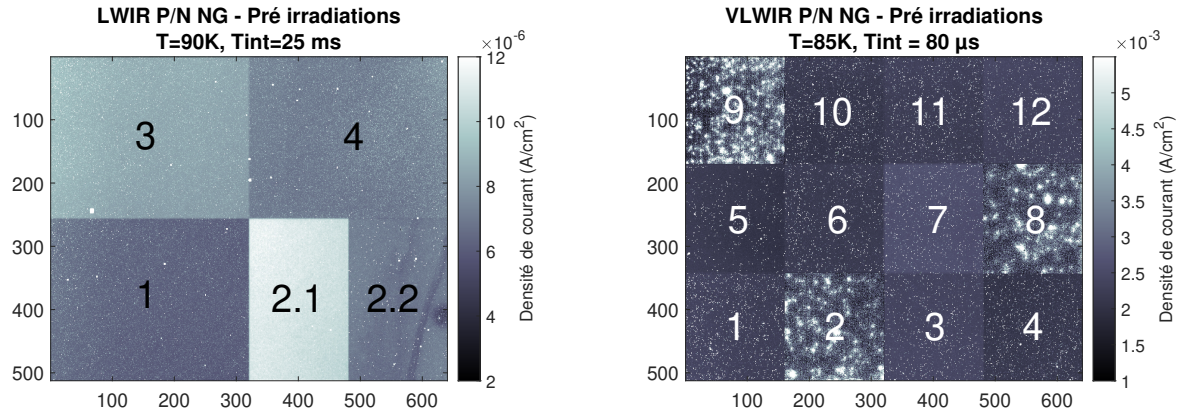
de la thèse de Ségolène Dinand. Les travaux présentés ici portent sur les effets des radiations sur les capteurs d'images infrarouges faibles gap en se focalisant sur l'effet du gap avec des composants opérant dans le LWIR et le VLWIR initialement (possédant les plus faibles gaps de la bande infrarouges) puis en SWIR. L'étude de différentes longueurs d'onde nous a ainsi permis de nous questionner sur un potentiel effet universel sur les photodiodes HgCdTe à différentes stœchiométries et gap comme nous le verrons par la suite. Afin de bien situer les différences d'architectures entre les différents composants étudiés, il convient de les introduire.

Le premier composant étudié durant ces travaux est un capteur HgCdTe opérant dans les LWIR et VLWIR et dont les longueurs d'ondes de coupures sont respectivement $\lambda_{c_{LWIR}} = 9.8\,\mu m$ @60 K (gap de $E_g = 126\,meV$) et $\lambda_{c_{LWIR}} = 12.7\,\mu m$ @60 K (gap de $E_g = 0.098\,meV$). Ce composant utilise une technologie N/P hybridée sur un ROIC Silicium de type CTIA (voir Chapitre 1) avec un pas inter pixel de 30 µm. Chaque bande est composée de trois sorties vidéo, comportant elle-même quatre lignes de 600 pixels. L'électronique nous permettant de lire neuf sorties vidéo, les études que nous avons pu faire étaient sur une statistique maximum de 9Ö4Ö600 = 21600 pixels. L'instrument est conçu pour fonctionner à une température cryogénique de 60 K. Pour ce travail de thèse, les composants furent intégrés dans des cryostats à azote liquide de marque Kadel, adaptés mécaniquement pour être pilotés en température entre 82 K et 110 K dont la description détaillée est donnée en Annexes.. Les bandes VLWIR du composant possédant un courant d'obscurité trop élevé dans ces conditions n'ont donc pas pu être étudiées en températures. Des mesures complémentaires à une température fixe de 60 K ont ainsi été faites. L'étude des énergies d'activations se sont donc concentrées sur les bandes LWIR, soit sur une statistique de 10800 pixels.

Nous avons aussi eu l'occasion d'irradier des composants P/N de nouvelles génération (dit NG). Ces composants possèdent des circuits de lectures à injection directe (voir 1.2.2) et des pixels d'un pas de 15 µm. Le premier composant opère dans le LWIR avec une coupure à $\lambda_c = 9.3\mu m$ @90 K (gap de $E_g = 130\,meV$) et le second dans le VLWIR avec une coupure à $\lambda_c = 15\,\mu m$ @78 K (gap de $E_g = 82.7\,meV$). Ces matrices ont l'avantage d'être composées par des pixels de géométries variables. Il y a ainsi sur la même matrice 5 géométries de pixels sur le composant LWIR et 12 sur le VLWIR.

Lors des mesures et des campagnes d'irradiations, le composant LWIR était intégré dans un cryostat Kadel adapté. Tout comme pour celui utilisé pour les composants N/P, la communication avec le composant se faisait par une limande pincée qui sortait directement du cryostat. Cette architecture permettait des mesures à des températures allant de 90 K à 120 K environ. Le composant VLWIR était quant à lui placé dans un cryostat refroidi à l'azote liquide qui ne pouvait pas être piloté en température. Il était donc maintenu à une température d'environ 82 K en considérant les pertes de conduction thermiques liées au doigt froid (contre 77.36 K étant la température de l'azote liquide). Ici aussi la communication avec le composant se faisait par limande pincée.

Le dernier dispositif étudié durant ces travaux fut un composant SWIR à application astrono-



(a) (b)

FIGURE 3.1 – Cartographie de courant d'obscurité avant irradiations des composants P/N New Gen LWIR (a) et VLWIR (b). On y constate les différentes variantes.

mique. Ce composant également P/N, mais de génération actuelle fait partie du projet européen ALFA (pour *Astronomy Large Format Array*) qui a pour vocation de développer des composants de grands formats pour l'astronomie à l'échelle européenne. Dédiés à l'observation des faibles flux, ils utilisent une couche de détection en HgCdTe coupant dans le SWIR à $\lambda_c = 2.1\,\text{ţ}m$ @100 K (gap de $E_g = 590\,meV$) hybridée sur un ROIC Silicium de type SFD pour permettre des intégrations longues associée à une lecture non destructive (voir Chapitre 1). Le composant analysé comportait une matrice de 514×640 pixels avec un pas pixel de 15 µm et était intégré dans un cryostat à azote liquide du CEA Irfu (pour Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers). Il était maintenu à une température d'environ 80 K de façon passive (comme pour le composant VLWIR P/N NG).

3.2.2 Différences entre les technologies

Les études de cette thèse s'intéressent donc à trois technologies de photodiode HgCdTe différentes : le N/P, P/N et P/N NG. Ces différentes technologies reflètent bien les évolutions en termes de performances qui ont pu être faites depuis une quarantaine d'année en France. Les diodes de technologie N/P sont par exemple développées depuis les années 90. Technologie de référence pendant plus de 25 ans, elle repose sur une architecture planaire implantée d'ions bore N+N-P [Des88]. Dans une telle architecture, le dopage de type P est obtenu à l'aide de lacunes de mercure. La couche de base de type P est ensuite positionnée entre le substrat et la région dopée N+. Comme les défauts agissent systématiquement comme des donneurs, l'implantation d'ions bore amène à une conductivité de type N+. De plus, lors de l'implantation, les interstitiels de mercure sont libérés et diffusent vers la zone P, annihilant les lacunes de mercure et formant une région dopée N- sous la couche implantée N+. Cette technologie planaire est aujourd'hui très bien établie et offre des avantages substantiels, tels que la robustesse du processus, une très

grande fiabilité et un excellent rendement de production.

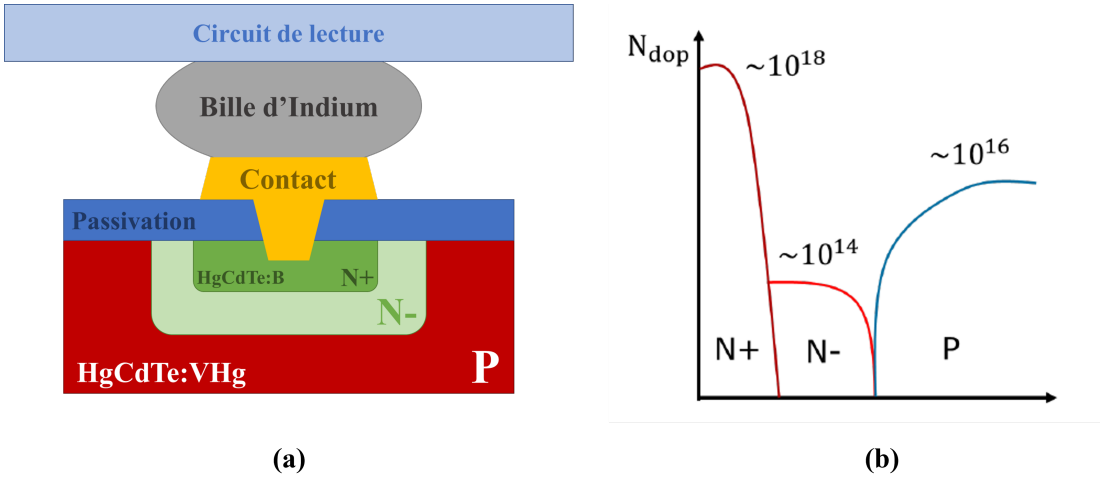


FIGURE 3.2 – Vue schématique d'une photodiode HgCdTe N-sur-P planaire implantée par Bore (a) et son profil de dopage (b) tiré de [Din23]

Cependant, l'architecture P/N peut présenter certains avantages en raison de la durée de vie et de la mobilité des porteurs minoritaires (trous) dans la zone de type N de la jonction. Cette structure se caractérise par un courant d'obscurité plus faible, et donc par des températures de fonctionnement plus élevées. Elle se caractérise également par une résistance série plus faible, en raison de la mobilité des porteurs majoritaires (électrons) dans la couche de base.

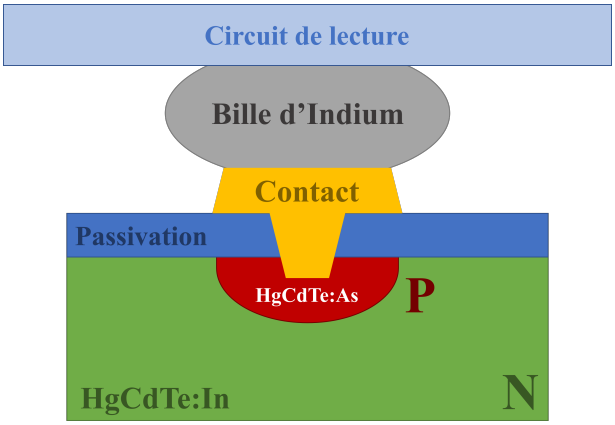


FIGURE 3.3 – Vue schématique d'une photodiode HgCdTe P/N planaire implantée par Arsenic

Cette propriété est intéressante pour éviter la dépolarisation dans les matrices de très grande taille. Cependant, ces avantages sont contrebalancés par la difficulté du dopage à l'arsenic de type P. Dans le cas des composants P/N français , les jonctions sont obtenues par implantation d'arsenic dans une couche de base HgCdTe dopée à l'Indium [Mol+08].

Après l'implantation ionique, deux étapes de recuit sous pression de Mercure sont faites. La

première (au-dessus de 400 °C) active l'Arsenic implanté, en tant qu'accepteur dans le site Tellure, et supprime en même temps les dommages induits par le bombardement ionique. Une deuxième étape de recuit (à environ 200 °C) suit la première afin de combler les lacunes de Mercure créées à la fois pendant la croissance et lors de la première étape de recuit et, par conséquent, le dopage de type P lié à cet accepteur natif (lacune de Mercure). Cela rétablit le dopage de type N lié aux impuretés d'Indium. Une amélioration supplémentaire de l'architecture P/N a également été développée par la suite. Cette technologie, appelée P/N NG reprend les bases des photodiodes P/N avec un dopage N Indium et un dopage P par implantation d'Arsenic suivi de recuits d'activation sous surpression de Mercure. La différence réside dans l'optimisation des processus de croissance du cristal de CdTe(Zn) (sur lequel a lieu la croissance du HgCdTe). Le P/N NG réduit ainsi drastiquement la densité de défaut dans ce substrat. Une subtilité additionnelle de cette nouvelle technologie est l'utilisation d'un flow technologique complètement différent permettant la présence d'une hétérostructure distinctive dans la zone P via un gradient latéral de Cadmium [Lob+25]. Ce gradient permet d'augmenter la taille de la bande interdite dans la ZCE, ce qui limite les processus de génération de porteurs d'obscurité. Ces différences par rapport au P/N classique ont pour conséquence d'améliorer sensiblement les performances.

3.2.3 Objectifs des campagnes

Les différentes campagnes cherchaient donc à répondre aux objectifs évoqués en début de partie avec pour visée principale l'étude de l'évolution du courant d'obscurité après les étapes d'irradiation tout comme du phénomène RTS. Les composants LWIR et VLWIR (N/P et P/N NG) étaient donc placés dans des conditions d'obscurité afin de faire des mesures de courant et de cube RTS [3] à différentes fréquences d'acquisition. Des mesures à plusieurs températures ont aussi été faites avant et après irradiation pour extraire les énergies d'activations associées au courant d'obscurité via le formalisme d'Arrhenius (voir Chapitre 1). Autrement, les composants étaient maintenus à la même température cryogénique tout au long de la campagne afin d'éviter des phénomènes de recuit. Ce recuit a tout de même été étudié en effectuant des recuits progressifs à la fin des campagnes afin de regarder la dynamique de guérison ou d'aggravation des performances après une remontée en température. Il faut noter que les composants étaient maintenus à la masse durant les irradiations afin d'éviter au maximum les effets de dose ionisante, également présente sur le ROIC silicium lors d'irradiations protons.

La campagne de composant SWIR était différente car ce n'est pas une campagne à laquelle j'ai participé. C'est en réalité grâce à la gentillesse du CEA Irfu que j'ai eu l'occasion de pouvoir travailler sur les données d'irradiation de leur campagne afin d'étudier les dégradations de courant d'obscurité. Au-delà de ce phénomène, cette campagne visait aussi à étudier les potentiels effets des irradiations sur le phénomène de persistance. L'analyse de ce phénomène ne sera pas présentée

3. Acquisition successive de z images donnant un cube de donnée de dimension x×y×z avec x et y les dimensions de la matrice de pixel (en nombre de pixel).

dans ce manuscrit mais je vous invite à consulter les différents travaux de Thibault Pichon pour plus d'information . La particularité des données de cette campagne était que les acquisitions étaient des rampes non destructives d'une durée de trois heures. Ces longues acquisitions nous ont permis d'étudier également l'activation du cryostat à la suite des irradiations, point important à considérer dans le cas de certaines études.

3.2.4 Les campagnes d'irradiations

Les différentes campagnes d'irradiation de cette thèse s'intéressaient aux effets des dommages de déplacement. Nous avons donc utilisé des protons de 63 MeV pour les différentes irradiations des composants LWIR et VLWIR. Cette énergie de proton représente l'énergie maximale disponible au sein du lieu d'irradiation : le cyclotron de Louvain la Neuve en Belgique. Deux campagnes ont été faites en Belgique. La première, fin décembre 2024 comprenait l'irradiation de premiers composants N/P. La seconde campagne, en avril 2025 comprenait quant à elle les composants P/N NG LWIR et VLWIR ainsi qu'un troisième composant N/P. Pour le composant SWIR, les irradiations ont été faites par le CEA Irfu dans le centre d'ARRONAX en France avec des protons de 68 MeV fin 2022.

Pour les composants N/P, l'énergie des protons fût dégradée à environ 55 MeV après le capot du Kadel et l'écran froid en aluminium. Les trois composants N/P furent irradiés en trois étapes d'irradiations avec des mesures de courant et de RTS entre chaque étape. Un flux de $1.35 \times 10^8 protons/cm^{-2}/s$ a été utilisé pour atteindre les différentes fluences et doses d'irradiation visibles sur le tableau 3.1.

TABLE 3.1 – Tableau des fluences, doses de déplacement et doses ionisantes des différents paliers d'irradiation pour les composants N/P

	Fluence cumulée ($\text{protons} \cdot \text{cm}^{-2}$)	$\text{TNID}_{\text{HgCdTe}}$[4] (MeV/g)	TID_{Si} (krad)
Palier 1	1.22×10^{11}	2.49×10^8	17.26
Palier 2	4.86×10^{11}	9.92×10^8	68.78
Palier 3	7.29×10^{11}	1.49×10^9	103.17

Les composants P/N NG, irradiés à l'aide de protons de même énergie que ceux N/P, étaient en réalité touchés par des protons d'énergie estimée à 50 MeV car ils devaient traverser un écran froid en cuivre matériau absorbant plus d'énergie que l'aluminium. Pour monter à des doses plus élevées, le flux de proton a été augmenté à $1.5 \times 10^8 protons/cm^{-2}/s$. Les irradiations ont ainsi été faites en trois étapes détaillées dans le tableau 3.2.

Enfin, pour le composant SWIR, des simulations utilisant GEANT4 associées à des mesures in situ de la fluence ont permis de déterminer les fluences et doses des trois étapes d'irradiations, visible dans le tableau 3.3.

TABLE 3.2 – Tableau des fluences, doses de déplacement et doses ionisante des différents paliers d'irradiation pour les composants P/N NG LWIR et VWLIR

	Fluence cumulée (protons · cm^{-2})	TNID$_{\text{HgCdTe}}$[5] (MeV/g)	TID$_{\text{Si}}$ (krad)
Palier 1	2.7×10^{11}	5.51×10^{8}	38.2
Palier 2	5.4×10^{11}	1.1×10^{9}	76.42
Palier 3	1.04×10^{12}	2.12×10^{9}	147.18

TABLE 3.3 – Tableau des fluences, doses de déplacement et doses ionisante des différents paliers d'irradiation pour le composant SWIR de type ALFA

	Fluence cumulée (protons · cm^{-2})	TNID$_{\text{HgCdTe}}$[6] (MeV/g)	TID$_{\text{Si}}$ (krad)
Palier 1	2.7×10^{11}	5.51×10^{8}	38.2
Palier 2	5.4×10^{11}	1.1×10^{9}	76.42
Palier 3	1.04×10^{12}	2.12×10^{9}	147.18

Des mesures après un mois et après un an à température ambiante ont également été faites pour observer le phénomène de recuit à température ambiante.

Résumé du Chapitre 3

Ce troisième chapitre s'inscrit logiquement dans la continuité du thème des irradiations, fil conducteur du manuscrit. Il propose un état de l'art consacré aux composants HgCdTe, en mettant en perspective les études menées sur ce matériau par rapport à d'autres semi-conducteurs plus largement documentés, comme le silicium. La littérature disponible sur le HgCdTe reste en effet plus limitée et, bien que des qualifications sous irradiation soient systématiquement réalisées pour les missions spatiales, le caractère sensible, notamment militaire, de ce matériau rend les études à visée purement physique plus rares. Un état des lieux des connaissances actuelles a ainsi été dressé, couvrant l'évolution du courant d'obscurité sous irradiation, les travaux existants sur le bruit, les phénomènes de recuit ainsi que les études d'effets singuliers rapportés dans la littérature. Les campagnes d'irradiation menées dans le cadre de cette thèse ont ensuite été présentées, afin de les replacer par rapport aux travaux antérieurs et de justifier les choix expérimentaux que nous avons fait.

Les principaux points à retenir de ce chapitre concernent le manque d'études disponibles et le besoin évident de travaux complémentaires. Il met également en lumière les contraintes spécifiques associées aux campagnes d'irradiation sur des composants HgCdTe, et plus

généralement aux expériences menées à température cryogénique. Ces conditions imposent que l'ensemble des caractérisations soit réalisé au sein d'un même cycle thermique afin d'éviter tout effet de recuit, ce qui conduit à exclure certaines mesures. La définition claire de ces campagnes permet ainsi d'aborder l'analyse des résultats dans les chapitres suivants de manière sereine et en parfaite connaissance des contraintes expérimentales.

Chapitre 4

Evolution du courant d'obscurité avec les irradiations

4.1 Composant ALFA SWIR 68
4.1.1 Paramètres de mesure du composant SFD 68
4.1.2 Effet des particules secondaires sur les mesures 69
4.1.3 Évolution du "signal d'obscurité" avec les irradiations 71
4.1.4 Estimation de la dosimétrie lors des mesures 74
4.2 Composant N-sur-P LWIR 77
4.2.1 Étude de l'énergie d'activation du CH3 79
4.2.2 Caractéristiques tension-courant sous irradiations 80
4.2.3 Évolution de la valeur moyenne de courant d'obscurité 81
4.3 Composants P-sur-N NG LWIR 82
4.3.1 Énergies d'activation des composants P/N NG pré irradiations 82
4.3.2 Évolution de la valeur moyenne de courant d'obscurité avec les irradiations 83
4.3.3 Études des caractéristiques I(V)s 83
4.3.4 Évolution de l'énergie d'activation avec les irradiations 85
4.4 Facteur de dégradation universel dans le HgCdTe 86
4.4.1 Facteur de dommage dans le Silicium 87
4.4.2 Données nécessaires pour effectuer le calcul 88
4.4.3 Est-il possible d'appliquer la méthode de Srour *et al.* dans le HgCdTe? . . 88
4.5 Effets des recuits 92

Regardons maintenant les différents résultats des études prenant part dans cette thèse. Dans cette partie, j'aborderais les composants en allant vers des gaps de plus en plus petits. Ainsi dans un premier temps, nous verrons les résultats du composant ALFA en SWIR, puis nous verrons ensuite les résultats des composants N/P en LWIR pour enfin finir sur les composants P/N NG en

LWIR et VLWIR. Les différents résultats seront analysés avant d'être potentiellement comparés entre eux.

4.1 Composant ALFA SWIR

4.1.1 Paramètres de mesure du composant SFD

Comme évoqué plus haut, la campagne d'irradiation du composant visait initialement à regarder les potentielles variations du phénomène de persistance avec les dommages de déplacements générés par les irradiations protons. Les mesures étaient donc assez particulières car elles utilisaient des rampes d'intégration du signal non destructives de plus de trois heures de long (acquisition dites *Up The Ramp* en anglais (UTR)) comme visible sur la figure 4.1.

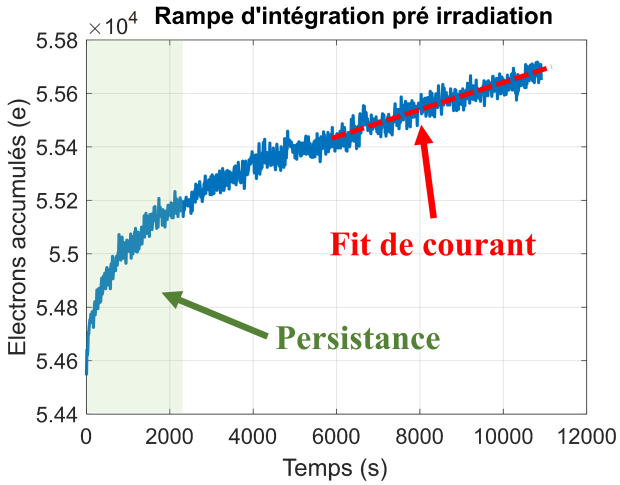


FIGURE 4.1 – Rampe d'intégration de 3h avant irradiation. On constate la contribution de persistance au début de la rampe

Une telle acquisition dans des conditions de courant d'obscurité se traduirait alors par une pente linéaire représentant l'accumulation des charges liées à un courant régulier dans le temps. Dans les faits, le phénomène de persistance était présent et induisait une contribution de signal non linéaire au début de l'acquisition (voir figure 4.1), et ce, dès les mesures pré irradiations . Des travaux ont été fait sur cet effet [LeG+22 ; Gof+20 ; Le +22], mais à ce jour, aucune étude en irradiation n'a été faite, d'où l'intérêt premier de cette campagne.

Le calcul du courant d'obscurité d'une mesure comme celle-ci était donc peu classique. La première considération à avoir est que, comme la mesure est affectée par de la persistance au début de l'intégration, le calcul du courant devait être fait sur une portion linéaire de l'évolution se situant à la fin de la rampe. Pour réduire au maximum l'effet du bruit de mesure, il aussi a été décidé de faire le calcul sur un nombre important de points de la fin de l'intégration. Ainsi le courant d'obscurité était estimé par régression linéaire des 500 derniers points de la rampe. Cette sélection des 500 derniers points est arbitraire mais correspond à une portion de

l'acquisition sur laquelle la disparition complète de la persistance a été constaté. On obtient une pente en électrons/seconde, correspondant au courant d'obscurité.

4.1.2 Effet des particules secondaires sur les mesures

La seconde considération concerne des transitoires qui ont pu être constatés au cours des mesures succédant les irradiations. Ces transitoires, correspondant à des sauts brutaux dans la valeur du signal, qui semblaient provenir des éléments du cryostat se trouvant près du capteur, émettant des particules secondaires. Cet effet pouvait avoir lieu après les irradiations, par décroissance radioactive des éléments activés du cryostat en aluminium et en cuivre, ou durant les irradiations par réémission rapides [Dec+72]. Ce type de réémissions peut perturber nos calculs de courant d'obscurité et, comme on le verra plus bas, certaines mesures réalisées pendant les irradiations. En acquisition non destructive, un transitoire se traduit en effet par l'intégration d'un paquet de charges qui provoque un saut dans la rampe ; cette contribution reste ensuite présente tout au long de l'intégration. La rampe est alors brutalement déformée. En théorie, un excès ponctuel de charge pourrait être corrigé en soustrayant sa valeur du reste de la rampe. En pratique, toutefois, les transitoires observés induisent une forme de « persistance décroissante » : comme le montre la figure 4.2, la tension mesurée décroît progressivement après le saut avant de retrouver la pente correspondant à l'accumulation du courant d'obscurité.

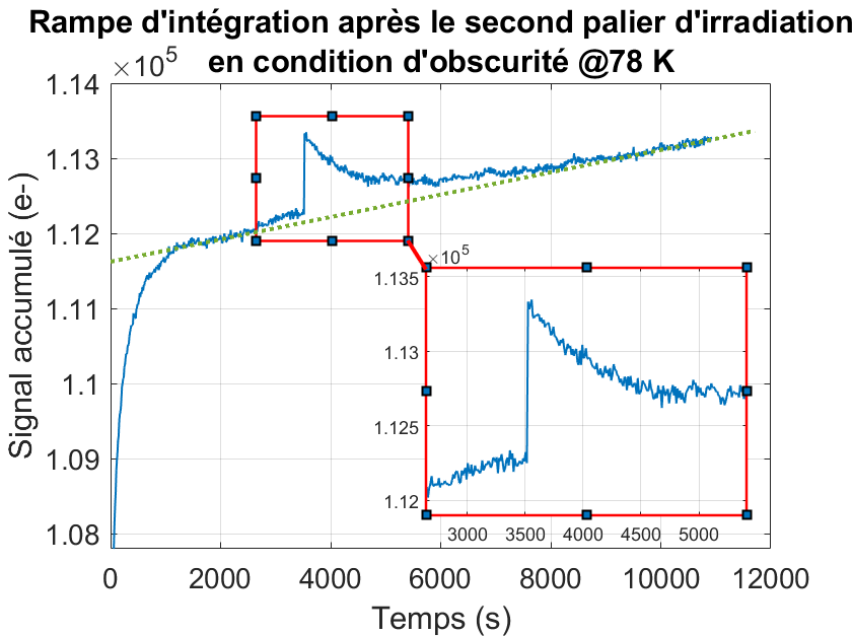


FIGURE 4.2 – Rampe d'intégration d'un pixel après le 3ème palier d'irradiation comprenant un impact de particule secondaire attribuée à l'activation du cryostat

Une explication possible de ce phénomène est que, lorsque des particules secondaires percutent le matériau petit gap, elles y transfèrent leur énergie et génèrent des paires électron-trou. Si ces

charges se trouvent à l'intérieur de la diode, elles contribuent à remplir la capacité intrinsèque de celle-ci (qui dans cette architecture d'étage d'entrée de circuit de lecture représente la capacité d'intégration, voir Chapitre 1), ce qui provoque une contraction de la ZCE et une augmentation du signal mesuré. Cette contraction brutale modifie l'environnement électrostatique de pièges à proximité de la ZCE, dont certains sont capables de capturer des porteurs. Ces captures réduisent les charges libres dans la diode, se traduisant par une diminution du signal de sortie observable dans les mesures UTR.

Un certain temps est ensuite nécessaire pour que le système retrouve son équilibre entre la capture des porteurs, leur réémission par les pièges, et le signal d'obscurité. Ce phénomène est similaire à la persistance induite par des stimulations lumineuses observée dans des dispositifs analogues [LeG+22 ; Tul+19]. De plus, lorsqu'un saut important se produit dans la rampe de signal, la baisse provoquée peut dépasser l'augmentation due au signal d'obscurité. Dans ce cas, l'évolution du signal montre uniquement une décroissance pendant le temps de relaxation, comme illustré sur la figure 4.2. Ce comportement de recombinaison et d'émission existe également lors de l'intégration du signal d'obscurité, mais, dans ce cas, seuls les pièges ayant les temps caractéristiques les plus longs interviennent. En effet, dans le cas d'une particule, l'élargissement instantané de la ZCE peut exposer un volume important du matériau, dans lequel un grand nombre de pièges peuvent interagir avec les porteurs, induisant une 'persistance négative' beaucoup plus marquée que celle présente en régime d'intégration stationnaire. Une analyse détaillée de ces effets dépasse cependant le cadre de cette section. Ce qu'il faut retenir ici est que les persistances observées lors des sauts résultent avant tout d'une modification brutale de la ZCE et du volume actif, et non d'un comportement temporel intrinsèque que l'on pourrait négliger en régime stationnaire.

Si ces sauts restent rares dans le temps (on observe entre un et trois sauts par heure et par pixel aux fluences cumulées les plus élevées), s'ils surviennent près de la régression linéaire en fin de rampe, ils peuvent fausser l'estimation du courant d'obscurité. Ainsi, dans le cas de la présence d'un saut durant le calcul de courant d'obscurité, le pixel affecté ne sera pas pris en compte dans la statistique de courant. Le nombre de pixel écartés de cette manière est détaillé dans le tableau 4.1, ainsi que ceux écartés car considérés comme « défectueux », comprenant : les pixels saturés, les pixels ne répondant pas et les pixels ayant des comportements aberrants tel que des rampes négatives sur l'intégration.

La troisième considération à prendre en compte est que, lors des irradiations, les bordures du plan focal étaient protégées par un bouclier en aluminium de 2 centimètres d'épaisseur. Ce bouclier, tenant plus de la fente car plus épais que la taille de son ouverture, fut présent à la fois pour éviter d'irradier le circuit de lecture au niveau des bordures de la matrice de pixel, et permettre de comparer des zones non irradiées et irradiées du composant. Ce bouclier a néanmoins perturbé les irradiations. En effet, il a été constaté que le faisceau semblait très sensiblement penché. Le faisceau n'arrivant pas de façon parfaitement normale à la matrice de pixel, les pixels proches de la bordure du bouclier auraient potentiellement subis des irradiations

perturbées (par la perte d'énergie d'un proton qui a traversé de l'aluminium avant de frapper le pixel, par la modification de trajectoire du proton par impact avec les atomes d'aluminium, par l'émission de secondaires très proche des pixels, etc.). Ces différences en termes d'irradiation peuvent être particulièrement pénalisantes, et, cela nous a mené à faire les études de courant d'obscurité sur une partie limitée de la matrice, peu affectée par ces effets de bordures de bouclier (comme défini grâce à la figure 4.6). La statistique de pixel en ressort réduite mais elle est toujours assez importante pour être significative (plus de 100 k pixels).

TABLE 4.1 – Détail numérique de la correction des pixels défectueux et contenant un saut proche du calcul du courant d'obscurité estimé (matrice complète de 320k pixels)

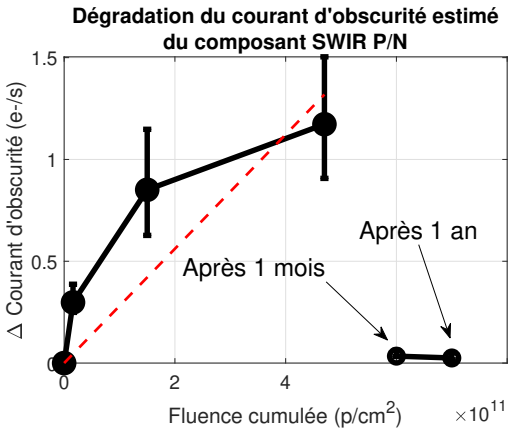
Mesure	**Pixels identifiés comme défectueux**	**Pixels comprenant un saut proche du calcul de courant**	**Nombre de pixels retirés au total**	**Proportion de pixels retirés de l'étude (%)**
Pré irradiation	3638	204	27340	8 %
Palier 1	4264	35160	63540	19 %
Palier 2	6027	143990	173915	53 %
Palier 3	7457	212403	245385	75 %
Après 1 mois	3540	3812	28932	9 %
Après 1 an	3453	699	26331	8 %

4.1.3 Évolution du "signal d'obscurité" avec les irradiations

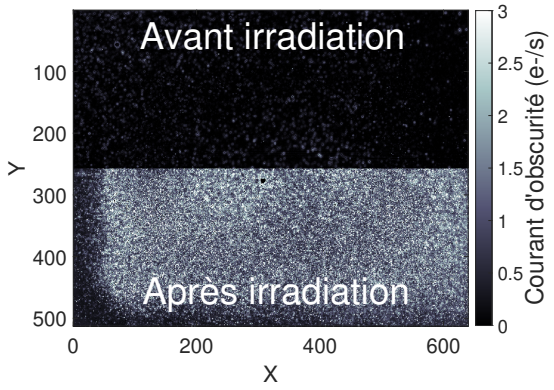
En regardant la variation de courant d'obscurité médian sur cette zone, on constate une augmentation non linéaire de celui-ci avec la fluence cumulée.

Cette observation est surprenante dans la mesure où l'on pourrait s'attendre, dans un premier modèle, à une augmentation linéaire du courant d'obscurité avec la fluence. En effet, si chaque défaut créé par déplacement agissait de manière indépendante aux autres, l'ajout progressif de centres de génération–recombinaison conduirait à une augmentation proportionnelle du courant.

Une non-linéarité telle que celle observée impliquerait que les premiers protons augmenteraient davantage le courant d'obscurité que les suivants. Cette idée serait cohérente uniquement si l'on postulait qu'à forte densité de défauts, ceux-ci finissent par se « voir » entre eux, se superposer ou interagir, de sorte qu'un défaut additionnel produise une dégradation plus faible qu'aux faibles fluences. Un tel mécanisme pourrait, en théorie, conduire à une saturation progressive du courant d'obscurité, comme celle suggérée par la figure 4.3b. Cette explication paraît cependant peu convaincante dans le cadre des irradiations considérées ici car les fluences mises en jeu restent assez faibles par rapport à ce qui a été testé par le passé. Dans [Din+23d], il a ainsi été montré



(a)



(b)

FIGURE 4.3 – Cartographie de courant d'obscurité divisée entre avant et après irradiation (a) et dégradation du courant d'obscurité avec les irradiations (b). On voit bien les bordures de courant d'obscurité plus faible car protégé par le bouclier en aluminium.

qu'à des très fortes doses d'irradiations ($3 \times 10^{12} p/cm^2$), ni la densité de porteurs majoritaires extraite par effet Hall, ni la mobilité, ni même la durée de vie des porteurs minoritaires mesurée par décroissance de photoluminescence (où *Photoluminescence Decay*) PLD ne présentaient de variation significative. Ces résultats indiquent qu'à ces niveaux élevés de fluence, la création nette de V_{Hg} ou de centres ionisés reste en pratique insuffisante pour modifier le transport volumique, ce qui suggère qu'aux fluences plus faibles étudiées ici, il est donc improbable que la non-linéarité observée provienne d'un simple mécanisme de saturation de la densité de défauts.

Une interprétation plus réaliste consiste à envisager que la réponse en courant n'est pas strictement proportionnelle à la densité de défauts créés, mais influencée par des processus dynamiques tels que le piégeage dé-piégeage induit soit par les porteurs secondaires générés lors des irradiations, soit par de la persistance résiduelle difficilement distinguable de la contribution de courant d'obscurité. En effet, même si nous retirons les pixels possédant un impact de particule secondaire durant le calcul du courant, les pixels restants ont, aux hauts paliers d'irradiation, de fortes probabilités d'être frappés par un secondaire plus tôt dans l'intégration. Ce genre d'impact peut provoquer une décroissance du signal, qui, avec les niveaux de courant particulièrement faibles de nos mesures, pourrait affecter le calcul du courant en induisant une réduction de celui-ci (en réduisant la pente). Cet effet serait alors de plus en plus fort avec les irradiations , à mesure que le nombre d'impact de secondaires augmente. Cet effet pourrait être la source de la saturation observée ici.

Afin d'étudier l'évolution du courant d'obscurité avec la dose, on considérera le cas classique d'une augmentation linéaire. Dans cette configuration, il est alors possible de faire un fit de celle-ci, permettant de donner une estimation du facteur de dégradation du courant que l'on appellera D_d en $\frac{e/s}{protons.cm^{-2}}$. Sans mesures I(V) et d'énergies d'activation associée, il est cependant difficile

d'identifier formellement quelle contribution de courant est ajoutée par irradiation. Le composant opérant dans le SWIR, une température de mesure à environ 80 K nous laisse néanmoins penser que nous sommes dominés dès le départ par du courant de génération provenant de la ZCE . En effet, dans ces conditions de mesures, la diffusion est en général très fortement réduite car le gap plus large qu'en MWIR ou LWIR entraîne une concentration intrinsèque de porteur faible à ces températures, ce qui rend improbable un régime dominé par le courant de diffusion. À l'inverse, un courant de génération–recombinaison dans la zone de charge d'espace demeure attendu même lorsque n_i est faible, car il dépend principalement de la présence de niveaux profonds et de la largeur de la ZCE, deux paramètres peu sensibles à la faible concentration intrinsèque. Ainsi, bien que cette conclusion ne puisse être vérifiée expérimentalement dans le cadre de cette étude, il est plausible que le courant d'obscurité initial soit majoritairement gouverné par la génération dans la ZCE.

Cette hypothèse peut être étayée par l'observation des histogrammes de courant d'obscurité. En effet, comme visible sur la figure 4.4, les irradiations semblent augmenter de façon global le courant d'obscurité tout en ajoutant une queue de distribution de pixels chauds. Les irradiations génèrent des défauts de façon uniforme sur la matrice, une augmentation du courant d'obscurité devrait donc être générale et similaire sur toute la matrice, les pixels ayants statistiquement environ le même nombre de défaut générés. L'apparition de pixels chauds serait quant à elle attribuée à la présence plus ou moins prononcée de défauts dans la ZCE des pixels, ZCE qui est réduite par rapport au volume total du pixel.

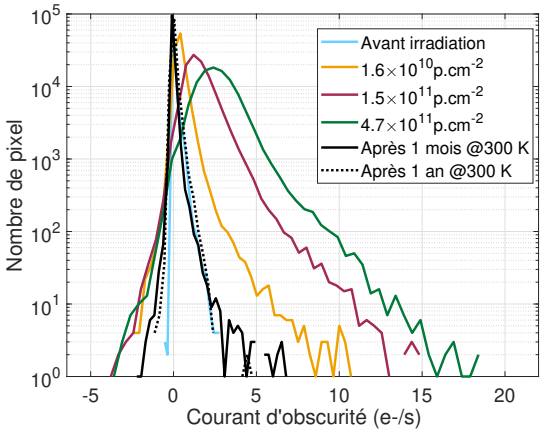


FIGURE 4.4 – Histogramme de courant d'obscurité aux différentes étapes de la campagne d'irradiation

On constate par ailleurs que la distribution de courant d'obscurité retourne quasiment à ses valeurs pré irradiations après un recuit à température ambiante pendant un mois et après un an, phénomène déjà rapporté dans la littérature [Cro+20]. Outre ce recuit lent, on observe également une accalmie partielle de l'activité des défauts irradiés à température cryogénique. Dans le protocole expérimental de cette campagne, deux mesures de courant d'obscurité ont été

réalisées : la première, effectuée quelques heures après irradiation (*dark 1*), et la seconde (*dark 2*), réalisée après un ensemble de mesures complémentaires pour la caractérisation de la persistance, soit environ vingt heures plus tard. Notons que durant toute la campagne, le composant était en permanence maintenu à température cryogénique.

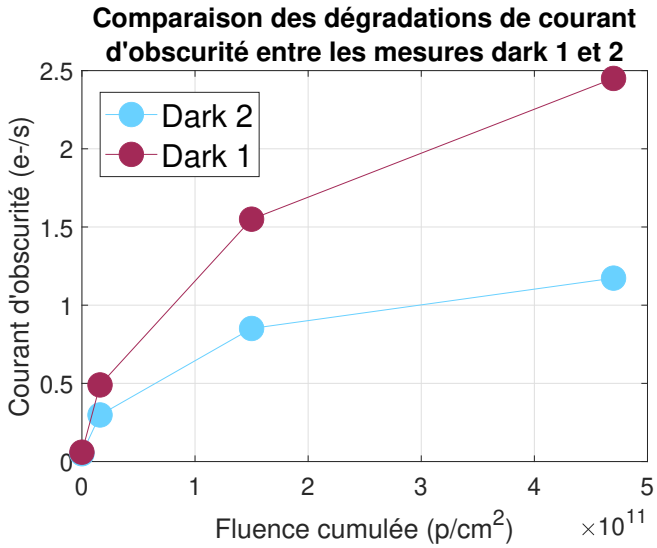


FIGURE 4.5 – Comparaison des dégradations de courant d'obscurité entre les mesures proches des irradiations et celles 20 heures après.

Les résultats montrent que le courant d'obscurité mesuré lors de *dark 1* est systématiquement plus élevé que celui enregistré lors de la seconde mesure, comme visible sur la figure 4.5. Cela suggère l'existence d'une relaxation ou d'une reconfiguration des défauts induits par irradiation, même à basse température, les amenant vers des configurations moins génératrices de courant.

4.1.4 Estimation de la dosimétrie lors des mesures

Une mesure additionnelle, ajout très intéressant de cette campagne, a aussi été faite par Thibault Pichon lors des irradiations. En effet, de courtes mesures ont été faites lorsque le faisceau était allumé. Ces mesures, de 426 ms, nous donnent la variation de signal durant ce temps donné. Ces mesures nous montrent que la variation de signal sous irradiation est particulièrement plus forte que sous des conditions de courant d'obscurité pure. Ainsi, lors de ces mesures, nous n'observons pas une variation de courant d'obscurité mais une variation d'un signal additionnel causé par les impacts de protons. Il apparaît ainsi possible d'estimer le nombre de protons incidents sur chaque pixel à partir de ces mesures sous flux de proton. Le nombre d'électrons produits par l'impact d'un proton dans notre matériau est estimé à partir du LET (voir Chapitre 1) via la formule :

$$N_{electrons/protons} = \frac{LET \times épaisseur}{E_{création}} \tag{4.1}$$

Avec la valeur du LET déterminée par des simulations SRIM [Zie+85]. L'énergie de création d'une paire électron-trou dans notre capteur a été déterminée à partir de valeurs expérimentales obtenues via la formule de Klein [Bru+12]. En divisant la valeur du signal mesuré pendant la l'intégration de 426 ms par $N_{electrons/protons}$, on obtient le nombre de protons ayant frappé le pixel durant la période d'échantillonnage. Grâce à cette valeur, il est possible de revenir au nombre de protons ayant frappé le pixel pendant la durée totale d'irradiation. Thibault Pichon a ainsi été en mesure d'estimer pixel à pixel le nombre de protons incident pour le premier palier d'irradiation. Pour les paliers deux et trois, le signal saturait pendant la mesure en raison du flux élevé de protons incident.

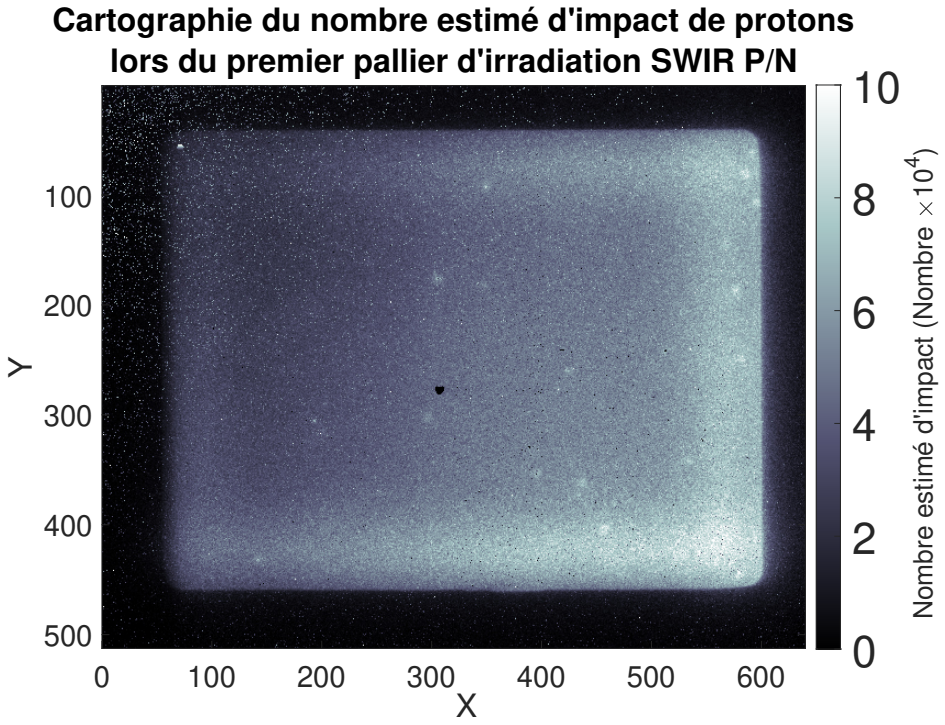


FIGURE 4.6 – Cartographie estimée du nombre d'impact de protons par pixel durant le premier palier d'irradiation. On constate la zone réduite de calcul du courant d'obscurité

Par conséquent, seul le comptage de protons estimé lors du premier palier d'irradiation a été retenue pour l'étude de la dégradation localisée de courant d'obscurité. En affichant la cartographie estimée du nombre d'impact de protons par pixels, on constate les effets de bords liés au blindage en aluminium évoqués précédemment.

Dans les faits, environ deux fois plus de particules frappent le côté droit de la zone irradiée par rapport au côté gauche. L'uniformité du faisceau a été vérifiée avant l'irradiation : sa forme et sa taille ont été contrôlées à l'aide d'une feuille d'aluminium de 150 µm placée à sa sortie, qui, lors d'un impact de proton émet une fluorescence visible capturée par une caméra. Une seconde feuille, alignée 50 cm en aval, confirme la direction du faisceau avec une deuxième caméra. Ces mesures

ont assuré une uniformité du faisceau supérieure à 95 % sur un diamètre de 15 mm du faisceau [Kou+19]. L'important nombre de protons comptés proche de la bordure droite du bouclier en aluminium n'est ainsi pas attribué au faisceau seul. Dans cette zone, l'augmentation du signal lors des mesures sous faisceau pourrait être augmenté par la présence d'autres particules que des protons, faussant le compte. C'est pour cette raison que nous avons choisi de ne pas prendre en compte les pixels proches pour l'estimation du nombre de protons.

Pour étudier la pertinence de cette estimation du nombre de protons, nous avons calculé la médiane du nombre d'impact de protons sur notre zone d'intérêt et nous l'avons passé en surfacique ($protons/cm^2$). En faisant de la sorte, nous obtenons une fluence estimée de $1.45 \times 10^{10} protons/cm^2$, valeur très proche de celle mesuré par le complexe d'irradiation, de $1.60 \times 10^{10} protons/cm^2$. Notre estimateur de flux est donc cohérent avec la réalité. Ainsi, la cartographie estimée de la dosimétrie de proton en notre possession, tout comme la cartographie de courant d'obscurité, il est possible de corréler les deux matrices. En faisant cela, nous pouvons ressortir la dégradation de courant d'obscurité par proton, pixel à pixel. En y ajoutant le fait que l'on a un gradient d'irradiation, il est ainsi possible d'avoir une distribution de dégradation avec les irradiations et non uniquement un point à une fluence donnée. En affichant ces données via un histogramme 2D, il est possible de voir s'il y a un comportement moyen des pixels avec le nombre d'impact de proton. On constate sur la figure 4.7 qu'il semble y avoir une tendance de dégradation des pixels malgré la dispersion importante des points.

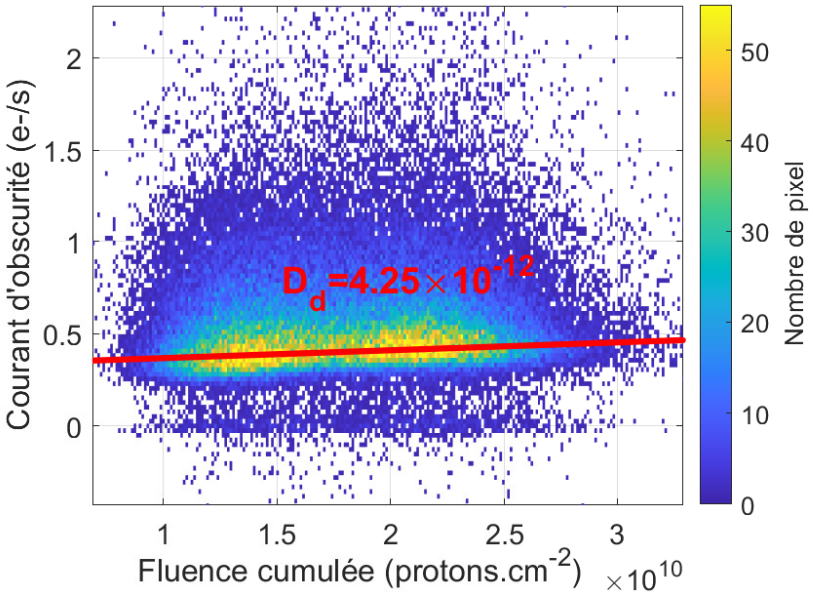


FIGURE 4.7 – Dégradation de courant d'obscurité avec les irradiations pixel à pixel pour le premier palier. Une régression linéaire a été faite pour déterminer l'évolution globale de la dégradation

L'ajustement linéaire de cette distribution de points permet d'extraire une droite traduisant

l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la fluence. Les valeurs considérées ici correspondant à des valeurs de courants absolus et non à des dégradations relatives, l'ordonnée à l'origine de cette droite devrait donc être proche de la valeur moyenne du courant d'obscurité avant irradiation, estimée à environ 0,05 e-/s. Or, ce n'est pas le cas ici. Cette observation ne peut être expliquée de manière certaine, mais plusieurs éléments permettent d'en proposer une interprétation. En premier lieu, il est possible que, tout comme la dégradation observée aux différents paliers d'irradiation, l'augmentation du courant d'obscurité avec la dose ne soit pas strictement linéaire. Le régime mis en évidence ici pourrait alors ne correspondre qu'à une portion approximativement linéaire d'une évolution plus complexe sur l'ensemble de la gamme de fluences. Par ailleurs, cette contribution apparente de courant d'obscurité supplémentaire à faible fluence pourrait également être attribuée, au moins en partie, à des effets de persistance. Bien que le signal mesuré soit largement dominé par les impacts de protons, le phénomène de persistance demeure présent et est susceptible de biaiser les mesures de courant d'obscurité. Enfin, la forte dispersion des points, notamment pour les valeurs de courant les plus élevées, constitue une source supplémentaire d'incertitude et peut également affecter la robustesse de l'ajustement linéaire ainsi que l'interprétation de l'ordonnée à l'origine.

Si l'on compare la valeur de cette pente au coefficient de dégradation du courant D_d que l'on peut calculer à partir des trois paliers d'irradiation ($D_d = 2.8 \times 10^{-12} \frac{e/s}{protons.cm^{-2}}$), on obtient un ordre de grandeur similaire en termes de variation de courant. Cette observation permet de valider une nouvelle fois la méthode d'estimation des impacts des protons. Bien que les valeurs exactes du facteur de dégradation diffèrent, cette cohérence renforce la confiance accordée à l'ordre de grandeur celle-ci. Il convient toutefois de souligner que, si ces différents calculs permettent d'estimer l'évolution du courant d'obscurité des composants SWIR sous irradiation proton, cette estimation demeure approximative au regard des limitations précédemment évoquées. L'accès à l'ordre de grandeur de ces dégradations reste néanmoins pertinent, car il permet de les mettre en perspective avec d'autres travaux, notamment ceux menés sur des composants LWIR et VLWIR dans le cadre de cette thèse.

4.2 Composant N-sur-P LWIR

En réduisant le gap et en passant dans le LWIR, étudions maintenant les composants principaux de la thèse : les composants N/P. Dans la suite de ce manuscrit, le composant d'intérêt aura pour dénomination CH3 pour Circuit Hybridé 3. Avant de regarder les résultats, il est aussi nécessaire d'évoquer les limitations auxquelles nous avons fait face lors des campagnes de mesure. Les principales difficultés que nous avons eu provenait de l'adaptation mécanique et électronique du banc. Dans un premier temps, l'utilisation d'un cryostat à azote liquide à limité le refroidissement à 82 K environ. Les composants étant conçus pour fonctionner à 60 K, il ne nous a pas été possible d'étudier les bandes VLWIR car elles saturaient dans ces conditions de température. L'étude de ces bandes ont donc été limitée à des données de campagne d'irradiations à 60 K, à

doses plus faibles.

La seconde limitation rencontrée au cours de cette étude concerne la perte d'une voie vidéo LWIR, affectant l'ensemble des mesures réalisées lors de cette campagne. En conséquence, le nombre de pixels exploitables a été réduit. En pratique, et compte tenu des contraintes de conception du banc d'irradiation, seules les données issues d'environ 12 000 pixels par composant ont pu être analysées. Si l'on considère la perte de cette voie vidéo tout comme l'impossibilité de mesurer les bandes VLWIR, notre statistique de pixels devient alors : $5 \times 4 \times 600 = 12000$ pixels par composant. Enfin, nous avons également eu une troisième difficulté liée à la technologie. En effet, nous avons constaté une différence en termes de courant d'obscurité entre deux bandes de pixels similaires, ainsi qu'un gradient sur l'ensemble de la matrice comme visible sur la figure 4.8. Cet effet, aussi présent sur des mesures à 60 K pourrait être causés par de subtiles différences de dopages induite lors des process de croissance lors de l'épitaxie à phase liquide. Ces effets, sont cependant constatés lors de mesures en conditions d'obscurité fines et seront pris en compte pour nos analyses. Mais il faut noter que lors de mesures sous flux lumineux dans le cadre d'utilisation réelle, le signal étant bien plus fort, ces effets ne devraient pas être critiques.

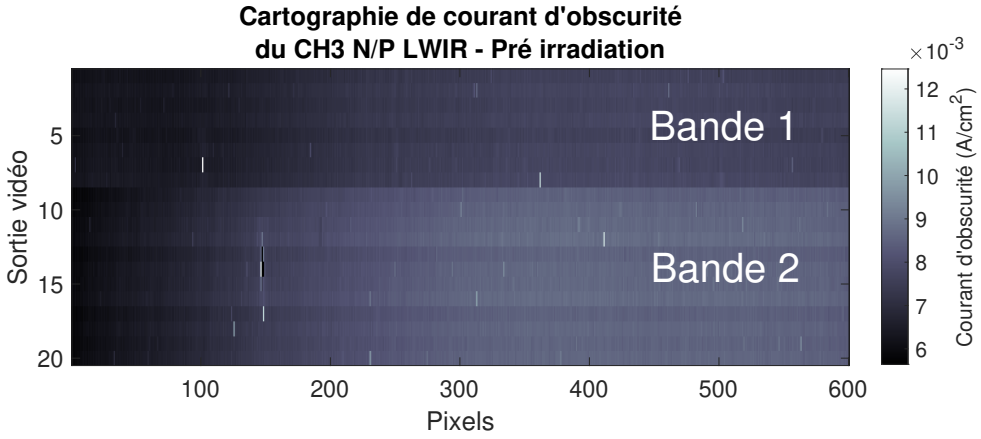


FIGURE 4.8 – Cartographie de courant d'obscurité du CH3 au 3ème palier d'irradiation. On constate une différence de courant entre la bande 1 et 2 ainsi que le gradient de courant de gauche à droite. La mesure est faite à T = 86 K, Tint = 25 µs et Ftrame = 3.3 kHz.

Ainsi les deux bandes seront séparés dans l'étude des résultats. La zone du gradient comportant un faible courant (à gauche sur la figure 4.8 jusqu'à environ la moitié de la matrice = 300 pixels) ne sera également pas prise en compte pour les calculs de médiane de courant et d'énergie d'activation. Différentes mesures ont été faites lors des deux campagnes à Louvain. Les mesures étaient constituées d'acquisitions de courant d'obscurité tout comme des mesures du phénomène de RTS.

4.2.1 Étude de l'énergie d'activation du CH3

Intéressons-nous tout d'abord aux résultats de courant d'obscurité. Avant et après irradiation, il est possible d'obtenir les énergies d'activation de ce courant grâce aux mesures en températures. On constate tout d'abord sur la figure 4.9 que cette énergie d'activation est dès le départ inférieure au *midgap* ($E_g/2 = 63\,meV$) et qu'elle diminue encore après irradiations.

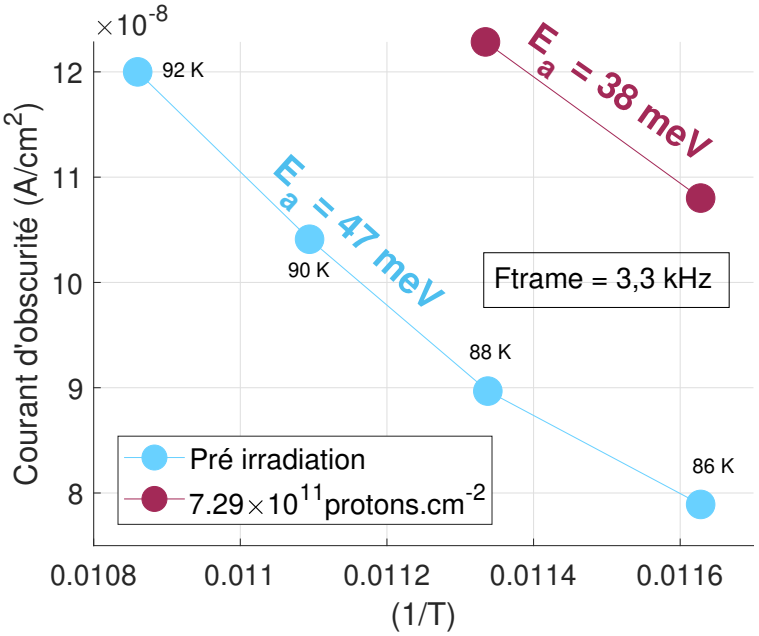
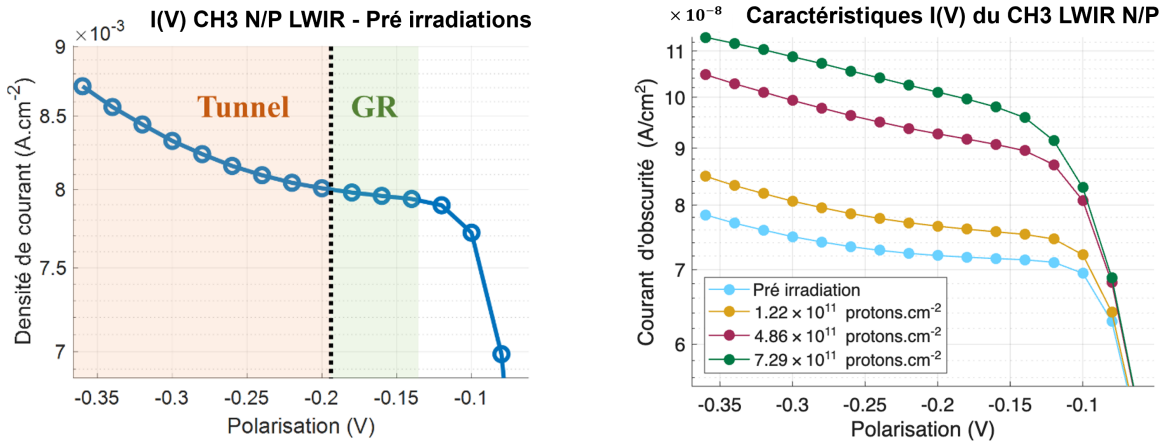


FIGURE 4.9 – Tracé d'Arrhenius du composant CH3 avant et après irradiation entre 86 et 92 K

De façon classique, un tracé d'Arrhenius du courant d'obscurité possède deux pentes associées à deux régimes de courant. La première pente, pour les hautes températures, est généralement plus grande que la seconde, associée aux basses températures. Dans les faits, la première représente un régime dominé par du courant de diffusion ($E_a = E_g$) alors que la seconde est dans un régime de déplétion ($E_a = E_g/2$). Ici on pourrait légèrement remarquer une différence de pente entre les trois points les plus chauds pré irradiation et les deux derniers points. Les énergies d'activations sont néanmoins dans les deux cas inférieures à $E_g/2$ sachant que $E_g \approx 126\,meV$ @86 K. Cet effet suggère l'intervention d'un mécanisme de courant tunnel assisté par pièges. Si un tunnel direct bande-à-bande peut effectivement conduire à une énergie d'activation apparente négative, ce régime est peu probable dans le cas présent. Il est plus vraisemblable que le courant soit dominé par un tunnel assisté par phonon (P-TAT), pour lequel l'énergie d'activation reste positive mais inférieure à $E_g/2$, traduisant une contribution combinée de processus thermiques et tunnel. Si l'on veut essayer de mieux comprendre ce qu'il se passe, il est aussi possible d'analyser les trace I(V).

4.2.2 Caractéristiques tension-courant sous irradiations

L'analyse de la caractéristique I(V) avant irradiation, présentée en figure 4.10a, met en évidence l'absence d'un plateau de diffusion clairement défini, suggérant que le courant n'est pas dominé par un régime de diffusion classique dans la gamme de polarisation étudiée. À faible polarisation, le courant augmente de manière quasi linéaire avec la tension appliquée. Dans le contexte d'un composant irradié, le régime GR dans la ZCE est physiquement attendu, l'augmentation de la densité de défauts introduits par les particules favorisant celui-ci. À plus forte polarisation, la caractéristique I(V) présente un départ plus fort du courant, tendant vers l'exponentielle et indiquant l'apparition de mécanismes de transport supplémentaires. Ce comportement est caractéristique de contributions de type tunnel, telles que le tunnel assisté par pièges ou le tunnel bande-à-bande, conformément aux modèles décrits dans le Chapitre 1. Cette transition progressive entre un régime dominé par la génération dans la zone dépeuplée et un régime de transport tunnel est cohérente avec les mécanismes attendus dans des photodiodes HgCdTe opérant sous polarisation inverse.



(a) (b)

FIGURE 4.10 – Caractéristiques I(V) du CH3 avant irradiations (a) et aux différents paliers d'irradiations (b). Toutes les caractéristiques ont été faites à T=86K, Tint = 25 µs et Ftrame = 3,3 kHz.

On voit que cette forme d'abord linéaire avant de devenir exponentielle est aussi visible sur la trace I(V) du palier 2 d'irradiation. Cependant, pour le palier 2 et 3 d'irradiation (en jaune et rouge foncé sur la figure 4.10(b)), on voit qu'une fois que la diode est correctement polarisée, le courant évolue linéairement avec la polarisation dès les basses polarisations. Ainsi, une hypothèse admissible serait qu'initialement, le courant de génération était déjà assez fort, masquant partiellement le courant de diffusion. Sans considération du courant tunnel, l'énergie d'activation se situerait donc entre E_g et $E_g/2$. Au fil des irradiations protons, des défauts sont ensuite créés dans la photodiode HgCdTe, défauts qui, on l'a vu précédemment, s'expriment

fortement dans la zone de déplétion. Le courant de génération serait alors fortement augmenté avec les irradiations. La réduction de l'énergie d'activation aux alentours de $E_g/2$ nous indiquerait alors que la source de courant deviendrait localisée dans la ZCE via des centres SRH. En omettant le courant tunnel, on aurait donc bien une baisse de E_a avec les irradiations. Le courant tunnel est cependant présent sur toutes les mesures, expliquant la baisse supplémentaire des valeurs d'énergie d'activation en dessous de $E_g/2$.

4.2.3 Évolution de la valeur moyenne de courant d'obscurité

Au-delà d'évoluer en termes de contribution, la variation de courant d'obscurité augmente linéairement avec les irradiations protons et ce, de façon similaire entre les deux TIR comme visible sur la figure 4.11.

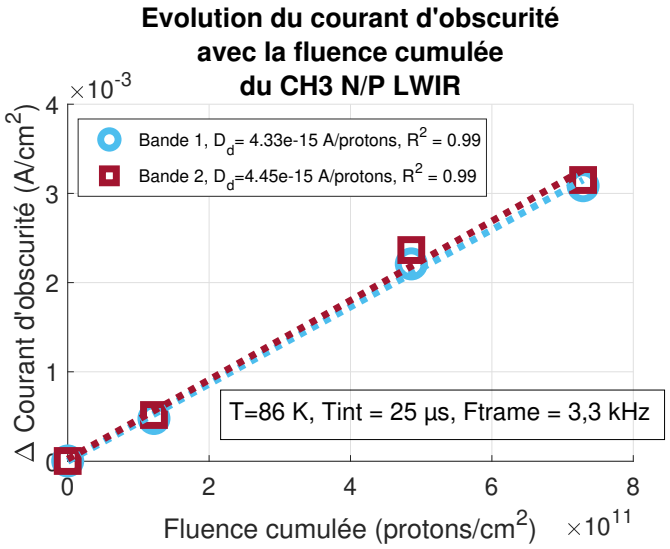
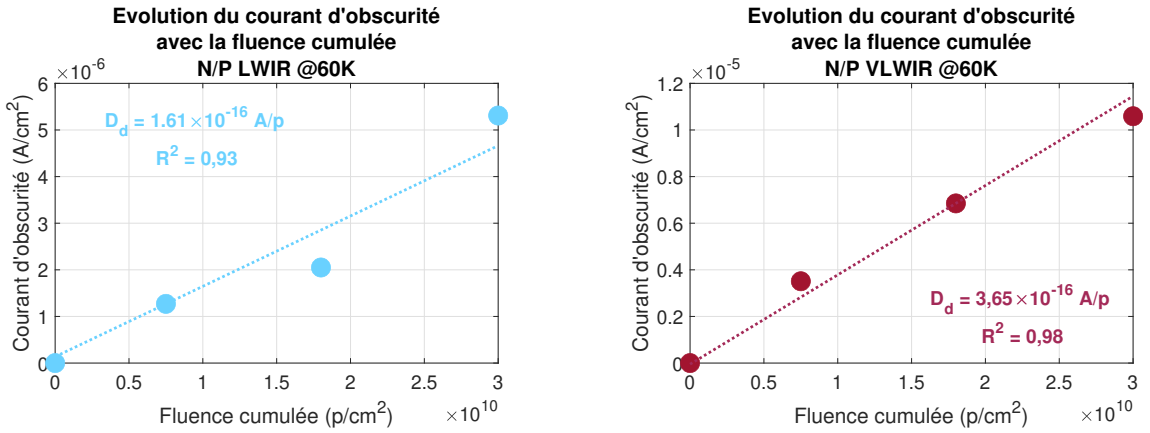


FIGURE 4.11 – Évolution du courant d'obscurité du composant N/P avec la dose

Cette similarité de dégradation entre les deux bandes indique que la génération de défauts et l'augmentation du courant d'obscurité dominent largement d'éventuelles différences plus subtiles de dopage. Par ailleurs, la dégradation observée est strictement linéaire avec la fluence de protons, une dépendance conforme à celle attendue au regard de travaux antérieurs menés sur d'autres matériaux comme le Silicium [Sro+00].

En regardant la dégradation de courant à 60 K et des doses moins élevées, on obtient également sur la figure 4.12 des variations de courant d'obscurité linéaires avec la dose. La valeur de facteur de dégradation de la bande LWIR est cependant un ordre de grandeur en dessous que celui obtenu avec le CH3. Cette variation de dégradation est néanmoins attribuée à la différence de température entre les deux campagnes (60 K vs 86 K). Dans la partie 4.4 on essayera de normaliser les variations de courant en température et en gap.



(a) (b)

FIGURE 4.12 – Dégradation du courant d'obscurité avec la fluence cumulée pour le composant N/P à 60 K. Sur la bande LWIR (a) et VLWIR (b). Dans les deux cas, Tint = 114 µs et Ftrame = 3,3 kHz.

4.3 Composants P-sur-N NG LWIR

En passant à une technologie P/N NG mais en restant à une longueur d'onde similaire à celle de ceux en N/P, le courant d'obscurité baisse de deux ordres de grandeurs avant irradiations sur le composant P/N NG. Ces résultats sont cohérents avec ce qui était attendu avec l'évolution technologique du P/N (voir partie 3.2.2). Dans les faits, le composant VLWIR P/N NG nous donne des valeurs de courant d'obscurité similaires à celle du LWIR N/P alors que le gap est deux fois plus petit pour le VLWIR P/N.

4.3.1 Énergies d'activation des composants P/N NG pré irradiations

En faisant des mesures en températures avec le composant LWIR, on peut également extraire une valeur de l'énergie d'activation pré irradiations. On obtient une énergie d'activation de $E_a = 122\,meV$ ($V_{diode} = -200\,mV$)), soit une valeur proche du gap (130 meV). Comme évoqué plus haut, cela correspond à la signature du courant de diffusion. Avant irradiation, le composant LWIR P/N NG est donc bien dominé par du courant de diffusion à 90 K. Cela semble aussi indiquer qu'initialement le composant n'a pas beaucoup de défauts et induit donc un faible courant de génération dans la ZCE. Les mécanismes dominants sont donc liés à des processus thermiques et/ou Auger présents dans le *bulk* (en couleur orange sur la figure 1.6). On constate également sur la figure 4.13 une légère baisse de la valeur de l'énergie d'activation avec l'augmentation de la polarisation . Cette observation est cohérente. En effet, à mesure que l'on augmente la polarisation, on augmente la taille de la ZCE ainsi que le champ électrique dans la ZCE. On augmente ainsi le nombre de défauts possibles dans la jonction (produisant du courant de génération en $E_g/2$) tout en induisant des effets d'EFE comme l'effet Tunnel par exemple possédant une énergie

d'activation négative comme indiqué dans le Chapitre 1.

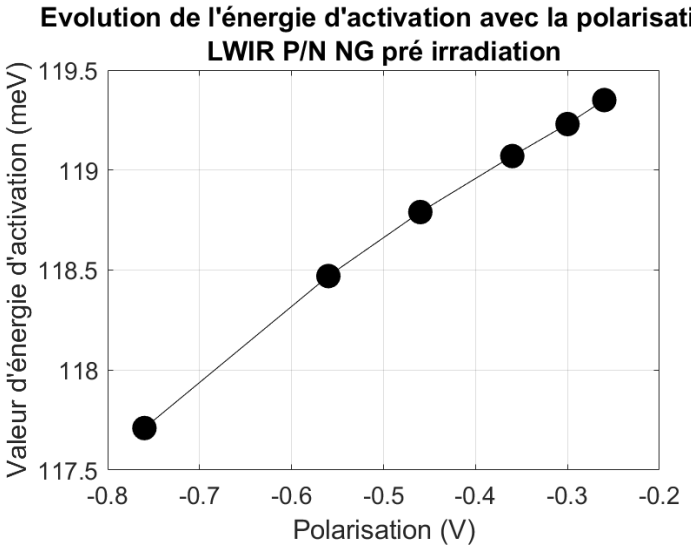


FIGURE 4.13 – Évolution de l'énergie d'activation avec la polarisation pour le composant LWIR P/N NG (Tint = 25 ms)

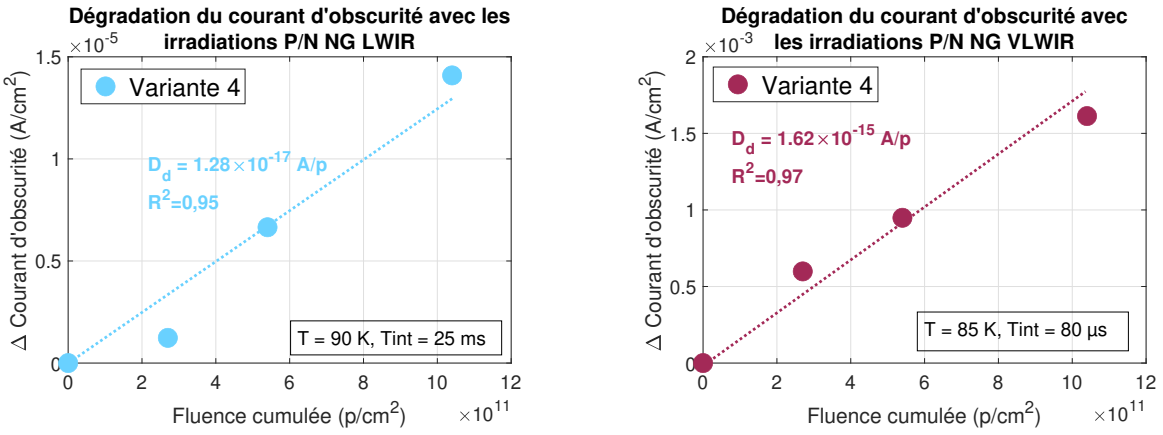
4.3.2 Évolution de la valeur moyenne de courant d'obscurité avec les irradiations

Avec les irradiations protons, le courant d'obscurité augmente de façon linéaire, à la fois dans le LWIR et le VLWIR, comme visible sur la figure 4.14. En faisant la régression linéaire de ces évolutions, il est possible d'extraire un facteur de dégradation (D_d) du courant d'obscurité avec les irradiations. On constate que ce facteur a deux ordres de grandeur de différence entre le composant LWIR et celui VLWIR. Les deux composants étant identiques d'un point de vue technologique, le facteur de dégradation semble donc dépendant du gap et de la température. Cette observation est cohérente si l'on considère qu'un défaut donné sera plus ou moins préjudiciable sur le courant d'obscurité en fonction du gap (un gap plus petit facilitant l'apparition de courant d'obscurité).

Une discussion plus détaillée sur la normalisation de ce facteur avec le gap et la température sera faites dans la partie 4.4. Il s'agit maintenant d'étudier à quoi sont dues ces dégradations. Comme évoqué plus haut, le courant additionnel causé par des irradiations protons est généralement attribué à du courant de génération provenant des nouveaux défauts créés dans la zone de déplétion.

4.3.3 Études des caractéristiques I(V)s

Cette hypothèse semble se confirmer à l'analyse conjointe des tracés I(V) et des histogrammes de courant d'obscurité présentés sur la figure 4.15. En effet, à l'instar de ce qui a été observé



(a) (b)

FIGURE 4.14 – Variation des dégradations de densité de courant avec les irradiations du composant LWIR (a) et VLWIR (b) P/N NG. Les variations de courant affichés sont celle d'une variante représentative de l'ensemble de la matrice pour chaque composant.

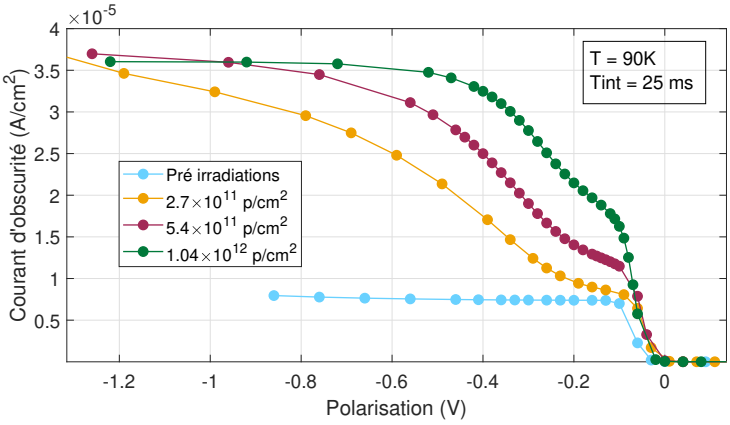
pour le composant N/P, le régime de diffusion se manifeste initialement par un plateau très plat, caractéristique d'une résistance dynamique élevée. Ce plateau tend ensuite à disparaître progressivement avec les irradiations, devenant masqué par l'apparition d'une contribution supplémentaire au courant d'obscurité.

De manière analogue aux observations précédentes, on distingue l'ajout d'une composante linéaire du courant, vraisemblablement associée au courant de génération suivi d'une augmentation exponentielle du courant, pouvant être reliée à l'activation de mécanismes de transport par effet tunnel. Cette contribution additionnelle se traduit également par l'apparition d'une queue de distribution du courant d'obscurité, dont l'amplitude dépend fortement de la polarisation appliquée. Comme le montre les figure 4.15b et 4.15c, cette dépendance vis-à-vis de la polarisation n'est observée qu'après irradiation.

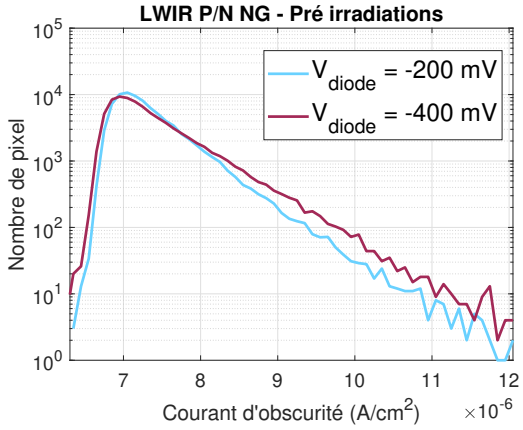
Ce comportement suggère que le courant d'obscurité additionnel est généré au sein de la ZCE, et qu'il est donc majoritairement lié à des mécanismes de génération-recombinaison ou de tunnel assisté par les défauts induits par irradiation. Enfin, on observe une augmentation systématique de la valeur médiane du courant d'obscurité avec la dose d'irradiation. Cette évolution pourrait être interprétée soit comme une élévation du plateau de diffusion lui-même, par l'ajout de défauts dans le bulk, soit comme la signature d'effets additionnels attribuables à la TID [Hop+94], dont l'influence ne peut être exclue à ce stade.

On notera que le composant VLWIR est plus affecté par la variation de polarisation. Dans les faits, pré irradiations la polarisation a déjà un effet marqué sur la valeur de courant d'obscurité (augmentation moyenne de 20 % du courant entre -200 mV et -400 mV). Si on considère que les composants ont, à l'état initial une densité de défauts liés au processus similaire, on pourrait expliquer cette observation en disant que le gap très réduit du composant VLWIR induit une

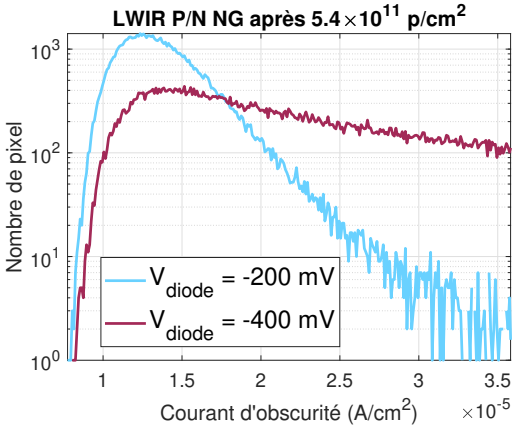
visibilité accrue des défauts, les rendant plus actifs dès pré irradiations.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.15 – Caractéristique I(V) du composant LWIR P/N NG avec les irradiations (a) et évolution de la variation de la queue de distribution de courant d'obscurité avec la polarisation pré irradiation (b) et après irradiations (c).

4.3.4 Évolution de l'énergie d'activation avec les irradiations

L'énergie d'activation post irradiation du composant LWIR NG baisse par rapport à avant irradiation à environ $E_a = 122\,meV$ ($V_{diode} = -200\,mV$) comme visible sur la figure 4.16. Cette valeur est éloignée de $E_g/2$ et indique donc que l'on n'a pas une contribution uniquement composée de courant de génération. Ici, la valeur étant supérieure à $E_g/2$, cela pourrait indiquer que le courant d'obscurité possède d'autres contributions, dont probablement une contribution de courant de diffusion. A la dose de déplacement finale de $1.04 \times 10^{12} protons/cm^2$, nous avons généré des défauts en grande quantité et de façon uniforme dans la diode. Ainsi, si le courant de génération est augmenté par ces défauts, le courant de diffusion le sera aussi. La ZCE étant bien plus petite que le *bulk* comme visible en orange sur la figure 4.16, et la température étant

élevée pour du LWIR, même si la durée de vie des porteurs serait réduite par les irradiations, le courant de diffusion pourrait alors avoir tout de même une contribution non négligeable.

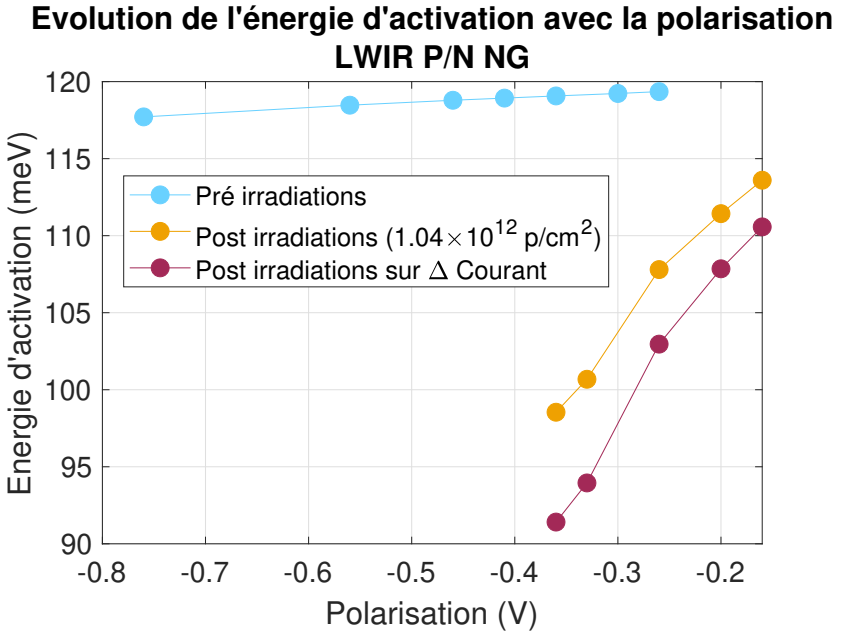


FIGURE 4.16 – Comparaison des évolutions d'énergies d'activation avec la polarisation de la variante 2 du composant LWIR P/N NG pré et post irradiations.

Elle pourrait par ailleurs être affectée par l'hétérostructure graduelle de la ZCE. Par cet effet, l'énergie d'activation du courant de génération se verrait alors augmentée artificiellement par rapport à la valeur attendue. L'ouverture de gap de la zone P réduit la génération dans une portion de la ZCE, cependant à haute densité défauts, il est tout de même admissible d'avoir une contribution non négligeable de défauts GR localisé dans cette ouverture de gap. Enfin, E_a varie avec la polarisation tout comme avant irradiation, par les mêmes mécanismes que détaillés plus haut. Cette variation est cependant plus rapide après irradiation, indiquant comme visible sur les I(V)s et les histogrammes de la figure 4.15, l'augmentation des contributions liées à la ZCE.

4.4 Facteur de dégradation universel dans le HgCdTe

Un enjeu majeur de cette thèse, au-delà de l'obtention de résultats originaux sur les mécanismes de dégradation induits par les irradiations dans les capteurs infrarouges à faible gap, consistait à déterminer si ces dégradations pouvaient être prédites a priori. S'il était effectivement possible d'avoir un facteur de dégradation universel pour les capteurs, cela pourrait permettre d'éviter certaines campagnes d'irradiations et donc de faire des économies substantielles.

4.4.1 Facteur de dommage dans le Silicium

Un facteur de dommage du courant d'obscurité a été établi de longue date dans le silicium. Proposé par J. R. Srour et al. en 2000 [Sro+00] il s'appuie sur près de trente années d'études consacrées aux mécanismes de dégradation induits par diverses particules énergétiques. Dans ce travail, Srour *et al.* introduisent un paramètre dédié, appelé facteur de dommage du courant d'obscurité (*dark current damage factor*, K_{dark}). Ce facteur exprime l'augmentation du taux de génération par unité de fluence, rapportée au dommage de déplacement dans le composant et est donné par :

$$K_{dark} = \frac{\Delta_{tauxdegénérationdansunvolumeparunitédefluence}}{Dosededéplacementnonionisant} = \left[\frac{\frac{charges}{cm^3.s} / \frac{particules}{cm^2}}{MeV.\frac{cm^2}{g}} \right] \tag{4.2}$$

Ainsi défini, K_{dark} est indépendant de la nature et de l'énergie des particules incidentes, sa dépendance étant uniquement gouvernée par la perte d'énergie non ionisante (NIEL) entrant dans le calcul de la dose de déplacement (voir 2.3.2). Il dépend en revanche de la température et du temps écoulé après irradiation, en raison des phénomènes de réorganisation et d'évolution des défauts induits. Sur cette base, Srour *et al.* ont mis en évidence l'existence d'un facteur universel, permettant de prédire analytiquement le courant d'obscurité induit par les irradiations pour des dispositifs en silicium, sous réserve que ce courant soit dominé par la génération thermique dans le volume dépeuplée et qu'ils soient opérés dans des conditions de mesures similaires, soit à températures égales et après un temps identique après les irradiations.

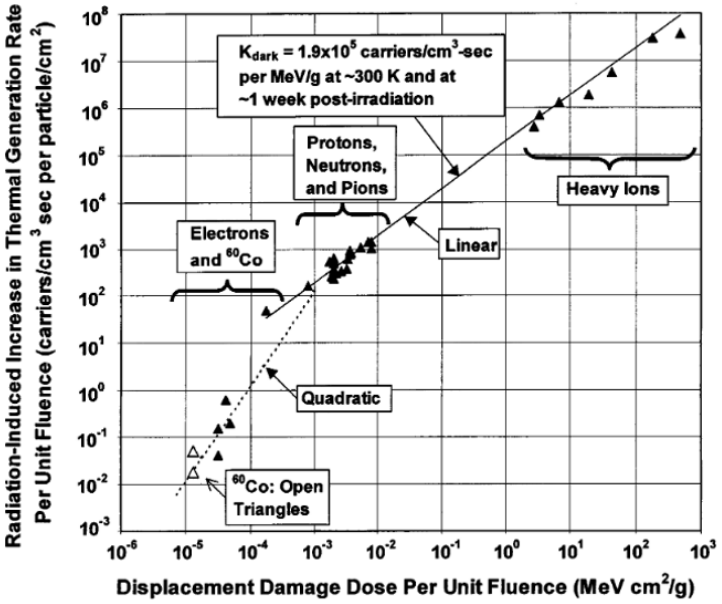


FIGURE 4.17 – Augmentation induite par irradiation du taux de génération thermique par unité de fluence (égale au produit de K et du NIEL) en fonction de la dose de dommage par déplacement déposée par unité de fluence (égale au NIEL). Tiré de [Sro+00]

4.4.2 Données nécessaires pour effectuer le calcul

Mettre en place un facteur de dommage de la sorte dans le HgCdTe est difficile car il serait tout d'abord nécessaire de connaître plusieurs paramètres : le volume de déplétion, le temps passé à une température donnée après irradiation et le NIEL, chose peu aisée dans l'alliage. En effet :

- Le volume de déplétion est souvent tenu secret car les paramètres technologiques sont des données sensibles d'un point de vue industriel
- Le temps écoulé après irradiation n'est pas toujours précisé dans la littérature, rendant difficile l'établissement d'une évolution globale du courant d'obscurité post-irradiation, ce paramètre étant peu documenté. Or, comme cela a été montré précédemment dans ce manuscrit, la dynamique de réorganisation des défauts dans le HgCdTe peut être significative, y compris à température cryogénique
- Le NIEL doit être déterminé par simulation pour les différents dispositifs en prenant compte de la stœchiométrie (même s'il a été montré que celle-ci n'influe que peu sur le NIEL [Fod+03])

Pour qu'un facteur de dommage universel, tel que celui proposé par Srour dans le silicium, soit applicable, il est nécessaire que le courant d'obscurité soit dominé par la génération thermique dans la ZCE. Dans le silicium, cette condition est généralement vérifiée, le courant de diffusion y restant négligeable devant le courant de génération dans la région dépeuplée, ce qui permet de ne considérer que cette contribution dans la définition du facteur de dommage.

Dans les matériaux à faible gap, tels que le HgCdTe, la situation est sensiblement différente. Les faibles énergies d'activation associées aux mécanismes de transport entraînent une augmentation rapide du courant de diffusion avec la température, contribution qui peut devenir significative, voire dominante, dès que la température s'élève. Cette composante du courant d'obscurité est par ailleurs susceptible d'être augmentée par les irradiations. Les irradiations augmentent également le courant de génération présent dans la ZCE par la création de défauts dans la ZCE. Toutefois, les photodiodes HgCdTe n'étant généralement pas totalement dépeuplées et présentant une forte dépendance à la température, une contribution résiduelle de courant de diffusion peut subsister, y compris après irradiation.

Se pose alors la question de la discrimination entre les différentes contributions au courant d'obscurité, ainsi que de la définition du volume pertinent à considérer dans l'établissement d'un facteur de dommage lorsque le courant de génération ne domine pas entièrement la zone déplétée.

4.4.3 Est-il possible d'appliquer la méthode de Srour *et al.* dans le HgCdTe ?

Au regard de ces contraintes, se pose la question de la comparabilité des résultats obtenus sur les différents composants irradiés. Une comparaison directe des facteurs de dégradation extraits pour l'ensemble des dispositifs étudiés met en évidence des écarts significatifs. Ces différences peuvent résulter de multiples causes, qui seront analysées par la suite. Essayons dans un premier

temps de normaliser les dégradations dans un même composant, en regardant tout d'abord les composants LWIR P/N NG et VLWIR P/N NG. Ces deux dispositifs issus de la même technologie (en termes de ROIC et de couche de détection/procédé de fabrication) permettent de supposer, au premier ordre, une dégradation similaire aux irradiations.

En considérant que les pixels présentent des architectures comparables dans les deux cas, une normalisation fondée sur les paramètres strictement technologiques apparaît peu pertinente au premier ordre. La première approche consiste alors à introduire une normalisation basée sur le gap et la température, qui diffèrent entre les deux composants. Pour ce faire, on s'appuie sur la dépendance connue du courant d'obscurité vis-à-vis de la bande interdite et de la température.

On a vu au Chapitre 1 que le courant d'obscurité est lié à la densité de porteurs intrinsèque, elle-même liée à la température.

$$n_i(T) \propto T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \tag{4.3}$$

On a aussi vu que le courant de diffusion possède une dépendance en n_i^2 et le courant de déplétion SRH dépend de n_i (voir 1.4.1). De ce fait, on aura :

$$I_{diff} \propto n_i^2 \Leftrightarrow T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \tag{4.4}$$

et :

$$I_{SRH} \propto n_i \Leftrightarrow T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \tag{4.5}$$

Connaissant cela, il est possible de ramener une mesure de courant d'obscurité d'un gap donné et d'une température donnée à sa valeur approximative à un autre gap et une autre température. La formule de normalisation est alors :

$$I_{norm} = I_{initial} \times rapportgaptempérature$$

$$\Leftrightarrow$$

$$I_{norm} = I_{initial} \left(\frac{T_{norm}^{n_2}}{T_{initial}^{n_1}}\right) \exp\left(\frac{E_{g_{initial}}}{m_1 k T_{initial}} - \frac{E_{g_{norm}}}{m_2 k T_{norm}}\right) \tag{4.6}$$

Dans le cas des petits gaps, la contribution exponentielle étant grandement dominante dans cette expression, la normalisation que l'on gardera sera :

$$I_{norm} \approx I_{initial} \times \exp\left(\frac{E_{g_{initial}}}{m_1 k T_{initial}} - \frac{E_{g_{norm}}}{m_2 k T_{norm}}\right) \tag{4.7}$$

Avec m_x dépendant de la contribution de courant d'obscurité considérée (2 pour du GR et 1 pour de la diffusion). C'est ici que cette normalisation devient complexe. En effet, pour l'appliquer

de façon précise, il faudrait connaître les contributions de courant d'obscurité majoritaire au deux températures et gap, ce qui nécessite d'avoir fait des mesures en températures ou d'avoir une idée précise du régime dans lequel le composant se trouvera lors des paliers d'irradiations. Dans notre cas, on sait que l'on se trouve à une température chaude pour du LWIR (90 K) et VLWIR (85 K) et d'après nos observations du Chapitre 4, il semble que la contribution de courant de diffusion est encore présente après irradiations, mais avec une forte composante du courant GR avec les irradiations. On teste les deux possibilités de normalisation (en considérant une contribution de courant majoritaire de diffusion ou de SRH). Il en ressort sur la figure 4.18 que la normalisation la plus pertinente semble être celle en considérant une contribution majoritaire de courant de diffusion. On notera à nouveau que l'élargissement du gap de la zone P des composants P/N NG a probablement une influence sur ce calcul. Dans ce contexte, il est aussi difficile d'identifier quelle valeur de gap retenir dans l'équation (4.7).

On observe ainsi qu'il est possible de ramener les valeurs de courant du composant VLWIR à des conditions équivalentes à celles du LWIR en corrigeant du facteur $\exp(E_g/kT)$. Ce résultat suggère que, pour une technologie donnée, le courant d'obscurité suit une dégradation universelle sur différents composants, indépendamment de la température et du gap. En considérant cela, il serait alors possible de « prédire » un facteur de dégradation du courant d'obscurité d'un composant en en connaissant un autre, d'un composant de même technologie. Une telle interprétation repose toutefois sur l'hypothèse d'un courant d'obscurité majoritairement dominé par les mécanismes de diffusion. Or, si la présence d'un courant de diffusion après irradiation a bien été mise en évidence, affirmer qu'il demeure la contribution prépondérante n'a rien d'évident. Ainsi, bien que la normalisation par le couple gap/température constitue un indicateur pertinent de continuité technologique entre les composants LWIR et VLWIR, il reste néanmoins des travaux à faire pour s'assurer que cette normalisation soit adaptée pour d'autres technologies.

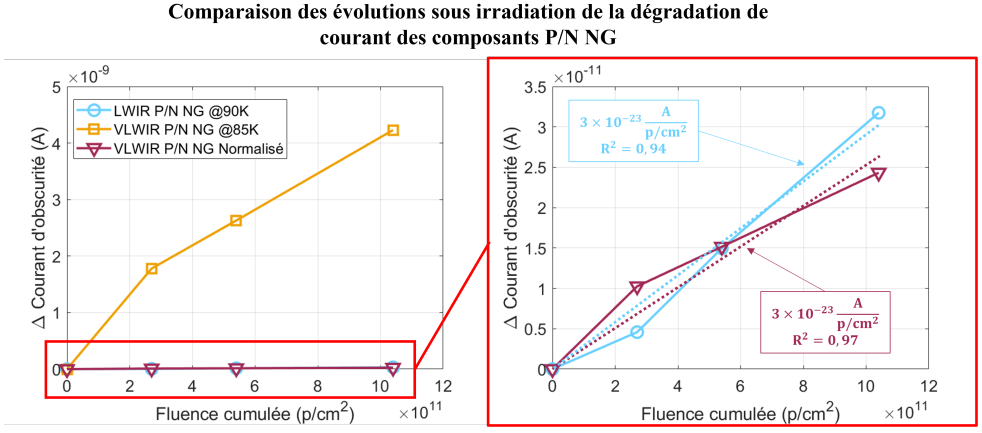


FIGURE 4.18 – Tracés des évolutions de courant d'obscurité des composants LWIR et VLWIR P/N NG en fonction de la fluence cumulée avec la normalisation par le gap et la température du composant VLWIR

Si l'on reproduit l'exercice de normalisation avec les composants N/P, et que l'on cherche à comparer les dégradations en fonction de la température, on arrive à normaliser de façon encore plus précise. On ne considérera que les bandes LWIR à 86 K et 60 K, les bandes VLWIR n'ayant pas pu être mesurée lors de la campagne à 86 K. On considérera des gaps de 130 meV @60 K et de 137 meV @86 K via la formule de Hansen [Han+82] pour normaliser les valeurs de courant d'obscurité de 60 K vers 86 K. Enfin, en prenant en compte les énergies d'activation calculées plus haut, on considérera un courant en régime GR pour la normalisation. On peut alors placer les différentes valeurs de dégradations de courant sur un même graphique comme visible sur la Figure 4.19.

On obtient une évolution linéaire du courant avec la fluence cumulée pour les deux composants. Cette évolution est la même qu'observé dans les résultats de courant d'obscurité sur le CH3 mais ici sur une fenêtre de dose bien plus grande. En normalisant par le gap et la température les deux études montrent ainsi que le composant se dégrade toujours de la même manière, et ce indépendamment de la température lors des irradiations. A nouveau, la dégradation de courant d'obscurité semble universelle dans un même composant. Cette observation permet aussi de voir que, bien que l'on irradie à des doses importantes, les facteurs de dégradations pouvant être extraits seront aussi représentatifs à plus basse fluence.

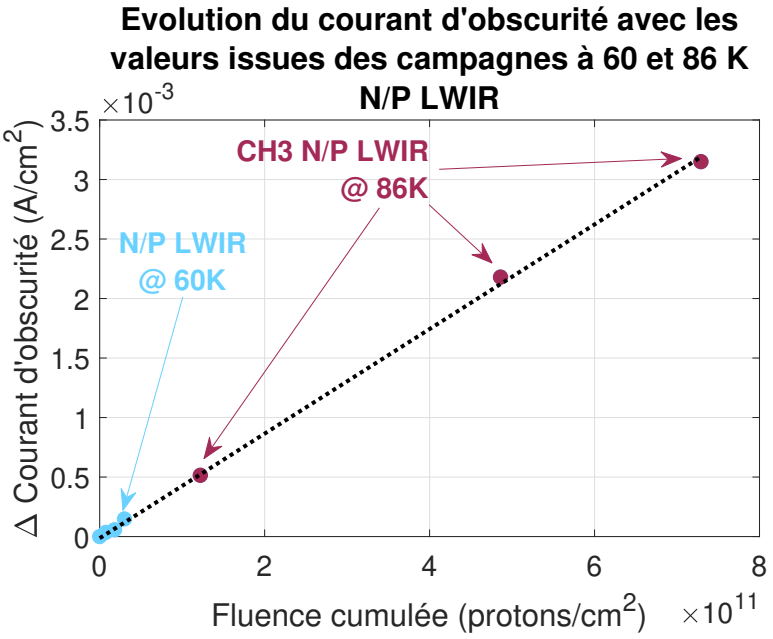


FIGURE 4.19 – Évolutions du courant d'obscurité du composant N/P LWIR sur une plage de dose étendue en utilisant les valeurs issues de deux campagnes.

Ces résultats constituent une première tentative intéressante de normalisation de la dégradation, mais il convient d'en souligner les limitations. En premier lieu, cette normalisation n'a été validée dans les différents cas, qu'entre deux composants issus d'une même technologie et à des

stœchiométries de couche de détection HgCdTe très proches.

L'application de cette normalisation aux dégradations de courant d'obscurité mesurées sur des composants de technologies différentes, tels qu'entre le LWIR N/P et le LWIR P/N NG, conduit à des valeurs très éloignées. Cet effet pouvait être attendu dans la mesure où les paramètres de mesures (gap, température et conditions d'irradiations) étaient similaires, mais les valeurs de courant d'obscurité possédaient un facteur 100 entre les deux composants. Ce constat met ainsi en évidence le rôle déterminant de la technologie de fabrication dans la validité de ce type d'approche. En conséquence, l'établissement d'un facteur de dommage véritablement universel pour le HgCdTe suppose d'identifier et d'isoler des paramètres de normalisation propres à la technologie, de caractériser précisément les différentes contributions au courant d'obscurité, et de s'appuyer sur un ensemble de données plus large et plus diversifié.

4.5 Effets des recuits sur l'augmentation du courant d'obscurité induit par irradiations

Enfin, des mesures de recuits ont été faites afin d'étudier les dynamiques des dégradations de courant observées plus haut. On a vu précédemment que la cinétique de réorganisation des défauts est suffisamment lente pour être bien visible lors des campagnes d'irradiation. Les défauts induits par irradiations ont ainsi tendance à se réorganiser lentement vers des états moins préjudiciables en termes de dégradation de performances. Dans le cadre de ces travaux, cette réorganisation lente est visible si le composant est maintenu à température cryogénique. Il a cependant été intéressant de regarder l'évolution des dégradations à des températures plus élevées. Lors de la campagne menée sur les composants P/N NG, des recuits successifs à températures croissantes ont ainsi été réalisés. Ces recuits ont été appliqués après l'ensemble des mesures de dégradation associées. À l'issue de chaque étape de recuit, dont le détail est présenté sur la figure 4.20, le composant était systématiquement ramené à sa température cryogénique nominale afin d'être caractérisé à nouveau dans des conditions de mesure identiques.

En regardant l'évolution du courant d'obscurité, on constate sur la figure 4.20 que les valeurs augmentent fortement après les cycles thermiques. Pour le composant LWIR, le courant se trouve multiplié par 2.4 entre 12 heures post irradiation et le premier recuit à 160 K puis par 4.45 après le recuit à 300 K. La dégradation de courant induite par les recuits est par ailleurs bien plus importante que celle causée par les irradiations d'un facteur 10. Pour le composant VLWIR, un premier recuit d'une heure à 300 K provoque également une augmentation du courant d'obscurité mais moins prononcée que celle du composant LWIR. Après cette dégradation initiale, les autres recuits à 300 K ne provoquent plus d'effets notables sur le courant d'obscurité. Ces observations semblent nous indiquer plusieurs choses.

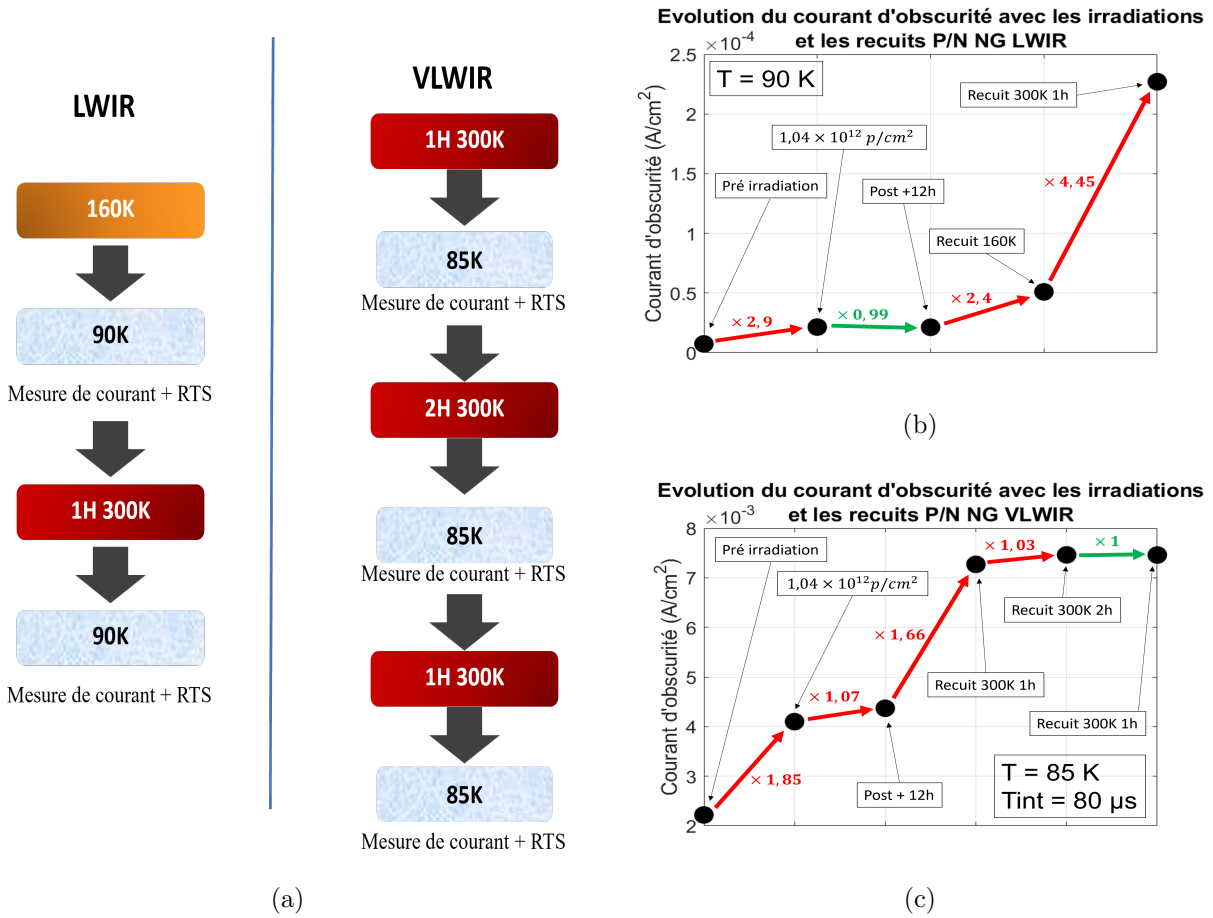


FIGURE 4.20 – Détail des recuits (a) et leurs effets sur le courant d'obscurité du composant LWIR P/N NG (b) et VLWIR P/N NG (c).

Dans un premier temps, l'élévation de la température favorise très probablement une réorganisation rapide des défauts. Cette réorganisation semble s'opérer de manière progressive avec la température, comme observé sur le composant LWIR, suggérant que différentes familles de défauts possèdent des températures de recuit distinctes. La structure exacte des défauts cristallins induits par irradiation n'étant pas connue avec précision, il n'a toutefois pas été possible d'identifier ni de déterminer individuellement les températures de recuit associées à chacun de ces défauts. Les défauts plus stables, produits par les réorganisations seraient alors plus préjudiciable sur le courant d'obscurité par rapport aux défauts initiaux.

Au vu de la saturation des dégradations observée après plusieurs cycles de recuit sur le composant VLWIR, il est envisageable qu'une réorganisation rapide des défauts se produise immédiatement après la remontée en température, avant que les dynamiques ultérieures ne deviennent fortement atténuées. Dans ce cas, il est possible que des temps de maintien prolongés à la température de recuit (300 K dans notre cas), de l'ordre de plusieurs jours, semaines ou mois, soient nécessaires pour mettre en évidence des évolutions supplémentaires.

Ces observations suggèrent l'existence de deux régimes distincts de réorganisation des défauts dans le HgCdTe, associés à des mécanismes physiques différents et caractérisés par des énergies d'activation et des cinétiques distinctes. Le premier régime, rapide, serait dominant aux temps courts et conduirait à une augmentation de l'activité électrique des défauts, comme observé ici sur le composant VLWIR. Un second régime, plus lent, déjà rapporté dans la littérature [Kal+79 ; Cro+20 ; Din+23d ; Fri+25] ainsi que dans nos mesures sur le composant SWIR, pourrait au contraire être associé à une diminution progressive de cette activité, par exemple via des mécanismes de recombinaison, de passivation ou de complexation des défauts, parfois qualifiés de *reverse annealing*. Des mesures complémentaires de recuits prolongés à température ambiante sont envisagées. Elles n'ont toutefois pas pu être réalisées dans le cadre de cette thèse en raison de contraintes liées à l'activation radioactive des composants, empêchant de ramener les composants au laboratoire pour de nouvelles mesures.

Enfin, pour les deux composants étudiés, les évolutions observées sur le courant d'obscurité s'apparentent à un phénomène de *reverse annealing*, déjà rapporté sur d'autres composants [Sun+21 ; Hop+94] ainsi que dans les travaux de Ségolène Dinand [Din+23b]. Dans le cadre de certaines missions spatiales, l'hypothèse de recuits du détecteur en vol a déjà été envisagée afin de restaurer partiellement les performances. Toutefois, la cinétique rapide du *reverse annealing* mise en évidence ici pourrait rendre cette stratégie peu efficace. Un recuit bref à température ambiante ne semble en effet pas suffisant pour neutraliser les défauts induits par irradiation. Pire encore, ce recuit aggrave ceux-ci dans notre cas. Il serait alors nécessaire de recourir à des températures de recuit significativement plus élevées, comme cela a déjà été exploré par le passé [Din+23b].

Résumé du Chapitre 4

Ce quatrième chapitre ouvre la partie dédiée aux résultats expérimentaux et aux conclusions qui en découlent. Il s'intéresse plus particulièrement aux résultats de courant d'obscurité, en introduisant la notion de facteur de dégradation du courant d'obscurité sous irradiation. Dans un premier temps, les résultats obtenus sur le composant SWIR SFD sont présentés. La méthodologie d'estimation du courant d'obscurité, basée sur des acquisitions de type *Up-The-Ramp* (UTR), y est détaillée. Sur ce composant, une dégradation non linéaire du courant avec les irradiations est observée. Cette observation est toutefois attribuée à l'influence probable de phénomènes de piégeage et dé-piégeage, en lien avec la persistance. Une méthode alternative d'estimation de la dosimétrie, reposant sur des mesures réalisées sous flux, est également proposée, permettant d'obtenir une nouvelle estimation du facteur de dégradation du courant en fonction de la fluence de protons.
Dans un second temps, le chapitre présente les résultats de courant d'obscurité obtenus sur différents composants LWIR et VLWIR. En prenant pour point de départ le composant

N/P LWIR opéré à 86 K et à 60 K, les différentes méthodes de caractérisation du courant d'obscurité sont décrites. L'analyse conjointe des caractéristiques I(V), de l'évolution moyenne du courant avec la dose et des histogrammes de distribution permet d'identifier la ZCE comme étant la contribution majoritaire au courant additionnel induit par l'irradiation. La dégradation du courant d'obscurité apparaît alors parfaitement linéaire avec la dose, en accord avec les comportements déjà observés dans d'autres matériaux semiconducteurs. Les mêmes analyses appliquées aux composants P/N NG LWIR et VLWIR conduisent aux mêmes conclusions. La dégradation linéaire du courant d'obscurité se révèle ainsi indépendante à la fois du matériau, de la technologie du capteur et de la longueur d'onde associée. En revanche, les différents composants présentant des niveaux initiaux de courant d'obscurité distincts, les facteurs de dégradation associés diffèrent logiquement d'un composant à l'autre.

Les principaux apports de ce chapitre peuvent être résumés comme suit :

- Ce chapitre fournit les premières évolutions de courant d'obscurité avec les dommages de déplacement pour des composants HgCdTe. Bien que ce comportement fût attendu, il a permis d'établir des premières valeurs de facteurs de dégradation du courant dans ce matériau, qui pourront servir de références pour de futures études comparatives
- Les résultats obtenus sur le courant d'obscurité montrent également que, malgré la contribution importante du courant de diffusion dans les composants HgCdTe petit gap, le courant GR issu de la ZCE demeure la contribution dominante après irradiation
- Les mesures réalisées environ douze heures après irradiation, tout en maintenant les composants à température cryogénique, mettent en évidence une dynamique marquée de réorganisation des défauts dans le HgCdTe à froid. Cette réorganisation, opérant à basse température, se traduit par un effet globalement favorable sur les niveaux de courant d'obscurité pour l'ensemble des composants étudiés. En revanche, des remontées ultérieures à des températures plus élevées, typiquement jusqu'à l'ambiante, montrent dans un second temps une évolution défavorable du courant d'obscurité. Ces observations suggèrent l'existence de deux énergies d'activation thermiques distinctes associées aux mécanismes de réorganisation des défauts : l'une caractérisée par des temps d'évolution rapides à température élevée, l'autre par des temps caractéristiques plus longs mais actifs à basse température
- Enfin, il a été montré que les dégradations de performances induites par la dose de déplacement semblent, indépendantes de la température. En corrigeant le facteur $\exp(E_g/kT)$ à partir de mesures réalisées à une température donnée, il est possible de normaliser le courant d'obscurité afin d'en estimer la valeur à une autre tem-

pérature. Cette approche de normalisation se révèle toutefois valide uniquement pour des composants de même technologie, et ne peut pas être transposée entre dispositifs reposant sur des technologies distinctes

— L'application de cette normalisation a permis de combiner deux études distinctes menées à 60 et 86 K, mettant en évidence une dégradation du courant d'obscurité parfaitement linéaire sur une large gamme de fluence cumulée

Chapitre 5

L'évolution du bruit avec les irradiations

5.1 Les différents bruits étudiés en irradiations 98
5.1.1 Le bruit blanc, ou l'étude de l'excès de bruit 98
5.1.2 Le bruit basse fréquence ou 1/f 98
5.1.3 Le bruit RTS et ses caractéristiques 101
5.2 Le bruit dans le détecteur SWIR SFD 102
5.3 Le bruit dans les composants N-sur-P 103
5.3.1 Problématique de dérive de température 103
5.3.2 Étude de l'excès de bruit du composant N-sur-P 104
5.3.3 Le bruit basse fréquence dans les composants N/P 106
5.3.4 Les comportements RTS sous irradiations des composants N-sur-P 109
5.3.5 Évolution des paramètres RTS avec la fréquence d'acquisition 112
5.3.6 RTS à très basse température 60 K 116
5.4 Composants P-sur-N NG LWIR et VLWIR 117
5.4.1 Excès de bruit dans les P-sur-N NG 117
5.4.2 Le bruit RTS dans les composants P-sur-N NG 119
5.5 Évolution des RTS après le recuits 121
5.6 Discussion des résultats de bruits 122

Étudier le bruit est à la fois précis et vaste. En effet, comme évoqué dans le chapitre 1, il existe de nombreux types de bruits. Identifier une contribution précise n'est donc pas aisée. En irradiation, un bon moyen d'étude réside ainsi dans l'observation de la variation d'excès de bruit et du bruit basse fréquence par rapport à avant irradiation. Définissons tout d'abord ces différentes contributions de bruit.

5.1 Les différents bruits étudiés en irradiations

5.1.1 Le bruit blanc, ou l'étude de l'excès de bruit

Comme défini au Chapitre 1, le bruit nominal du capteur peut être défini à partir du courant d'obscurité comme :

$$Bruit_{Schottky} = \sqrt{\frac{qI}{T_{int}}}[A] \tag{5.1}$$

Cette valeur représente ainsi le plancher de bruit en dessous duquel il ne sera pas possible de descendre. Il représente le bruit intrinsèque à un niveau de courant d'obscurité donné. En faisant la différence entre cette valeur de bruit et celui effectivement observé, on peut ainsi étudier les contributions de bruit additionnelles générées par les irradiations. Cette variation, appelée excès de bruit sera le premier paramètre étudié par la suite.

5.1.2 Le bruit basse fréquence ou 1/f

Le bruit basse fréquence (1/f), comprenant les comportement RTS sera aussi étudié. Comme évoqué dans le Chapitre 1, les origines du bruit basse fréquence n'ont aujourd'hui pas de source encore parfaitement identifiée. Les différents travaux sur le bruit basse fréquence étant nombreux et complexes, une analyse précise de ce phénomène ne sera pas approfondie dans ce manuscrit. Le travail de cette thèse ne s'intéressera ici que sur l'hypothèse plébiscitée dans les capteurs d'images HgCdTe. Pour ce type de composants, Tobin [Tob+80] émet l'hypothèse que le bruit 1/f est le résultat d'une modulation du courant de génération de surface de la passivation, par des fluctuations du potentiel de surface. Cette hypothèse se base sur le modèle de McWorther [McW55] qui indique que, pour une densité de pièges répartis uniformément en termes d'énergie et de distance par rapport à l'interface semi-conductrice, ces pièges génèrent un spectre de bruit 1/f pur sur une gamme de fréquences extrêmement large. Cette hypothèse étant valable même dans les semi-conducteurs à faible bande interdite. Tobin définit alors la densité spectrale de puissance du bruit 1/f comme :

$$DSP_{1/f}(f) = \alpha_T^2 \frac{(A.J_d)^2}{f} \tag{5.2}$$

Avec J_d la densité de courant d'obscurité associé à une surface A et α_T le facteur de Tobin adimensionnel définit comme :

$$\alpha_T = \frac{\sqrt{N_T \times A_{eff}}}{N \times V} \tag{5.3}$$

Où N_T est la densité de pièges de surface et N est la concentration de porteur minoritaire dans le volume V. La subtilité ici étant la distinction entre A représentant la surface de la diode et A_{eff} étant la surface efficace impactée par du bruit 1/f.

Ainsi, on constate que le bruit 1/f dans sa modélisation considérée ici, dépend de nombreux paramètres. Si l'on souhaite étudier l'évolution du phénomène en irradiation sur un même composant, à la même température, et à la même tension de *bias* de la photodiode, nous considérerons qu'entre les différentes mesures, les surfaces, le volume et la densité de porteurs minoritaires ne varient pas avant et après irradiations. Avec ces hypothèses, cela permet de simplifier l'expression (5.2) en :

$$DSP_{1/f}(f) = N_T.\frac{J_d^2}{f} \tag{5.4}$$

L'incrément de bruit 1/f pourrait donc dépendre soit du courant d'obscurité, soit de la densité de pièges au niveau des interfaces. L'interrogation étant laquelle de ces dépendances est celle qui pourrait faire varier le bruit 1/f en irradiations, et si celui-ci varie ? On comparera ainsi la variation de bruit 1/f comparée à celle de courant d'obscurité pour déterminer si un phénomène est directement relié à l'autre.

Pour l'étude du bruit 1/f, nous utilisons une méthode déjà employée dans la littérature [Cla+24]. Bien que l'analyse du bruit soit formulée dans le domaine fréquentiel via les densités spectrales de puissance, les données expérimentales sont acquises sous forme de signaux temporels bruts. Il est donc nécessaire de convertir ces enregistrements temporels dans le domaine fréquentiel. Cette transformation est réalisée à l'aide d'une transformée de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*, FFT), permettant d'accéder au spectre fréquentiel du signal et d'en extraire la densité spectrale de puissance associée.

En respectant le principe de Shannon [Sha49], la FFT est appliquée à la DSP du signal $DSP_{1/f}$ sur la fenêtre fréquentielle :

$$\left[\frac{1}{T_{acquisition}}, \frac{1}{2T_{trame}}\right] = \left[\frac{f_s}{N_s}, \frac{f_s}{2}\right] \tag{5.5}$$

Avec f_s la fréquence trame et N_s le nombre d'images. À partir du signal exprimé en ampères, la FFT permet d'obtenir la densité spectrale de puissance (DSP) en $[A^2/Hz]$. Celle-ci est ensuite normalisée en densité spectrale d'amplitude (ASD), afin de s'exprimer en $[A/\sqrt{Hz}]$:

$$ASD_{1/f} = \sqrt{DSP_{1/f}(f)} = \sqrt{\alpha_T^2 \frac{(A_d \times J_d)^2}{f}} \tag{5.6}$$

Dans le cas d'un bruit 1/f « pur », la représentation en échelle logarithmique conduit à une pente d'environ $-0{,}5$ sur un tracé en échelle logarithmique comme visible sur la figure 5.1 et montré par :

$$\log(ASD) = \log\left(\sqrt{\alpha_T^2 \frac{(A_d \times J_d)^2}{f}}\right) = \log\left(\alpha_T(A \times J_d)\right) - 0,5\log(f) \tag{5.7}$$

Cette relation sert de critère d'identification : un pixel est considéré comme présentant un

bruit 1/f lorsque la pente extraite se situe entre -0.55 et -0.45. Dans la pratique, un nombre non négligeable de pixels présentent des pentes plus marquées. Ces pixels peuvent tout à fait contenir une composante 1/f, mais elle sera masquée par du bruit à encore plus basse fréquence. Afin de conserver une classification stricte et focalisée sur l'évolution du bruit 1/f, ces pixels ne sont pas retenus pour l'étude du bruit 1/f « pur ».

Par ailleurs grâce à ce fit, la valeur en ordonnée à $f = 1\,Hz$ nous permet d'extraire le facteur de Tobin tel que :

$$\begin{aligned} \log(ASD)_{f=1\,Hz} &= \log(\alpha_T(A \times J_d)) \\ &\Leftrightarrow ASD = \alpha_T(A \times J_d) \\ &\Leftrightarrow \alpha_T \frac{ASD}{A \times J_d} \end{aligned} \tag{5.8}$$

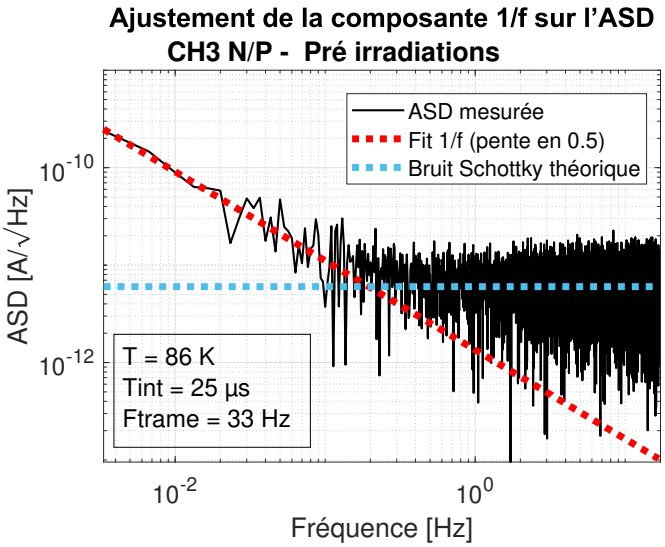


FIGURE 5.1 – Fit de l'ASD du signal d'un pixel afin de déterminer s'il évolue en 1/f

Ce facteur, rapport entre l'amplitude du bruit 1/f et le courant d'obscurité peut être utilisé pour qualifier les propriétés du bruit basse fréquences. S'il peut varier de plusieurs ordres de grandeurs entre les technologies (les meilleurs résultats obtenus se situant proche des 10^{-5} [Gra+24], le comparer au sein d'un même composant permet d'étudier l'intensité du bruit 1/f au cours des différentes mesures et ce, indépendamment du courant d'obscurité. Il sera par la suite le principal facteur nous permettant de caractériser le bruit 1/f. Le bruit basse fréquence peut également se manifester sous une forme spécifique, connue sous le nom de bruit RTS.

5.1.3 Le bruit RTS et ses caractéristiques

Comme introduit dans le Chapitre 1, le bruit RTS peut être caractérisé par trois paramètres : son amplitude de transition maximale (ATM), son nombre de niveaux discrets et son nombre de transitions pendant l'acquisition. Ces différents paramètres sont détecté à l'aide d'un algorithme développé par [Goi+09]. Si une analyse poussée du bruit RTS en lui-même n'est pas la problématique de cette thèse, il est cependant nécessaire de comprendre comment le programme de détection fonctionne afin de mieux identifier les limitations possibles en termes de détection. Cet algorithme se base sur la détection des fronts montants ou descendants du signal. Pour se faire, il utilise un filtre en forme d'escalier H tel que :

$$H(z) = \frac{2}{L}\left(-\sum_{i=0}^{\frac{L}{2}-1} z^{-i} + \sum_{i=L/2}^{L-1} z^{-i}\right) \tag{5.9}$$

Avec L la longueur du filtre (le nombre de coefficients). Ce filtre est ensuite convolué avec le signal du pixel donnant le signal filtré suivant :

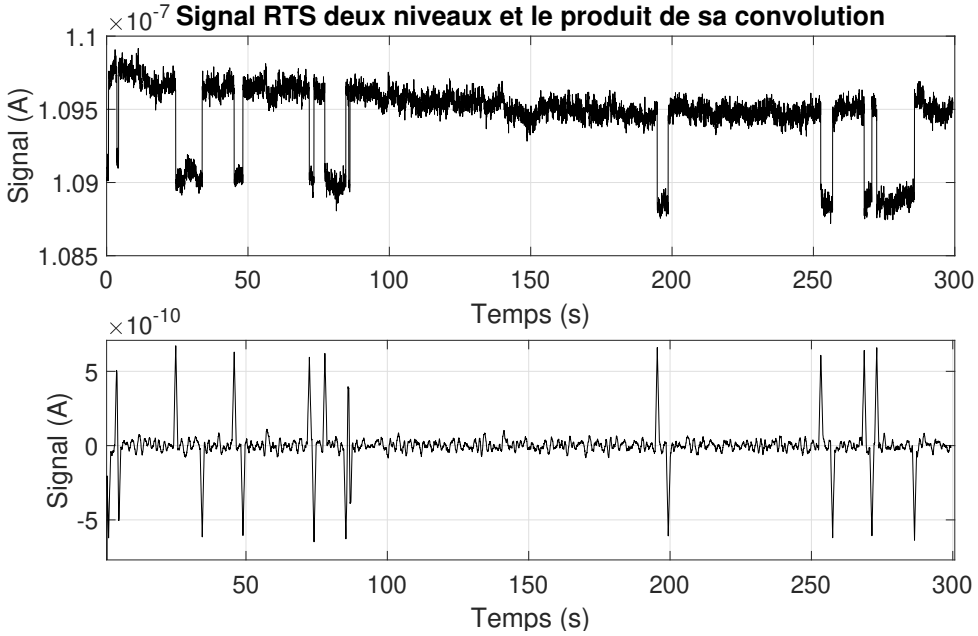


FIGURE 5.2 – Signal RTS à deux niveau (en haut) et le résultat de sa convolution avec le filtre H (en bas). Le signal RTS est une trace issue d'une acquisition de 10 k images à 33 Hz @ 86 K lors de mesures en obscurité du CH3 après $1.22 \times 10^{11} p/cm^2$ d'irradiations

Le processus de convolution génère alors des pics (positifs ou négatifs) lorsqu'un saut est rencontré. Procéder de cette manière permet de réduire le bruit gaussien du signal en le moyennant tandis que la différence entre les valeurs des états haut et bas amplifie tout front rencontré. Le bruit gaussien et le RTS étant décorrélés, la variance du signal peut être donnée par :

$$\sigma_{sig}^2 = \sigma_{RTS}^2 + \sigma_{gn}^2 \tag{5.10}$$

Où σ_{RTS} et σ_{gn} sont respectivement les écarts types du bruit RTS et du bruit gaussien. Pour garantir une bonne détection, et une faible proportion de faux positifs, la condition de détection est définie dans l'algorithme par :

$$A_{max} > \sigma_{sig} \tag{5.11}$$

Avec A_{max} l'amplitude maximale de saut après le filtre. Dans le pire des cas, si le temps passé au niveau RTS le plus élevé est proche du temps passé au niveau RTS le plus bas, σ_{RTS} peut-être au maximum de $A_{max}/2$. Ainsi l'équation suivante sera toujours vérifiée :

$$\sigma_{sig}^2 < A_{max}^2/4 + \sigma_{gn}^2 \tag{5.12}$$

De ce fait, un RTS sera toujours détecté s'il respecte la règle suivante :

$$A_{max} > \frac{2}{\sqrt{3}}\sigma_{gn} \tag{5.13}$$

Etudions maintenant les différents résultats de bruits en commençant par le début du spectre IR et le SWIR.

5.2 Le bruit dans le détecteur SWIR SFD

L'analyse du bruit dans les composants SFD présente des particularités. Les acquisitions reposant sur des intégrations longues et non destructives (UTR), le courant d'obscurité est déterminé par le fit linéaire de la rampe de signal. Comme montré précédemment, l'irradiation induit au maximum une augmentation du courant d'obscurité de l'ordre de 2,5 e/s. Avec un pas d'acquisition UTR de 10,4 s, cela représente une variation moyenne d'environ 25 électrons entre deux lectures successives. Or, le bruit de lecture du composant est de 33 électrons, ce qui rend impossible une discrimination fiable entre une fluctuation réelle du courant d'obscurité et une fluctuation induite par le bruit de lecture. Dans ces conditions, il n'est pas envisageable d'extraire correctement l'évolution du bruit avec l'irradiation. Pour cette raison, le bruit 1/f, l'éventuel excès de bruit *shot* et les comportements RTS ne seront pas étudiés sur le composant SWIR.

Une tentative de l'étude du bruit RTS, a tout de même été entreprit mais sans résultats. Les comportements RTS étant noyés dans le bruit, aucun n'a été formellement constaté. Je suis néanmoins convaincu que certains pixels étaient RTS, les variations du courant étant simplement trop faible pour être correctement détectées, une autre étude ayant démontrée la présence de ce comportement dans ce type de capteur [Ant+24]. Si cela ne nous permet pas d'étudier le bruit

sur tout le spectre IR, cette conclusion est néanmoins positive d'un point de vue mission car le bruit RTS ne semble pas impacter les performances de ces types de détecteurs.

5.3 Le bruit dans les composants N-sur-P

Comme pour les résultats de courant d'obscurité, réduisons maintenant le gap pour se concentrer sur les composants opérants dans les bandes LWIR et VLWIR en commençant par la technologie N/P.

5.3.1 Problématique de dérive de température

Avant d'examiner les variations de bruit induites par l'irradiation dans les composants N/P, il est nécessaire de rappeler les conditions d'une analyse fiable du bruit. Contrairement aux mesures I(V), réalisées sur des durées très courtes, les caractérisations de bruit reposent souvent sur des acquisitions longues, indispensables pour détecter des signatures RTS ou identifier du bruit 1/f. Cette configuration met en évidence une contrainte particulière : la taille importante des composants étudiés. Une élévation de température du détecteur est systématiquement observée lors des séquences d'acquisition, liée à la dissipation de puissance du capteur. Mais cet échauffement se révèle prononcé pour les dispositifs N/P de cette étude en raison de leur surface et de leur dissipation thermique accrues. Cet effet est renforcé par leur courant d'obscurité, élevé aux températures de mesure, ce qui augmente encore la puissance dissipée et, par conséquent, la dérive thermique au cours des acquisitions.

Ainsi, alors qu'une acquisition I(V) est suffisamment courte pour que le composant ne chauffe pas de manière significative, les acquisitions longues nécessaires aux mesures RTS, pouvant atteindre 40 minutes, laissent au contraire le temps aux capteurs de s'échauffer. Cette élévation thermique se traduit par une augmentation progressive du courant d'obscurité. Cette sensibilité est particulièrement marquée dans les capteurs HgCdTe, où le courant d'obscurité suit une évolution quasi exponentielle avec la température, une faible variation de celle-ci suffit donc à modifier notablement le courant mesuré. Si la variation thermique atteint un seuil suffisant (de l'ordre de quelques mK), le système de régulation peut la détecter et ajuster automatiquement la puissance du réchauffeur pour compenser. La dynamique de cette boucle de régulation n'est pas instantanée et peut souffrir d'inertie ou de surcompensations. De ce fait, l'échauffement du composant peut induire une dérive de température soit positive, soit négative, selon la manière dont le contrôle rattrape ou amplifie la perturbation. Il devient alors indispensable de corriger ce mode commun afin de supprimer la dérive thermique affectant l'ensemble des pixels. Cette correction consiste généralement à estimer la dérive globale (par exemple via la moyenne ou un fit polynomial lent sur l'ensemble de la matrice) puis à la soustraire pixel-à-pixel, de manière à isoler les contributions de bruit intrinsèques du détecteur.

Pour les composants N/P cette correction de la dérive a été en deux étapes. On a tout d'abord

corriger la dérive commune sur l'ensemble de la matrice avant de faire une seconde correction. Celle-ci était faites pixel à pixel pour permettre une correction plus précise. Pour la mettre en place, on fait un fit linéaire de la dérive du pixel avec le temps. On soustrait ensuite cette contribution linéaire au signal pour la corriger illustrée sur la figure 5.3.

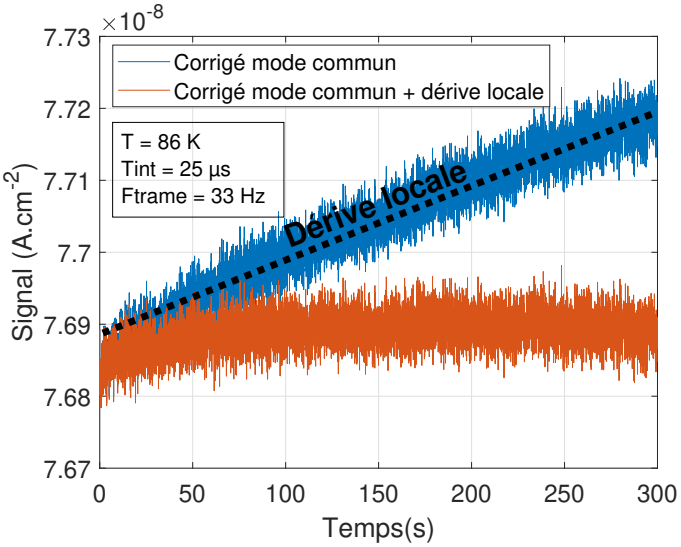


FIGURE 5.3 – Correction de la dérive locale d'un pixel pour l'analyse du bruit basse fréquence

5.3.2 Étude de l'excès de bruit du composant N-sur-P

Pour analyser les variations de bruit des composants N/P, les mesures ont été réalisées sous divers paramètres expérimentaux. Le bruit a ainsi été étudié à différentes températures, polarisations et fréquences d'acquisition, couvrant une gamme allant de 17 Hz à 3 kHz. Intéressons-nous d'abord à l'évolution de l'excès de bruit avec les irradiations. Dès les premières mesures, le bruit observé s'avère nettement supérieur au bruit Shottky (*shot*) théorique. Cette situation est cohérente avec les conditions expérimentales car les composants fonctionnent à des températures relativement élevées pour du LWIR/VLWIR. Dans ce régime, la contribution thermique, incluant les mécanismes de génération-recombinaison thermiquement activés, et la montée du bruit Johnson-Nyquist domine largement le bruit shot, dont l'amplitude ne dépend que du courant moyen. Ce décalage important entre bruit mesuré et bruit shot implique que le bruit observé ne peut pas être interprété comme une simple fluctuation statistique du courant, mais résulte d'un ensemble de processus thermiquement pilotés.

Le bruit évolue ensuite fortement sous irradiation, avec une variation d'autant plus marquée pour les mesures longues (10 minutes à 17 Hz), révélant une augmentation du bruit de basse fréquence. L'analyse des distributions d'excès de bruit en fonction de la dose met également en évidence l'apparition progressive d'une queue de distribution vers les valeurs élevées comme visible sur la figure 5.4b. Cette queue se retrouve dans l'évolution de la médiane d'excès de bruit

et à travers l'élargissement des 25ème et 75ème percentiles au fil des irradiations comme visible sur la figure 5.4a.

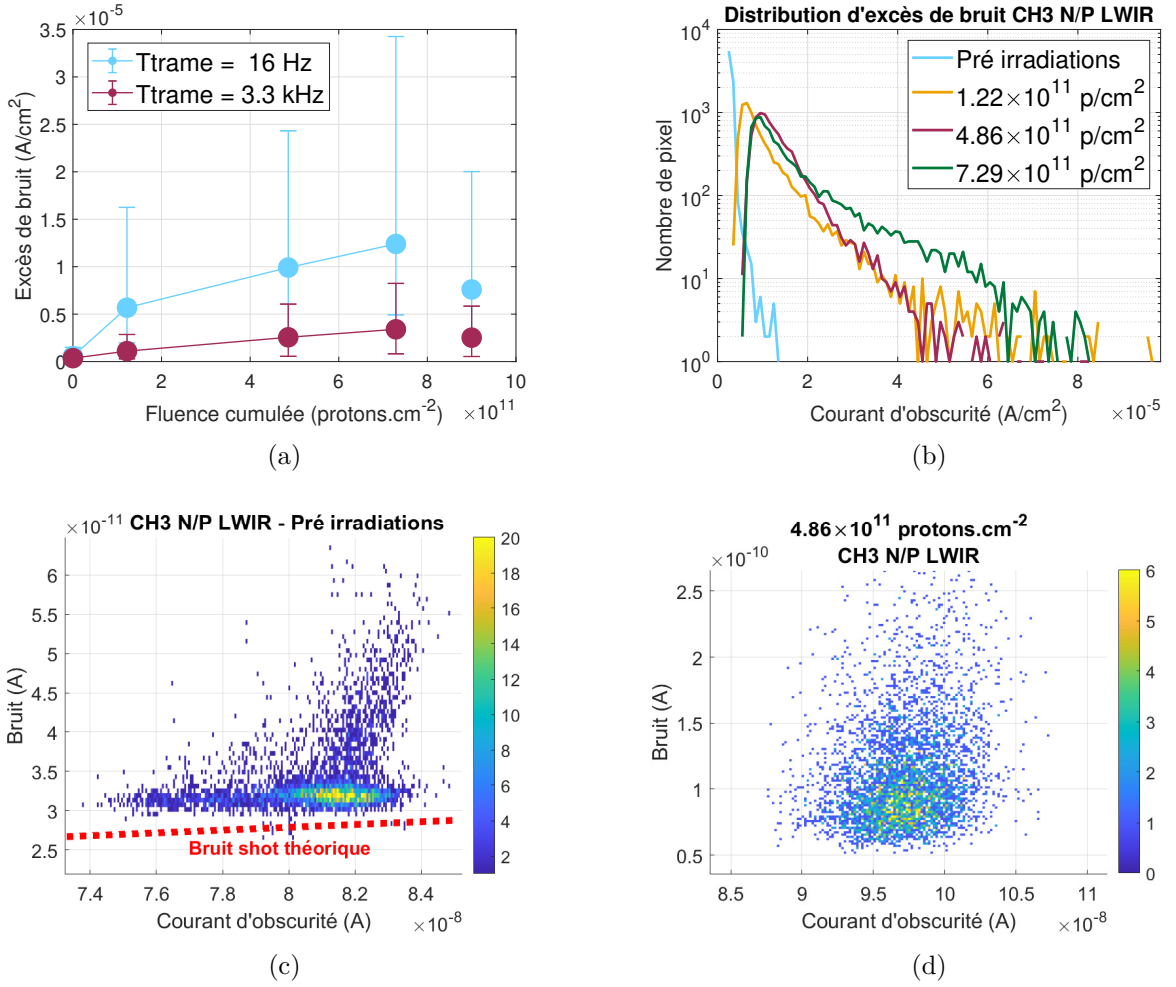


FIGURE 5.4 – Variation de l'excès de bruit médian et des 25 et 75 ème percentile (a), leurs distributions (b) et leurs corrélation avec le courant d'obscurité mesuré par pixel (c) pré irradiations et (d) à fluence plus élevée. On notera que toutes les mesures ont été faites à T = 86K, Tint = 25 µs et Ftrame = 17 Hz

Bien que cette distribution présente une forme globalement similaire à celle observée pour le courant d'obscurité, l'analyse des histogrammes 2D, en particulier celui pré irradiations suggère l'existence de deux populations distinctes comme l'illustre la figure 5.4c. Une première population suit une tendance compatible avec un bruit de type *shot*, tandis qu'une seconde population, minoritaire, semble limitée par une autre source de bruit évoluant plus rapidement avec le courant d'obscurité. Cette seconde population est principalement responsable de la queue de distribution observée, ce qui indique que celle-ci n'est pas strictement corrélée au mécanisme de bruit *shot* attendu. Les dispersions deviennent ensuite de plus en plus grandes à mesure que la dose aug-

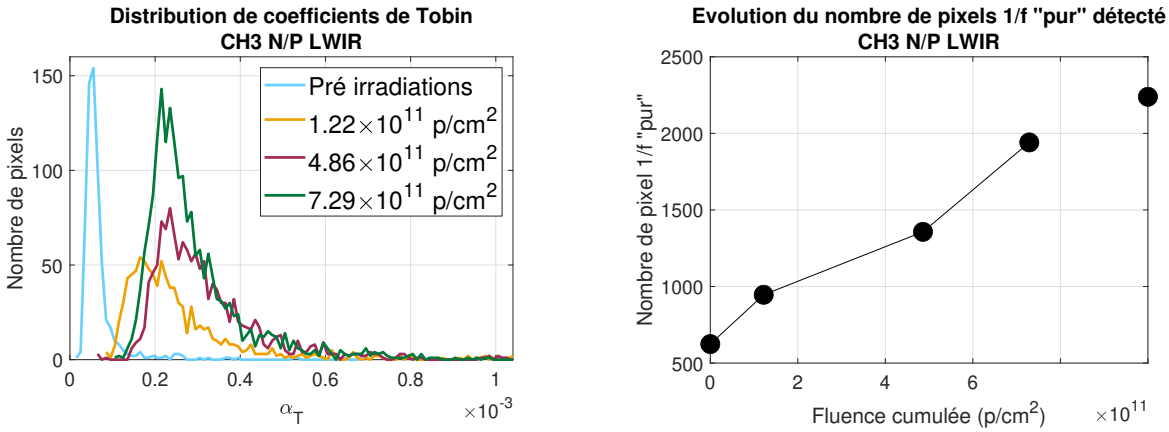
mente. Ces observations indiquent que le bruit additionnel introduit par les irradiations n'est pas de nature blanche . Il s'agit essentiellement d'un bruit basse fréquence, lié aux défauts induits par l'irradiation. En effet, la forte densité de défauts créés s'accompagne d'une distribution étendue de constantes de temps de capture et d'émission, conduisant à un bruit global de type basse fréquence 1/f. Cette interprétation est cohérente avec les modèles SRH étendus : lorsqu'un ensemble important de pièges présente une large diversité de profondeurs énergétiques et de constantes de temps, leur superposition statistique pourrait générer un bruit 1/f, même si chaque défaut individuel ne produirait qu'un RTS simple. Une discussion de ce phénomène est disponible dans la thèse d'Antoine Claret. Au-delà de cette dispersion de constantes de temps, une seconde source de bruit pourrait provenir de l'instabilité des défauts eux-mêmes. Comme l'illustrent les mesures post-irradiation, après 12 heures à température cryogénique, le bruit médian ainsi que sa dispersion diminuent par rapport aux valeurs acquises immédiatement après l'irradiation. Cet effet suggère une réorganisation progressive des défauts au cours du temps, même à très basse température. Un tel comportement est typique de processus de relaxation structurale, où certains défauts métastables migrent légèrement, et se stabilisent dans des configurations moins actives électriquement. Cette évolution temporelle réduit l'amplitude des fluctuations associées et diminue la dispersion des pixels, ce qui renforce l'idée que le bruit induit par irradiation n'est pas seulement statique, mais comporte une composante transitoire liée à l'évolution des pièges.

Tout comme le courant d'obscurité, le bruit additionnel introduit par l'irradiation se révèle fortement dépendant de la polarisation appliquée à la photodiode. On observe en effet une augmentation marquée du bruit lorsque la polarisation est augmentée, et ce uniquement après irradiation. Cette évolution indique qu'au moins une partie du bruit induit provient de défauts situés dans la zone de charge d'espace (ZCE). Ce bruit peut être attribué à des centres de piégeage de type SRH, sensibles au champ électrique, ou à un abaissement de la barrière d'émission conduisant à une contribution de type Poole–Frenkel et facilitant le tunnel assisté par pièges (TAT) [Sro+89].

5.3.3 Le bruit basse fréquence dans les composants N/P

Intéressons-nous maintenant à ce bruit basse fréquence. Plus précisément, regardons les pixels montrant un comportement en 1/f que nous considérons comme « pur », c'est-à-dire avec une pente entre -0.55 et -0.45 dans la méthode de détection évoquée ci-dessus. Ces pixels peuvent être caractérisés par leurs nombres ainsi que par le facteur de Tobin, nous renseignant sur leurs intensités. En traçant la distribution de ce facteur sur un histogramme, on obtient la figure 5.5a :

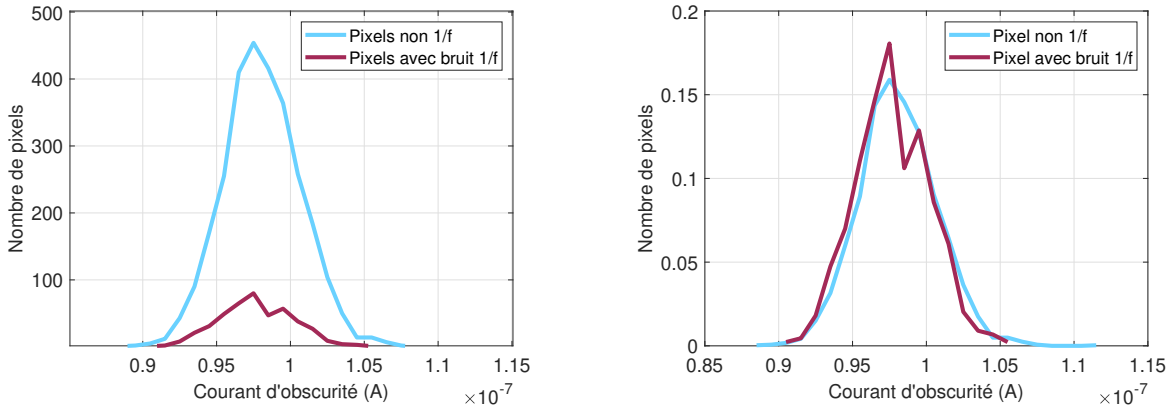
Les distributions montrent une augmentation du facteur de Tobin moyen avec les irradiations, traduisant une intensification du bruit basse fréquence. Le nombre de pixels présentant un comportement en 1/f « pur » augmente également de manière quasi constante avec la dose, comme visible sur la figure 5.5b. Comme évoqué plus haut, une hypothèse est que l'augmentation de la statistique des défauts conduit à la superposition d'un grand nombre de fluctuations



(a) (b)

FIGURE 5.5 – Histogramme de la distribution des facteurs de Tobin (a) et évolution du nombre de pixels comportant du bruit 1/f (b) en fonction des irradiations pour le CH3 (Ftrame = 17 Hz pour un Tint = 25 µs et @86 K).

individuelles, chacune avec sa propre constante de temps. Cette superposition convergerait alors vers une loi 1/f lorsque les constantes de temps suivent une distribution suffisamment étendue. Une autre hypothèse serait que l'intensité du bruit 1/f évolue linéairement avec le courant, et que la tendance observée ne soit que la conséquence de cette dépendance. Toutefois, le facteur de Tobin étant normalisé par le courant du pixel, il est précisément conçu pour s'affranchir de cette évolution. Le fait que l'augmentation observée soit plus rapide indique donc l'intervention d'un autre mécanisme. Les deux figures de mérite deviennent alors clairement décorrélées, comme le montre la Figure 5.6.

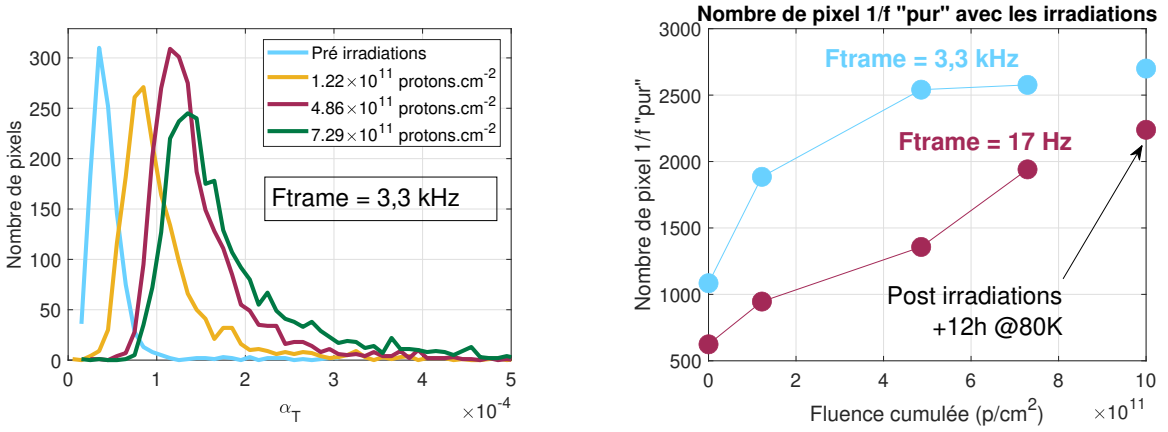


(a) (b)

FIGURE 5.6 – Histogrammes de courant d'obscurité des pixels du CH3 montrant du bruit 1/f contre ceux "sans" bruit 1/f. Histogramme total (a) et normalisé en probabilité sur le nombre de pixel (b). ($4.86 \times 10^{11} p/cm^2$). (Ftrame = 17 Hz pour un Tint = 25 µs et @86 K)

La montée du facteur de Tobin traduit plutôt une modification de la dynamique des pièges (élargissement de la distribution des constantes de temps, activation de centres profonds, transitions entre états métastables), et non d'une simple amplification d'un bruit proportionnel au courant. À haute fréquence (3,3 kHz), l'évolution du facteur de Tobin est similaire à celle observée à basse fréquence (17 Hz), bien que ses valeurs soient plus faibles sur la Figure 53. Comme attendu, l'intensité du bruit 1/f décroît lorsque la fréquence augmente. Il demeure néanmoins présent et semble même concerner une proportion plus importante de pixels qu'à 17 Hz. Cet effet pourrait s'expliquer par la chronologie des mesures. Les acquisitions de bruit longues (incluant les RTS), réalisées à faible fréquence (17 Hz), ont été effectuées immédiatement après irradiation et stabilisation thermique. Si l'on suppose qu'après irradiation les défauts sont dans un état hautement excité, c'est-à-dire instables et encore en cours de réorganisation, alors les mesures effectuées le plus tôt après irradiation sondent un matériau dont la structure cristalline n'est pas encore entièrement relaxée. Ainsi, les mesures effectuées à haute fréquence (3,3 kHz), réalisées après environ 40 minutes de mesures lentes, correspondent à un matériau ayant eu davantage de temps pour se réorganiser. Les défauts auraient alors pu migrer légèrement, changer d'état de charge ou se stabiliser dans des configurations plus stables, ce qui diminuerait les composantes les plus lentes du bruit et rendrait la signature 1/f plus facilement identifiable.

L'instabilité initiale des défauts pourrait donc induire un bruit à très basse fréquence, qui serait encore plus lent que le 1/f, et qui masquerait temporairement ce dernier dans les mesures faites proches des irradiations, réduisant la fraction de pixels classés « 1/f ». Les mesures effectuées 12 heures après irradiation vont également dans ce sens, car l'on détecte davantage de pixels présentant un comportement 1/f, mais avec des facteurs de Tobin plus faibles, comme le montre la figure 5.5a et la figure 5.7a.



(a) (b)

FIGURE 5.7 – Distribution de facteur de Tobin en fonction des irradiations pour les mesures hautes fréquence (a) et comparaison du nombre de pixel 1/f « pur » en fonction des fréquences (b). (T = 86 K et Tint = 25 µs)

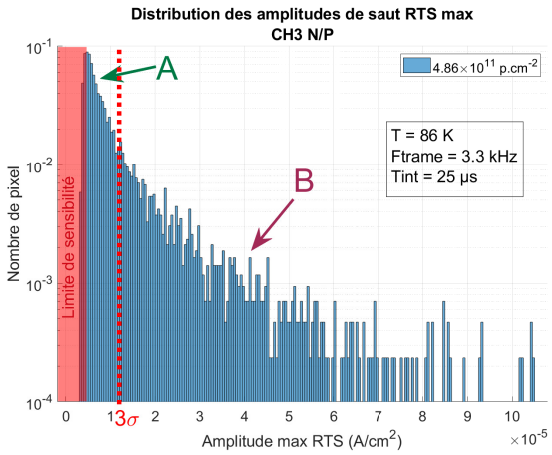
À haute fréquence mais à 60 K, aucun comportement 1/f significatif n'a été observé. À cette température, les mécanismes de piégeage–dé-piégeage des porteurs dans les défauts sont fortement ralentis. Le courant d'obscurité et le bruit deviennent alors dominés par le bruit blanc shot. Une hypothèse pourrait être qu'à très basse température, la dynamique des défauts activés thermiquement, comme ceux impliqués dans le bruit basse fréquence, sort de la bande de mesure car leurs transitions deviennent trop rares pour contribuer au bruit fréquentiel, laissant le bruit shot, directement lié aux fluctuations statistiques du courant comme contribution dominante.

5.3.4 Les comportements RTS sous irradiations des composants N-sur-P

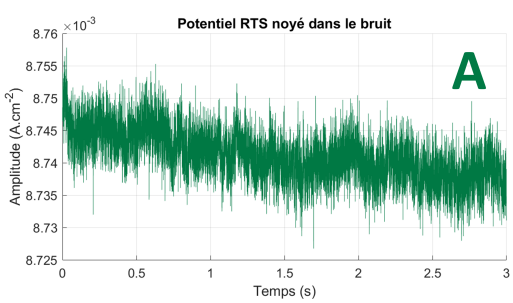
Examinons à présent un cas particulier du bruit basse fréquence : le bruit RTS. Comme indiqué précédemment, l'analyse repose sur les amplitudes de transitions maximales détectées, le nombre de transitions au cours de la mesure et le nombre de niveaux observés. Avant d'interpréter les résultats, deux précisions concernant le traitement des données s'imposent. Si l'on examine la distribution des amplitudes de transitions maximales (ATM) sur la figure 5.8(a), celle-ci n'est pas strictement exponentielle . Un point d'inflexion apparaît en effet aux faibles amplitudes, au maximum de la distribution. La chute observée en dessous de ce seuil correspond à la limite de détection de l'algorithme. En effet, lorsque les amplitudes deviennent comparables au bruit de fond, l'algorithme ne peut plus distinguer de manière fiable les transitions RTS de simples fluctuations bruitées. Cette coupure artificielle dans la distribution n'a donc pas de signification physique, elle reflète uniquement la sensibilité du logiciel de détection. Il est important de le souligner, car sans cette précision, l'interprétation pourrait suggérer à tort une absence d'événements RTS de faibles amplitudes.

Ensuite, dans le contexte des mesures réalisées sur des composants MCT à faible gap, un second seuil peut être introduit : trois fois l'écart-type du bruit de mesure, classiquement considéré comme la limite au-delà de laquelle un comportement RTS peut perturber la mesure. Aux températures d'opération retenues lors des campagnes, le bruit 1/f était particulièrement prononcé, de sorte qu'une partie des signatures détectées comme RTS pouvait en réalité provenir du bruit basse fréquence non-RTS (voir figure 5.8). Seuls les RTS présentant une ATM supérieure à trois fois l'écart type seront donc retenus pour l'analyse.

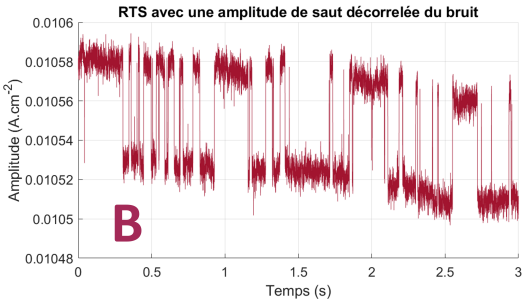
On notera également qu'afin d'éviter toute ambiguïté d'interprétation, les analyses portant sur l'évolution de l'ATM ainsi que sur le nombre (ou la fréquence des sauts) seront limitées aux RTS bi-niveaux. Ce choix permet de travailler sur des signatures attribuables à un unique centre de piégeage, garantissant une lecture plus claire des distributions et une comparaison cohérente entre les différents paliers d'irradiation. Limiter l'analyse aux bi-niveaux permet également d'éviter les biais inhérents aux RTS multi-niveaux, dont la dynamique peut résulter de plusieurs centres de piège en interaction, rendant l'interprétation nettement plus complexe et moins universelle.



(a)



(b)

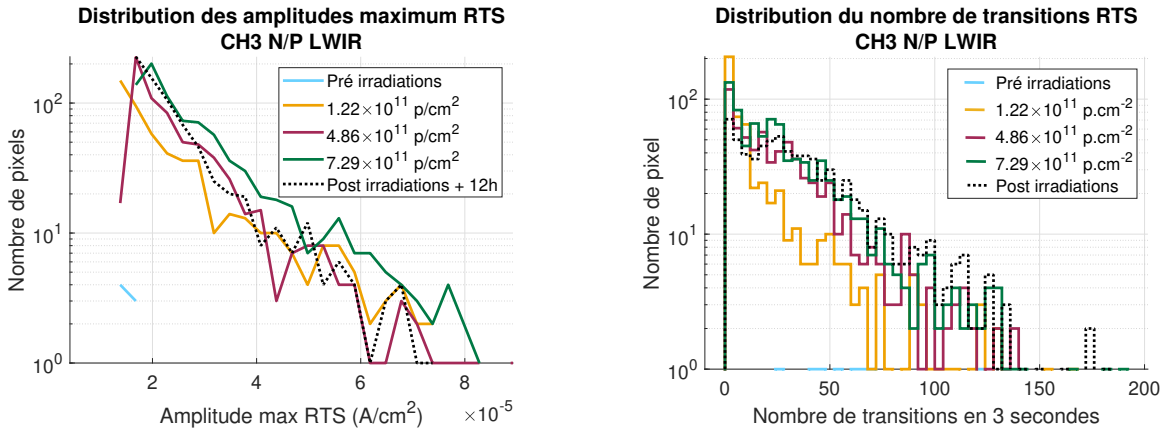


(c)

FIGURE 5.8 – Histogramme de distribution des ATM après le second palier d'irradiation (a) et exemple de traces détectées comme RTS avec un bruit 1/f relatif fort par rapport à la transition maximum de saut (b) et trace avec une transition RTS bien nette (c)

Enfin, pour la suite de l'analyse, l'étude des comportements RTS sous irradiation sera principalement menée sur les mesures acquises à 3,3 kHz, et ce pour plusieurs raisons. D'abord, la durée très courte de ces acquisitions les rend moins sensibles aux dérives thermiques et, comme montré précédemment, réduit l'influence du bruit 1/f. Ensuite, les acquisitions à haute fréquence présentent une proportion plus élevée de RTS bi-niveaux par rapport aux mesures lentes, ce qui est particulièrement pertinent puisque l'analyse se concentre sur ces signatures. Travailler à 3,3 kHz permet ainsi de disposer de la meilleure statistique exploitable. Enfin, les mesures réalisées à 60 K ayant également été effectuées à 3,3 kHz, l'utilisation de cette fréquence assure une normalisation cohérente pour la comparaison des résultats. Intéressons-nous tout d'abord aux ATM car il constitue le paramètre le plus discriminant pour identifier les DC-RTS [Vir+13]. Son évolution suit une loi exponentielle décroissante comme visible sur la Figure 56(a), forme de distribution aussi observée dans d'autres matériaux comme le Silicium [Goi+09]. Sous irradiation, le nombre de pixels composant la queue de distribution augmente légèrement avec la dose, sans que la valeur moyenne des amplitudes de saut (donné par la pente de cette queue de distribution) n'évolue (voir figure 5.9). Cependant, entre les deux derniers niveaux d'irradiation, la queue de

distribution n'augmente plus de manière significative. Cette limitation peut être expliquée de deux manières. La première concerne la dynamique du détecteur. En effet, les RTS de forte amplitude ne sont plus tous détectés à ce stade, le courant d'obscurité étant déjà proche de la saturation du pixel, limitant mécaniquement l'amplitude de transition maximale observable. On notera que tout pixel saturant pendant plus de 100 images consécutives est automatiquement exclu de l'analyse, renforçant cette réduction apparente des hautes amplitudes. Ensuite, cela peut également indiquer qu'à très forte dose d'irradiation, le nombre total de pixels présentant du RTS continue d'augmenter, mais que la proportion de bi-niveaux reste inchangée. Une fraction significative des bi-niveaux initiaux évoluerait alors vers des comportements multi-niveaux, maintenant ainsi la répartition relative entre catégories de RTS malgré l'augmentation globale de pixels affectés.



(a) (b)

FIGURE 5.9 – Évolution de la distribution d'amplitude de transition maximum (a) et du nombre de transitions RTS (b) avec la dose. (T = 86 K, Tint = 25 µs et Ftrame = 3,3 kHz)

L'évolution des amplitudes de transitions résulte directement du dommage de déplacement : l'irradiation accroît la densité de défauts ponctuels et complexes, et, par conséquent, la probabilité d'apparition de comportements RTS. Certains défauts induits peuvent alors présenter des niveaux énergétiques plus profonds, capables de générer des transitions de plus forte amplitude, ce qui étire la queue de distribution vers les valeurs élevées. Concernant le nombre de transitions, on observe qu'avec l'augmentation de la fluence, les pixels présentent un clignotement de plus en plus fréquent, jusqu'à atteindre une distribution maximum en termes de nombre de sauts à partir de $4.86 \times 10^{11} p/cm^2$, très certainement dû à un effet statistique de la fenêtre temporelle de la mesure, comme illustré sur la figure 5.9b. La distribution du nombre de transitions suit par ailleurs une évolution semblable à celle des amplitudes.

5.3.5 Évolution des paramètres RTS avec la fréquence d'acquisition

L'intérêt de la campagne menée sur le composant N/P réside dans la possibilité d'observer les RTS à différentes fréquences d'acquisition et d'en comparer les comportements. Pour pouvoir étudier des mesures à des fréquences différentes, les distributions seront normalisées au nombre de pixels RTS détectés. En s'intéressant d'abord aux amplitudes, on constate que les ATM sont très peu sensibles à la fréquence d'acquisition (voir figure 5.10(a)). Malgré cette similarité d'amplitude, la correspondance entre les pixels détectés lors de la mesure à très haute fréquence et celle à basse fréquence est faible, ce qui signifie que chaque fréquence d'échantillonnage met en évidence des pièges RTS distincts présentant toutefois des comportements semblables. Cela pourrait indiquer que l'ATM constitue une propriété intrinsèque du piège et est indépendante de la fréquence d'acquisition. La population de défauts semble alors caractérisée par une distribution large en termes de constantes de temps mais relativement similaire en amplitude, les différentes mesures ne pouvant en échantillonner qu'une tranche spécifique.

De manière surprenante, une forte similarité apparaît également entre les mesures basses et haute fréquence en ce qui concerne le nombre de transitions. Des pixels RTS présentant des constantes de temps très différentes semblent, d'un point de vue statistique, clignotent autant durant une acquisition de 10k images, comme illustré sur la figure 5.10(b).

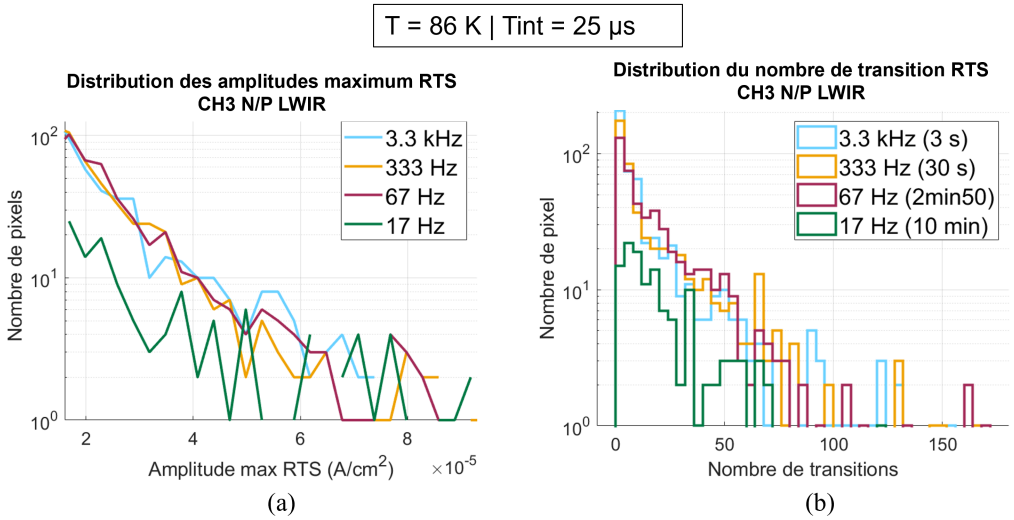


FIGURE 5.10 – Distribution d'amplitudes de transitions RTS maximum (a) et du nombre de transitions RTS (b) au premier pallier d'irradiation pour quatre fréquences d'acquisitions @ 86K

Ces deux constats, fais à un point de dégradation donné, peuvent nous faire penser à une densité de défauts donnée et homogène, et de paramètres de détections donnés (fréquence d'acquisition différents mais avec le même nombre d'images), les comportements RTS présentent une caractéristique « fractale » avec les mêmes dynamiques en termes d'amplitudes et de fréquences de sauts peu importe la fréquence d'acquisition. On ne peut cependant pas exclure un biais lié au

logiciel de détection. Avec l'augmentation de la dose d'irradiation, les similarités observées sur les ATM demeurent marquées, même en présence d'une plus grande densité de défauts. De même, le nombre de transitions demeure très proche d'une mesure à l'autre. A nouveau, cette constance en termes de nombre de transitions pourrait être attribuable au soft de détection. Ces observations se vérifient également pour les autres paliers d'irradiation, à l'exception de la distribution des ATM du second palier. Pour ce palier, les amplitudes mesurées à 17 Hz apparaissent légèrement plus élevées que celles obtenues aux autres fréquences. Cette divergence est attribuée au fait que les acquisitions à 17 Hz ont été réalisées plus rapidement après les irradiations que pour les autres paliers, le second palier étant particulièrement contraint en termes de timing. Une mesure plus tôt après l'irradiation favorise une agitation plus marquée des défauts, conduisant à des amplitudes de transition plus importantes. Ce comportement touche principalement les RTS de forte amplitude, comme l'illustre la comparaison entre les mesures du dernier palier d'irradiation et celles effectuées 12 heures plus tard à température cryogénique, où seules les grandes amplitudes montrent une évolution notable (voir figure 5.11).

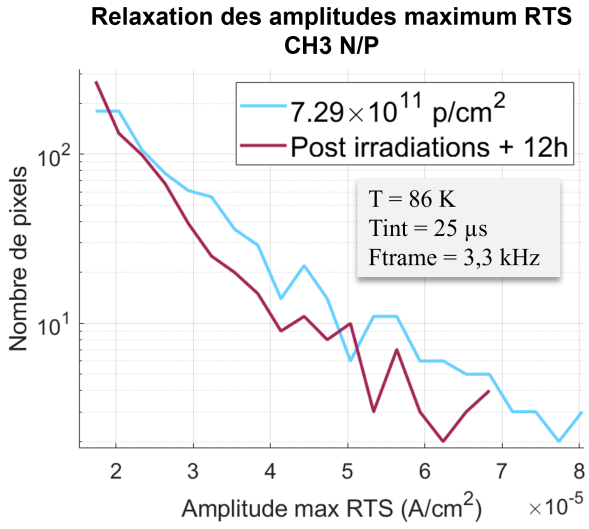


FIGURE 5.11 – Comparaison des distributions d'ATM entre le dernier palier d'irradiation et après 12 heures de repos à température cryogénique (distribution sans tri par écart type)

À la vue de ces résultats, on pourrait dans un premier temps penser que, si les caractéristiques des RTS restent similaires entre les différentes fréquences, en particulier les ATM, cela signifie que l'on parvient à échantillonner le même défaut RTS à chaque fréquence. Cette interprétation n'est toutefois pas tout à fait correcte. En effet, lorsque l'on compare un même pixel détecté comme RTS d'une mesure à l'autre, son comportement, en termes d'amplitude et de fréquence de saut peut changer du tout au tout.

Pour faire cette comparaison, une matrice de ratio de correspondance de comportement RTS a été utilisée. Cette matrice compare pixel à pixel, si celui-ci est détecté RTS sur les deux mesures,

son ATM ainsi que son nombre de transitions sur 10k images. Pour comparer les amplitudes et les nombres de sauts, on fera le rapport de ces paramètres entre les deux mesures. On obtient pixel à pixel un ratio sans dimension entre 0 et 1 pour les amplitudes et un autre pour les nombres de sauts. En multipliant les deux ratios ensemble, il en sort un coefficient de correspondance donnant si les comportements RTS du pixel sont similaires entre les mesures (une similarité d'amplitude et de nombre de transition en même temps correspondra ainsi à un ratio d'environ 1). On notera que pour comparer de façon correcte le nombre de transitions entre deux mesures, on normalisera celui-ci par la durée de mesure. Il en ressort que la majorité des comportements RTS ne correspondent pas entre les deux fréquences. Les distributions d'ATM apparaissent donc similaires en fonction de la fréquence, mais elles proviendraient en réalité de défauts RTS distincts. Cette observation renforce la conception d'un comportement RTS de type « fractal ». Cela suggère que les RTS présentent une dispersion très large de constantes de temps, tout en conservant des caractéristiques d'amplitude globalement similaires.

Cette observation peut rappeler ce qui est observé en termes d'ATM dans différents travaux. Il a en effet été vu que la distribution des ATM des pixels DC-RTS peut être ajustée par une loi exponentielle de la forme :

$$f(x) = k.\lambda.\exp(-\lambda x) \tag{5.14}$$

Où $1/\lambda$ est la valeur moyenne de la distribution et k correspond à la signature spécifique des RTS de courant d'obscurité [Vir+13]. Ce paramètre peut être exprimé par :

$$k = C_{def}.b.N_{pix}.A \tag{5.15}$$

Avec C le nombre de défauts RTS détectés, b est le *bining* de l'histogramme, N_{pix} le nombre de pixels et A le volume ou la surface d'intérêt. En représentation semi-logarithmique, cette loi exponentielle décroissante apparaît sous la forme d'une droite, dont la pente permet d'extraire directement le paramètre λ, et donc la valeur moyenne d'ATM : $1/\lambda$. Un fit de cette exponentielle permet donc assez facilement déduire la valeur moyenne de la distribution. Des études antérieures rapportent que la moyenne d'ATM ne varie pas avec la modification de la statistique de défauts, induites notamment par les irradiations, pour un matériau et une température donnée [Vir+13 ; Goi+11a ; Dur+20]. La question est donc de savoir si ce comportement s'applique aussi à nos mesures de composant HgCdTe.

Cherchons ainsi à déterminer les moyennes d'ATM par la méthode évoquée plus haut. Le premier point intéressant que l'on peut constater sur les mesures est que, tout comme dans le cas d'autres matériaux, deux régimes exponentiels semblent visibles après irradiations, si on n'effectue aucun tri en amplitude. Un pic initial, visible sur la figure 5.12 apparaît dans la décroissance, généralement attribué à des RTS induits par la TID [Goi+11a ; Vir+11], avant une queue de distribution plus étendue caractérisée par une pente distincte et généralement attribué à de la DDD (voir figure 5.12a. Il n'est toutefois pas possible d'établir formellement que ces mécanismes sont

bien en cause ici. On pourra simplement noter que cette transition de régime n'est pas observée avant irradiation, probablement en raison d'une statistique RTS limitée, et que, conformément aux observations rapportées dans d'autres matériaux, les valeurs moyennes extraites demeurent similaires entre les paliers d'irradiation. Plus précisément, la moyenne associée au premier segment exponentiel reste proche de $1,6 \times 10^8$ e-/s, valeur également obtenue en pré-irradiation, tandis que celle de la queue de distribution est plutôt autour de $4,7 \times 10^8$ e/s. Cette dernière valeur est aussi retrouvée aux différentes fréquences de mesure (333 Hz, 67 Hz, etc.) avec une légère diminution à mesure que la fréquence d'acquisition diminue. Il convient toutefois de noter que la valeur moyenne extraite varie sensiblement, la fin de la queue de distribution étant fortement bruitée. Par conséquent, le résultat du fit dépend de manière marquée de la fenêtre retenue pour l'ajustement. Fait intéressant, la queue de distribution observée après irradiation tend à s'atténuer, voire à disparaître lorsque la température de mesure augmente, comme l'illustre la figure 5.12b.

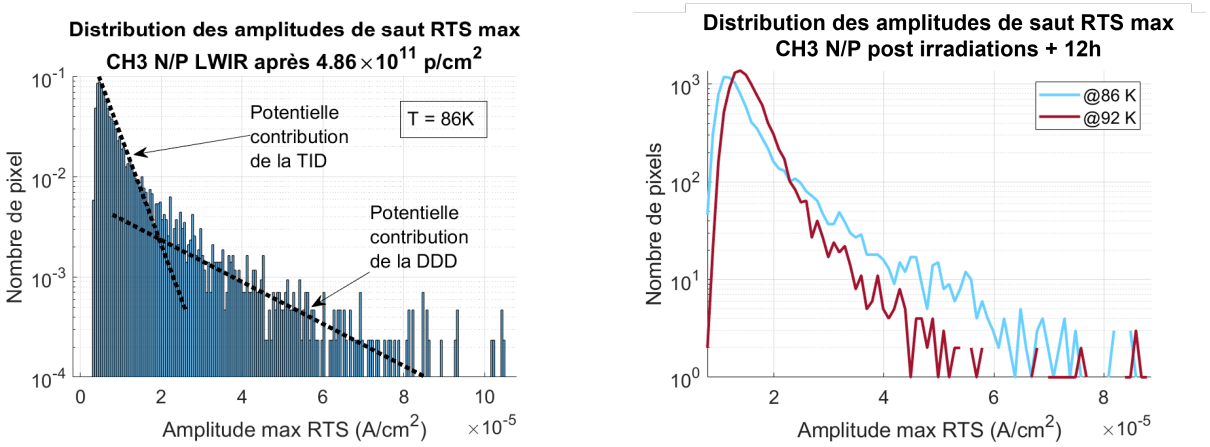


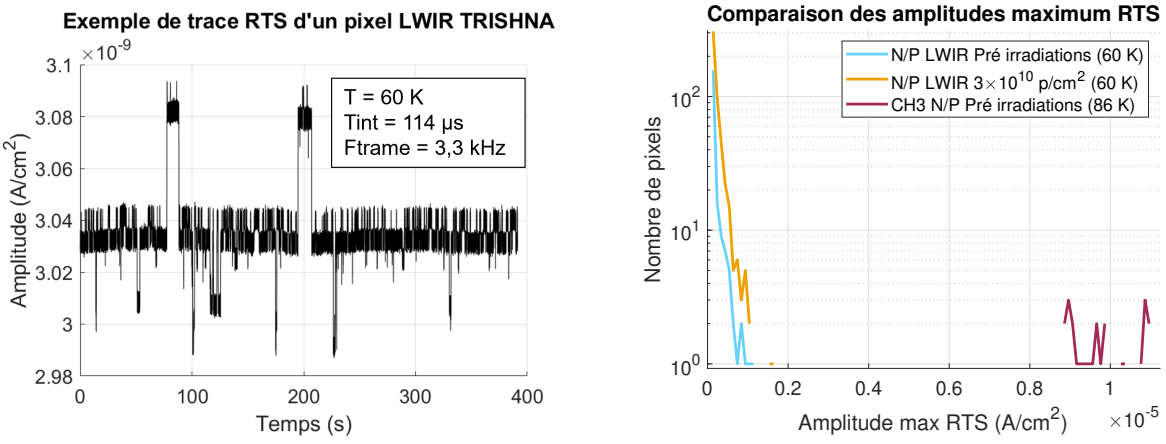
FIGURE 5.12 – Exemple des deux sous distributions de RTS possibles (a) et disparition de la potentielle distribution DDD avec la température (b). (Tint = 25 µs et Ftrame = 3,3 kHz)

L'interprétation demeure délicate et ne peut être formellement rattachée à un mécanisme physique précis. Néanmoins, plusieurs hypothèses peuvent être envisagées concernant l'évolution du comportement RTS avec la température et la présence de défauts induits. Une première hypothèse concerne l'augmentation du courant d'obscurité avec la température. L'élévation thermique accroît la génération de porteurs et peut noyer les fluctuations discrètes de courant. Dans ce cas, les signatures RTS visibles à 86 K seraient encore présentes mais deviendraient indétectables, car leur amplitude relative se retrouveraient enfouie dans le courant d'obscurité et dans le bruit associé. Une autre explication serait un recuit partiel des défauts induits par irradiation. L'élévation de la température pourrait permettre la relaxation structurale ou la migration locale de certaines lacunes, interstitiels ou défauts complexes. Cette réorganisation pourrait réduire l'activité électronique de ces défauts ou modifier leur niveau énergétique, rendant leurs transitions

de capture/émission moins probables ou trop faible pour être détectées.

5.3.6 RTS à très basse température 60 K

À 60 K, les comportements RTS apparaissent plus nets, mais leur étude statistique se révèle plus délicate. On observe en effet un nombre plus faible de pixels RTS, ainsi que des amplitudes et un nombre de transitions inférieurs à ceux mesurés à 86 K. Cette diminution globale de l'activité RTS est cohérente avec le gel progressif des défauts à basse température. Cette statistique réduite rend l'ajustement de la queue de distribution relativement difficile. L'exercice a néanmoins été mené. Comme précédemment, on observe une unique contribution avant irradiation, puis deux régimes distincts après irradiation. Toutefois, la qualité des ajustements est plus faible qu'à 86 K ($R^2 < 0,9$ pour toutes les mesures), conséquence directe du faible nombre d'événements. Il est donc difficile de conclure sur un phénomène physique via ces fits. Malgré tout, une tendance générale se dégage : la valeur moyenne des amplitudes maximales de transition (ATM), estimée sur la queue de distribution, reste relativement stable au fil des irradiations, autour de 1.3×10^7 e/s comme observé ailleurs.



(a) (b)

FIGURE 5.13 – Exemple d'une trace RTS stable à très basse température (a) et comparaison des valeurs d'amplitudes de transitions maximum entre 86 et 60 K (b)

L'évolution des différents comportements statistiques avec l'irradiation reste globalement similaire à celle observée à 86 K. La principale différence concerne le nombre de pixels RTS détectés avant irradiation. A 60 K, près de 16 % de la matrice présente un comportement RTS avant irradiations, contre environ 1 % à haute température. Cette disparité pourrait s'expliquer par la présence beaucoup plus importante de courant d'obscurité et de bruit 1/f à 86 K, qui masque en partie les transitions RTS et rend leur détection moins fiable. À 60 K, le bruit 1/f étant fortement réduites, cela facilite l'identification de transitions discrètes. Également, les mesures à 60 K durent plus longtemps, avec par exemple pré irradiation, des acquisitions de plus d'un million d'image, sur 5 minutes contre les 3 secondes de mesures à 86 K.

En conclusion sur les composants N/P, on constate que, pour le bruit RTS, les comportements statistiques de cette figure de mérite demeurent largement indépendants de la fréquence d'acquisition et de la température. Les distributions conservent des formes similaires dans l'ensemble des configurations étudiées. Seule apparaît une réduction de l'intensité du phénomène lorsque la température diminue. La population de phénomènes RTS observables diminue à très basse température, en particulier pour les événements de forte amplitude, en comparaison des mesures réalisées à plus haute température. Cette observation souligne l'importance de réaliser les mesures de performance à la température nominale de fonctionnement du détecteur afin d'obtenir des résultats représentatifs. En effet, même si les distributions conservent une morphologie statistique comparable, les variations absolues associées aux RTS seront faibles à basse température et nettement plus marquées à haute température, modifiant de façon importante l'interprétation des données.

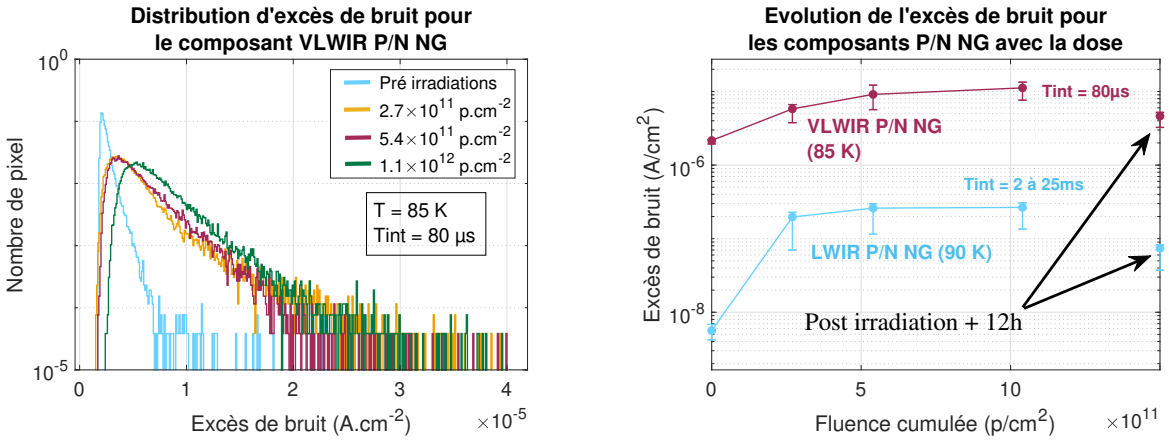
5.4 Composants P-sur-N NG LWIR et VLWIR

Étudions à présent les composants P/N NG. Bien que moins de données soient disponibles par rapport à N/P, les paramètres essentiels demeurent analysables, à commencer par l'évolution de l'excès de bruit. Les traitements présentés reposent sur des acquisitions de 7000 images à 7,37 Hz, soit environ 15 minutes de mesure. Les cubes ainsi obtenus ont ensuite été examinés à l'aide du logiciel de détection RTS de l'ISAE-Supaero, et le bruit temporel a été estimé à partir de ces jeux de données.

5.4.1 Excès de bruit dans les P-sur-N NG

L'évolution de l'excès de bruit sur la figure 5.14b diffère nettement entre les deux composants. Dans les deux cas, l'irradiation induit une hausse progressive du bruit, mais le composant LWIR présente une augmentation particulièrement marquée dès le premier palier, contrairement au VLWIR dont la montée reste plus régulière. Comme établi au Chapitre 4, le composant VLWIR était déjà avant irradiation, affecté par des contributions de courant issues de la ZCE. En ajoutant des défauts par irradiations, les sources de bruit additionnelles restent donc vraisemblablement de même nature. Le LWIR, en revanche, présentait initialement une contribution notable du courant de diffusion. Son bruit pré-irradiation n'était donc probablement pas gouverné par les centres de génération situés dans la ZCE, ce qui explique la rupture de comportement observée après l'introduction des défauts par irradiation. Le premier palier d'irradiation, en introduisant un nombre important de défauts, aurait fait émerger dans le composant LWIR des contributions de courant de génération au sein de la ZCE. Celles-ci peuvent alors devenir prépondérantes et dominer le bruit, reléguant au second plan les contributions de diffusion qui étaient majoritaires avant irradiation. Un tel comportement pourrait suggérer qu'à l'état initial, le composant LWIR présentait une activité des défauts plus faible dans la ZCE que le composant VLWIR, rendant

l'impact des nouveaux centres créés par irradiation particulièrement marqué. Cet effet peut s'expliquer par le gap 30 % plus petit du composant VLWIR, le rendant bien plus sensible au bruit thermique.



(a) (b)

FIGURE 5.14 – Distribution de l'excès de bruit du composant P/N NG VLWIR (a) et comparaison des évolutions avec les irradiations des valeurs moyennes d'excès de bruit entre les deux composants P/N NG (b)

Comparés au composant N/P, les composants P/N NG présentent un bruit nettement plus faible, cohérent avec les niveaux de courant d'obscurité également plus bas observés précédemment. La dispersion des valeurs de bruit y est par ailleurs sensiblement réduite. Ces écarts peuvent s'expliquer à la fois par une amélioration des performances liée aux procédés technologiques et par une différence importante de statistique de pixels.

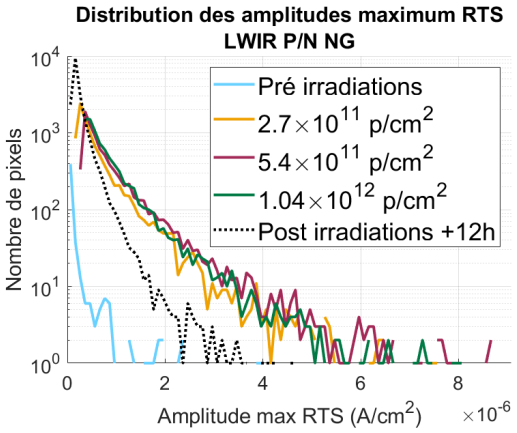
En effet, même en ne considérant qu'une seule variante des P/N NG, on dispose d'environ 80 k pixels en LWIR et 26 k pixels en VLWIR (sur chaque variante d'étude), soit environ 2 à plus de 6 fois plus de pixels que sur les matrices N/P. Cette augmentation significative de la population échantillonnée réduit mécaniquement la variance des estimateurs de bruit, rendant les mesures plus stables et moins sensibles aux pixels atypiques.

À l'instar du composant N/P, un repos de douze heures à température cryogénique entraîne une réduction significative du bruit. Le composant VLWIR retourne ainsi quasiment à sa valeur de bruit initiale. Au-delà de l'effet immédiat des défauts induits par irradiation, une réorganisation partielle de ceux-ci semble atténuer une partie des dégradations. Les histogrammes d'excès de bruit évoluent d'ailleurs de manière très similaire à ceux obtenus sur le N/P avec une hausse globale du bruit et l'apparition d'une queue de distribution. Les dispersions en termes de valeurs d'excès de bruit demeurent toutefois moins prononcées que pour le composant N/P, ce qui se retrouve également dans les distributions d'ATM issues des mesures RTS.

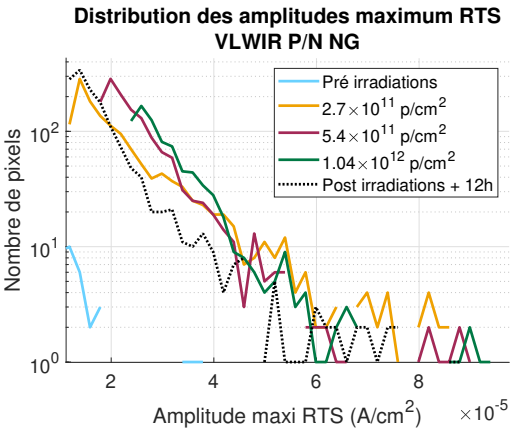
5.4.2 Le bruit RTS dans les composants P-sur-N NG

En s'intéressant aux comportements RTS, on voit tout d'abord sur la figure 5.15a et (b) que les distributions d'ATM varient peu entre les deux derniers paliers d'irradiation. Cet effet peut résulter d'une dégradation du ROIC. Il a en effet été observé que la tension de seuil du transistor d'injection se déplaçait avec l'irradiation, phénomène bien documenté et attribué à la TID [Cel+01 ; Hug75 ; Zhu+18]. Cette dérive impose une tension de seuil plus élevée pour établir correctement le pixel comme visible sur la figure J.1. Nous analyserons ce point en détail en Annexe J. Si cet effet n'a pas perturbé les mesures de courant, les tracés I(V) pouvant être recentrés pour compenser la dérive, et les faire démarrer à la même polarisation, il impacte cependant les mesures RTS, réalisées à polarisation constante. Ainsi, entre l'état pré-irradiation et les différents paliers, le composant s'est trouvé de moins en moins polarisé, entraînant une diminution artificielle des amplitudes de transitions, lesquelles dépendent directement du niveau de polarisation [Cla+25]. Sur le composant VLWIR, on observe tout de même une légère augmentation de la distribution des amplitudes RTS élevées avec l'irradiation. Enfin en s'intéressant au nombre de transitions, on constate que tout comme sur le composant N/P, la distribution de transition semble atteindre une sorte de saturation avec les irradiations, n'augmentant pas plus le nombre de sauts détectés. On remarquera tout de même que le composant LWIR a tendance à montrer des pixels ayants des transitions plus nombreuses / rapides.

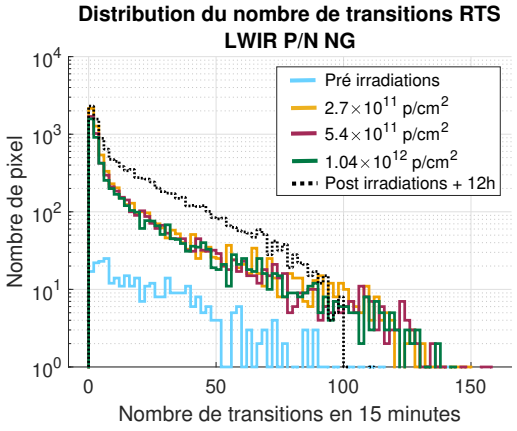
Plus remarquable encore, pour les RTS bi-niveaux du composant LWIR, la distribution relative des transitions est rapprochée entre l'état pré-irradiation et l'ensemble des paliers comme visible sur la figure 5.15e. Ce résultat rejoint les conclusions d'Antoine Claret sur la similarité des défauts RTS avant et après irradiation. Malgré une statistique nettement plus importante en pixels RTS, la dispersion des valeurs à la fin de la queue de distribution des ATM demeure significative, en particulier sur le composant VLWIR. L'estimation de l'ATM moyenne par ajustement exponentiel s'est donc révélée, une nouvelle fois, délicate. Les valeurs obtenues restent toutefois du même ordre de grandeur pour un composant donné, indépendamment des irradiations. On extrait ainsi des moyennes d'environ 3×10^7 e/s pour le LWIR et 5×10^8 e/s pour le VLWIR. La valeur estimée pour le VLWIR apparaît d'ailleurs très proche de celle obtenue sur le composant N/P à 86 K. Cette proximité est intéressante car les deux dispositifs présentent des niveaux de courant d'obscurité similaires malgré leurs gaps distincts. Le bruit RTS pourrait-il alors manifester des amplitudes comparables dès lors que les courants d'obscurité se situent dans la même gamme ?



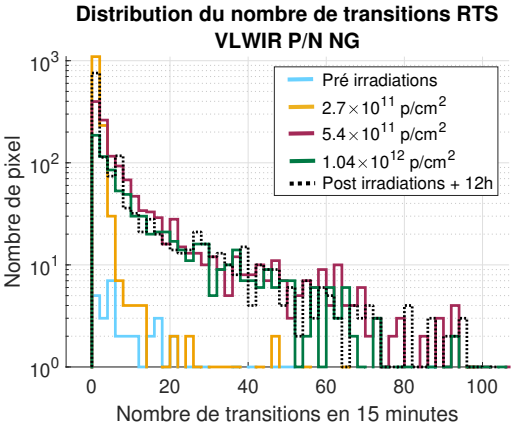
(a)



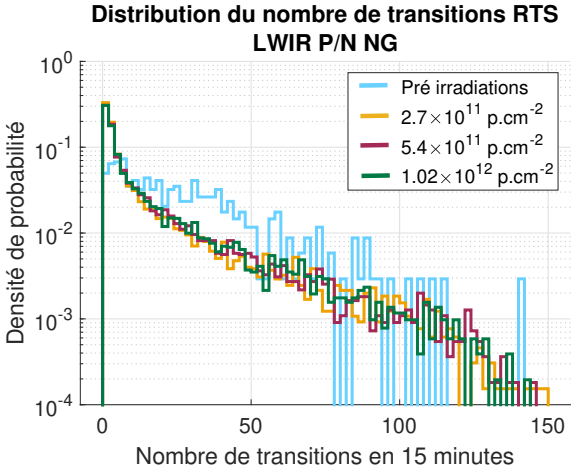
(b)



(c)



(d)



(e)

FIGURE 5.15 – Distribution d'ATM RTS pour le composant LWIR P/N NG (a) et le composant VLWIR P/N NG (c), distribution des nombres de transitions RTS des différents composants (b) et (d) et distribution normalisée en probabilité sur le nombre de pixel du nombre de transitions pour le composant LWIR (e). Les acquisitions RTS sont faites à 7.37 Hz. Le composant LWIR est opéré à 90 K avec des temps d'intégrations entre 25 ms. Le composant VLWIR est opéré à 85 K avec un Tint de 80 µs

5.5 Évolution des RTS après le recuits

Enfin, les différents recuits fait après irradiations ont aussi permis de caractériser l'évolution du bruit RTS. Pour nos composant CH3 N/P et P/N NG, on constate tout d'abord un nombre de pixels RTS plus important lors de la mesure à 12 heures post-irradiation qu'immédiatement après l'exposition. Ce phénomène s'explique par la relaxation des défauts à froid. En se stabilisant, ils réduisent le bruit de fond, abaissant ainsi le seuil de détection et révélant des RTS de faible amplitude. Par la suite, on observe que les recuits successifs entraînent une diminution du nombre de RTS détectés pour les deux composants. Cette baisse doit être interprétée avec prudence.

TABLE 5.1 – Tableau du nombre de pixel RTS détecté sur les détecteurs P/N NG. Notons que le tri appliqué est toujours $Amp_{RTSmax} > 3\sigma$

Composant	Mesure	Nombre de pixel RTS	Proportion (%)
LWIR P/N NG	Pré irrad	342	0.4 %
	$2,7 \cdot 10^{11}$ p/cm^2	6513	8.0 %
	$5,4 \cdot 10^{11}$ p/cm^2	5514	6.7 %
	$1,04 \cdot 10^{12}$ p/cm^2	5124	6.3 %
	Post irradiation	11062	13.5 %
	Recuit 1 : 160 K	7344	9.0 %
	Recuit 2 : 300 K	1974	2.4 %
VLWIR P/N NG	Pré irrad	37	0.1 %
	$2,7 \cdot 10^{11}$ p/cm^2	1378	5.1 %
	$5,4 \cdot 10^{11}$ p/cm^2	1338	4.9 %
	$1,04 \cdot 10^{12}$ p/cm^2	797	2.9 %
	Post irradiation	1459	5.4 %
	Recuit 1 : 300 K	1007	3.7 %
	Recuit 2 : 300 K	696	2.6 %
	Recuit 2 : 300 K	695	2.6 %

Puisque le bruit de Schottky augmente avec le courant d'obscurité, la diminution observée sur le Tableau 5.1 pourrait ne pas être due uniquement à la guérison des défauts, mais également à une perte de sensibilité masquant les RTS de faible amplitude. Cette baisse en termes de nombre RTS détectés a par ailleurs été déjà observé par le passé [Din+23b]. Les paramètres des RTS évoluent aussi légèrement. On constate ainsi une augmentation des ATM après le premier recuit à 160 K pour le LWIR avant une baisse de celle-ci après le recuit à 300 K. Côté VLWIR, les ATM diminuent aussi légèrement avec les recuits mais de façon bien moins marquée que sur le composant LWIR.

Le nombre de transitions reste quant à lui très similaire entre les différentes mesures. Quelle que soit les dynamiques sur les amplitudes, les recuits semblent éliminer une partie des multi-niveaux. Cette proportion de multi-niveaux diminue de façon progressive avec les recuits sur

le composant LWIR et diminue une première fois lors du premier recuit à 300 K du composant VLWIR. La distribution de multi-niveaux reste ensuite constante après les autres recuits à 300 K. Cela semble confirmer que, tout comme le courant d'obscurité, une proportion des défauts d'irradiations sont reconfigurés une première fois à 300 K mais des recuits successifs à la même température ne modifie pas plus la configuration de ces défauts.

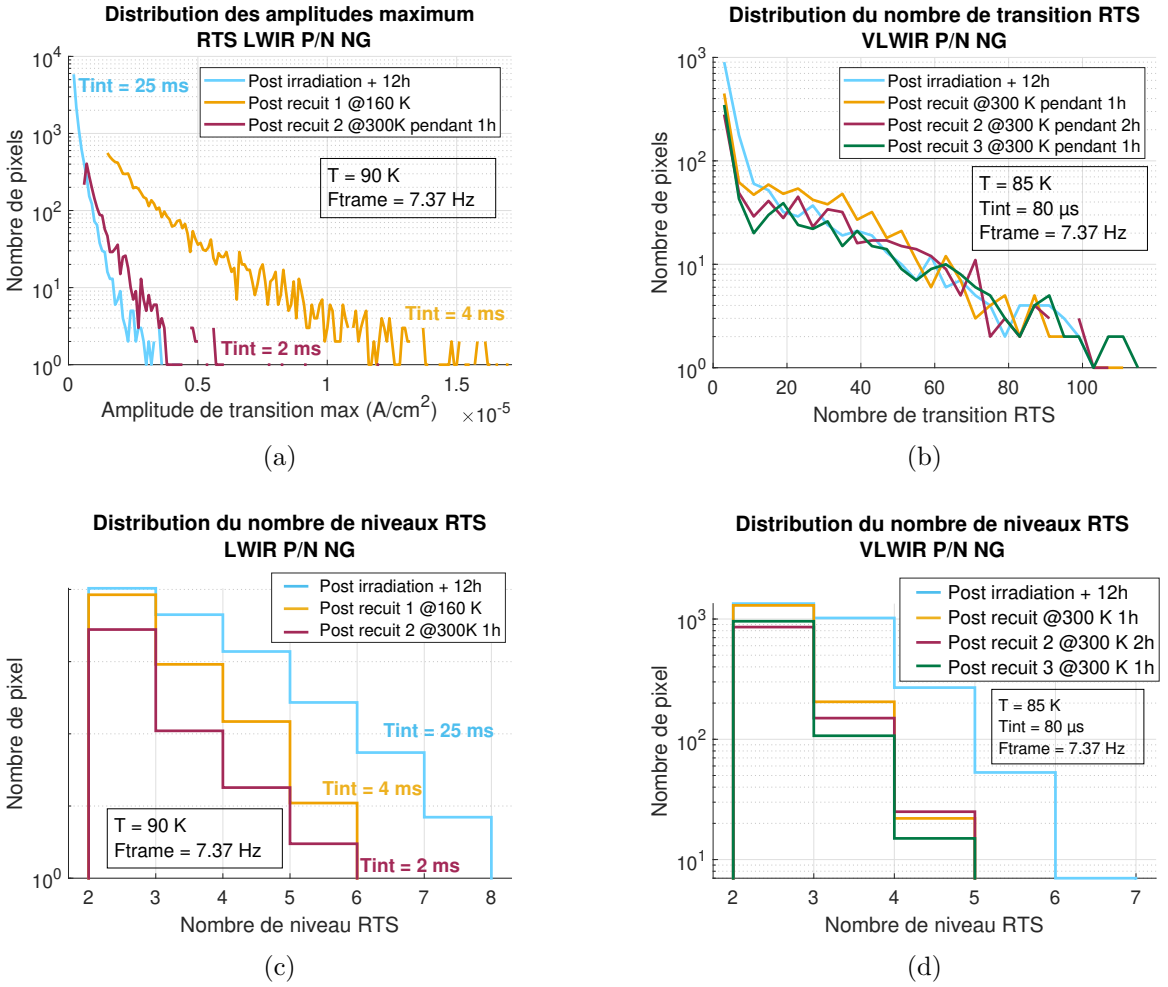
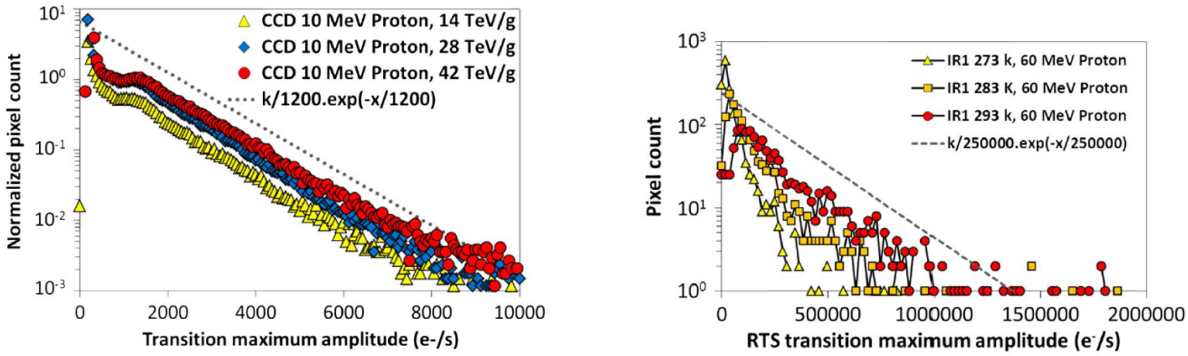


FIGURE 5.16 – Distribution d'amplitude (a), de nombre de sauts (b) et de nombre de niveaux RTS (c,d) des composants P/N NG après les différents recuits.

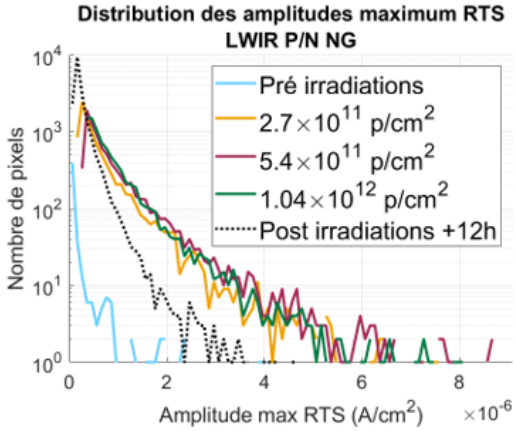
5.6 Discussion des résultats de bruits

Les composants LWIR et VLWIR N/P, LWIR P/N NG et VLWIR P/N NG présentent ainsi des évolutions très similaires de leurs différentes composantes de bruit. Cette similarité est notable compte tenu des différences techniques entre les architectures : les N/P reposant sur un CTIA N/P, tandis que les P/N NG sont des DI. Les ATM des DC-RTS suivent, elles aussi, des évolutions comparables et s'inscrivent dans des dynamiques déjà observées dans d'autres

matériaux tels que le silicium ou l'InGaAs. Ces différents constats pourraient indiquer plusieurs choses. Dans un premier temps, dans le cas d'un composant à diode HgCdTe ou d'un composant hybridé plus généralement, la nature du circuit de lecture semble peu influencer la réponse aux dommages de déplacement.



(a) (b)



(c)

FIGURE 5.17 – Distribution d'amplitudes de transitions maximum des RTS dans le Silicium CCD (a), dans l'InGaAs (b) et le HgCdTe (c).

En revanche, comme discuté précédemment et développé plus loin, l'architecture DI semble présenter une sensibilité accrue à la dose ionisante, en particulier via le MOS d'injection, dont la dérive de la tension de seuil varie de façon notable avec les irradiations (300 mV au palier 3). Ensuite, ces résultats suggèrent également que, malgré les différences marquées entre technologies Si, InGaAs, HgCdTe et potentiellement T2SL, les défauts induits par la dose de déplacement produisent des effets statistiques similaires. Des défauts pourtant très différents par leur nature cristallographique ou chimique aboutiraient ainsi, en pratique, à des effets assez universels sur les performances. Ce ne serait donc pas la nature microscopique du défaut qui primerait, mais plutôt ses paramètres fondamentaux, tels que son niveau d'énergie dans le gap ou son taux de génération . Ces observations sont réalisées à forte dose d'irradiation, contexte dans lequel un

grand nombre de centres ont été créés. Dans ce régime, la diversité des défauts présents dans le matériau tend à se traduire par des comportements statistiques, largement indépendants de la technologie de diode. On soulignera néanmoins que, malgré ces similarités statistiques, l'impact absolu des défauts diverge fortement d'une technologie à l'autre. Les ATM, notamment, évoluent en fonction des performances initiales propres à chaque composant.

Il demeure une question centrale : peut-on estimer statistiquement les dégradations induites par l'irradiation dès lors que le gap et la température sont connus ? Une telle possibilité constituerait une avancée notable, car elle ouvrirait la voie à une prédiction a priori des effets statistiques de la dose sur différents détecteurs. Ce point représente un axe particulièrement prometteur pour de futurs travaux.

Résumé du Chapitre 5

Ce chapitre poursuit l'analyse des résultats du manuscrit en s'intéressant plus spécifiquement à l'évolution du bruit sous irradiation. L'excès de bruit, défini comme le bruit additionnel observé au-delà de la valeur plancher théorique, ainsi que le bruit basse fréquence, dont le bruit RTS, sont étudiés sur l'ensemble des composants. L'excès de bruit augmente avec la dose pour tous les dispositifs, suivant une évolution très proche de celle observée pour le courant d'obscurité.
Le bruit 1/f constitue la contribution principale analysée dans ce chapitre. La méthodologie d'extraction des paramètres associés est détaillée. Sur le composant CH3 N/P, il apparaît que le bruit 1/f est plus marqué aux basses fréquences d'acquisition (17 Hz) qu'aux très hautes fréquences (3,3 kHz). Ce résultat est attendu, bien qu'une composante 1/f reste néanmoins observable même à haute fréquence, démontrant la criticité de ce type de bruit. Ce bruit 1/f varie avec les irradiations. Le nombre de pixels comportant ce bruit augmente fortement et l'intensité de ce bruit, exprimé par le facteur de Tobin est aussi décuplée avec la dose de déplacement. En revanche, à 60 K, la température apparaît trop basse pour permettre l'observation significative de ce type de comportement.
Le nombre de pixels présentant un comportement RTS sur le composant CH3 N/P augmente avec la densité de défauts générés par les dommages de déplacement. Comme observé dans d'autres matériaux tels que le silicium, les amplitudes maximales des transitions suivent une loi exponentielle décroissante. La valeur moyenne de cette distribution varie peu avec l'irradiation. Ces tendances se retrouvent pour différentes fréquences d'acquisition, allant de 17 Hz à 3,3 kHz. Les RTS apparaissent également tout aussi actifs en termes de nombre de transitions, quelle que soit la fréquence considérée et sa fenêtre temporelle associée. La coexistence de comportements observés à des échelles temporelles très différentes suggère la présence de défauts de natures distinctes, distribués à la fois en énergie et en probabilité de transition. À 60 K, des comportements RTS similaires sont observés,

mais avec une statistique plus limitée. Enfin, les composants P/N NG présentent des dynamiques de dégradation comparables à celles du composant N/P, et ce pour deux bandes spectrales et températures de fonctionnement différentes.

Les principaux apports de ce chapitre peuvent être résumés comme suit :

- Le bruit 1/f a été, pour la première fois, caractérisé après irradiation dans le HgCdTe. L'introduction d'un grand nombre de défauts liés aux dommages de déplacement apparaît comme une cause plausible de l'augmentation de son amplitude, ainsi que de son occurrence sur un nombre plus important de pixels
- Le bruit RTS a également été étudié en conditions d'obscurité et sous irradiation proton. Le phénomène de RTS s'intensifie avec l'irradiation, tout en conservant des comportements statistiques similaires à ceux déjà observés dans d'autres matériaux. Ces lois statistiques, tant en termes d'amplitude que de nombre de transitions, semblent similaires et valides pour l'ensemble des composants étudiés, indépendamment de la technologie, de la fréquence d'acquisition ou du gap, évoquant une forme de comportement « fractal » du RTS

Conclusion générale et perspectives

Le travail détaillé dans ce manuscrit s'inscrit dans l'étude des effets des radiations dans les capteurs d'images infrarouges faibles gap HgCdTe. Cette thèse a d'abord introduit les notions fondamentales pour la compréhension des capteurs d'images et plus particulièrement les capteurs d'images infrarouges HgCdTe. Le travail a ensuite présenté les mécanismes de dégradations des figures de mérites avec les irradiations. Par la suite, les campagnes d'irradiations menées lors de ces travaux ont été détaillées. Cette thèse s'est ainsi concentrée sur les effets des protons sur le courant d'obscurité et le bruit, notamment le bruit RTS.

Les mesures de courant d'obscurité montrent que l'irradiation induit un courant additionnel majoritairement localisé dans la zone de charge d'espace, y compris pour les composants HgCdTe à petit gap où le courant de diffusion est initialement prépondérant. La dégradation du courant d'obscurité apparaît globalement linéaire avec la dose pour les composants LWIR et VLWIR, indépendamment de la technologie du capteur et de la longueur d'onde associée, bien que les facteurs de dégradation diffèrent selon les niveaux initiaux de courant.

L'étude de la dégradation du courant d'obscurité au sein d'une même technologie, mais pour des températures et des gaps différents, a montré qu'une normalisation par le facteur $\exp(E_g/kT)$ est pertinente. Une fois cette normalisation appliquée, les dégradations du courant d'obscurité apparaissent très similaires, mettant en évidence que, pour un composant donné, les mécanismes de dégradation sont largement indépendants de la température. Cette méthode a aussi permis de montrer que l'évolution du courant d'obscurité avec les irradiations est parfaitement linéaire dans le HgCdTe sur une vaste gamme de fluences, allant de 10^9 à près de $10^{12} p/cm^2$.

Les résultats mettent également en lumière une dynamique marquée de réorganisation des défauts dans le HgCdTe. À température cryogénique, cette réorganisation se traduit par une évolution favorable du courant d'obscurité sur des échelles de temps de l'ordre de plusieurs heures, tandis que des remontées ultérieures à température ambiante conduisent à une dégradation additionnelle des performances. Ces observations suggèrent l'existence de mécanismes thermiquement activés distincts, associés à des énergies d'activation différentes et opérant sur des régimes de température complémentaires.

L'étude du bruit complète cette analyse en montrant une augmentation systématique de l'excès de bruit avec la dose, suivant une évolution très proche de celle du courant d'obscurité. Le bruit 1/f, caractérisé pour la première fois sous irradiation dans le HgCdTe, apparaît comme

une contribution critique, dont la présence et l'intensité augmentent fortement avec la densité de défauts induits. Le bruit RTS s'intensifie également sous irradiation, avec une augmentation du nombre de pixels affectés, tout en conservant des lois statistiques constantes en termes d'amplitude de transitions maximum et de nombre de transitions. Ces comportements, observés sur une large gamme de fréquences, de technologies, de gaps et de températures, suggèrent l'existence de familles de défauts distribuées en énergie et en probabilité de transition, conduisant à un comportement de type « fractal » du RTS.

Plusieurs perspectives peuvent découler de ces travaux :

— Bien que la linéarité de la dégradation du courant d'obscurité avec la dose ait été attendue et clairement mise en évidence, la question de l'existence d'un facteur universel de dégradation pour les composants HgCdTe demeure ouverte. La normalisation en température et en gap s'est révélée pertinente au sein d'une même technologie de capteur. En revanche, l'application de cette approche à des technologies différentes apparaît insuffisante. Des études plus approfondies, intégrant une compréhension plus fine des architectures de détecteurs, pourraient permettre d'identifier les raisons de cette limitation. Par ailleurs, la réalisation de campagnes d'irradiation avec des particules d'énergie différentes, et donc des NIEL variés, permettrait de positionner plusieurs points sur un graphique de type Srour (voir figure 4.17) et d'évaluer la pertinence d'une telle méthode pour le HgCdTe.

— Il serait également pertinent d'étudier l'évolution du phénomène de persistance sous irradiation. En effet, l'introduction de défauts par irradiation est susceptible d'augmenter les mécanismes de piégeage et de dé-piégeage, et donc d'amplifier la persistance. Ce phénomène étant particulièrement limitant pour les applications en régime de bas flux, la campagne dont sont issus les données SWIR présentés dans ce manuscrit constitueront une base intéressante pour explorer plus en détail l'impact des irradiations sur la persistance.

— Le comportement en fréquence de saut du bruit RTS pourrait également faire l'objet d'analyses plus approfondies. Les résultats présentés dans ce manuscrit suggèrent que les RTS se répartissent sur une large gamme d'échelles temporelles, couvrant un vaste spectre de fréquences de saut. Il serait ainsi intéressant de vérifier si cette observation se confirme sur d'autres composants et matériaux, et d'évaluer si, comme observé ici, les amplitudes maximales de transition restent inchangées. Par ailleurs, une analyse plus poussée des algorithmes de détection pourrait permettre de déterminer dans quelle mesure les différences observées en termes de nombre de transitions sont liées aux limitations mathématiques du logiciel de traitement.

— Des mesures complémentaires du bruit 1/f après irradiation pourraient également être menées sur d'autres composants. À l'image de ce qui a été réalisé pour le courant d'obscurité, cela permettrait d'envisager la définition d'un facteur de dégradation associé au facteur de Tobin. Les résultats présentés dans ce manuscrit montrent en effet qu'avec la dose de déplacement, le nombre de pixels affectés par le bruit 1/f augmente, tout comme

la criticité de ce bruit, quantifiée par le facteur de Tobin. Il serait alors pertinent de rapporter l'évolution de ce facteur à la fluence cumulée et de vérifier l'existence d'une potentielle dégradation linéaire. Une telle approche pourrait fournir un indicateur pertinent de l'évolution du bruit basse fréquence sous irradiation et permettre, à terme, de s'interroger sur une potentielle universalité des dégradations de bruits dans le HgCdTe.

— Bien que ce manuscrit se soit principalement concentré sur les dommages de déplacement, les résultats présentés en annexe montrent que la dose ionisante joue néanmoins un rôle non négligeable dans l'évolution des dégradations observées après des irradiations protons. Une étude plus approfondie des effets induits spécifiquement par la TID dans le ROIC en silicium à température cryogénique serait ainsi pertinente, afin de mieux décorréler les contributions respectives de la TID et des dommages de déplacement induits par les protons. Par ailleurs, la réalisation de campagnes complémentaires utilisant des particules induisant majoritairement des dommages de déplacement, comme les neutrons, apparaît comme une approche pertinente pour s'affranchir quasi totalement des effets de TID et isoler plus finement les mécanismes propres aux dommages de déplacement.

— Enfin, l'une des perspectives les plus intéressantes concerne des études plus approfondies des dynamiques de recuit. Des mesures réalisées sur les composants irradiés dans le cadre de cette thèse, après plusieurs mois de stockage à température ambiante, permettraient de déterminer s'il existe effectivement plusieurs échelles temporelles de recuit. Il serait alors attendu que, à l'instar du composant SWIR, un recuit prolongé à température ambiante conduise à un retour quasi complet aux performances initiales du détecteur. Des études de recuit plus progressives après irradiation pourraient également s'avérer particulièrement instructives. En réalisant des mesures continues sur de très longues durées, tout en appliquant un réchauffement progressif du composant, il deviendrait possible d'observer en temps réel les mécanismes de réorganisation des défauts et d'identifier leurs températures d'activation. Des recuits à des températures supérieures à 300 K pourraient également être envisagés afin de déterminer les températures de guérison de certains défauts. Enfin, le couplage de ces études expérimentales à des simulations dédiées représenterait un atout majeur pour améliorer la compréhension de la nature des défauts dans le HgCdTe, ainsi que de leurs dynamiques d'évolution en température et en temps.

Annexe A

Calcul du coefficient d'injection et de la transconductance d'un ROIC DI

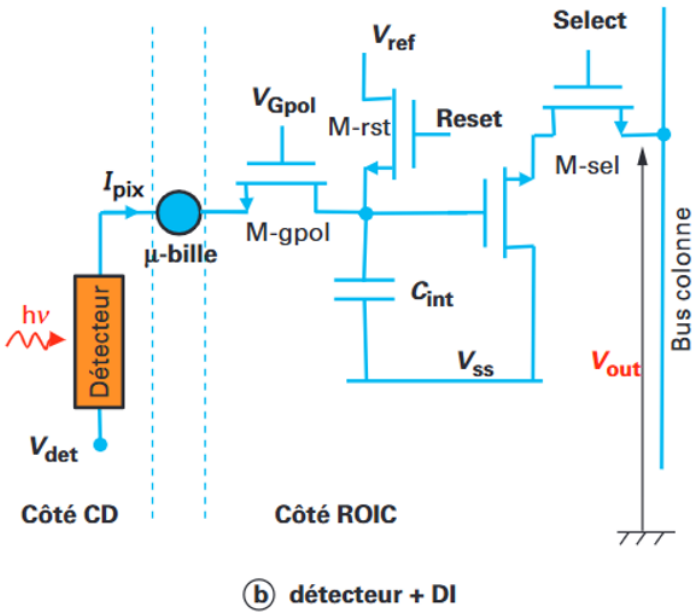


FIGURE A.1 – Rappel du schéma électrique d'un circuit de lecture en injection direct. Tiré de [Rib-21]

En régime de faible inversion, le courant traversant le MOS d'injection est donné par :

$$I_{MOS_{injection}} = I_0 \exp\left(\frac{V_{grille} - V_{diode} - V_{th}}{nkT}\right) \tag{A.1}$$

Où V_{grille} est la tension appliquée au MOS d'injection, V_{th} est sa tension de seuil et n un coefficient d'idéalité, généralement proche de l'unité (typiquement entre 1.2 et 1.4) dépendant de

la nature de l'oxyde de grille du MOS. Cette expression permet de calculer la transconductance du transistor telle que :

$$g_m = \frac{\partial I_{MOS}}{\partial(V_{grille} - V_{diode})} = \frac{I_{MOS}}{nkT} \tag{A.2}$$

Dans le cadre de faibles signaux, la photodiode peut être modélisée comme ayant une résistance R_{diode} et une capacité C_{diode} en parallèle. Dans le cas d'une faible injection, le courant traversant le MOS sera de :

$$I_{MOS} = -g_m V_{diode} = \frac{g_m R_{diode}}{1 + g_m R_{diode}} \times \frac{1}{1 + j\left(\frac{R_{diode}C_{diode}}{1+g_m R_{diode}}\right)\omega} \times I_{diode} \tag{A.3}$$

Où le premier facteur est et le coefficient d'injection (η). Ce coefficient évalue la part de courant photoélectrique provenant de la photodiode et atteignant le circuit de lecture et la capacité d'intégration. Il est défini par :

$$\eta = \frac{g_m R_{diode}}{1 + g_m R_{diode}} \tag{A.4}$$

Le second facteur de l'équation (A.3) est la fonction de transfert du filtre équivalent au filtre RC constitué par la diode et le MOS d'injection, nous donnant une première approximation de la fréquence de coupure telle que :

$$f_c = 1 + \frac{g_m R_{diode}}{2\pi R_{diode} C_{diode}} \tag{A.5}$$

Dans le cadre d'une photodiode ayant une résistance dynamique élevée ($g_m R_{diode} \gg 1$), cette expression devient :

$$f_c \approx \frac{g_m}{2\pi C_{diode}} \tag{A.6}$$

La transconductance du transistor d'injection décroît proportionnellement au courant photoélectrique de fond, ce qui entraîne une dégradation de η et augmente le bruit du transistor d'injection.

Annexe B

Calcul des masses effectives des porteurs dans le HgCdTe

Les masses effectives des électrons m_e^* et des trous m_h^* peuvent être déterminées dans le $Hg_{1-x}Cd_x$ Te par le modèle de bande de Kane par l'expression [Wei81] :

$$\frac{m_0}{m_e^*} = 1 + 2F + \frac{E_p}{3}\left(\frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta}\right) \tag{B.1}$$

Où $E_p = 0.19\,\text{eV}$, $\Delta = 1\,\text{eV}$ et F=-0.8. La masse effective des électrons peut par ailleurs être approximée par $m_e^*/m \approx 0.071\,\text{eV}$ dans le HgCdTe. Celle des trous peut elle aussi être calculée par $m_h h^* = 0.55 m_0$.

Annexe C

Calcul des mobilités des porteurs dans le HgCdTe

La mobilité des électrons μ_e peut être approximée avec $0.2 \leq x \leq 0.6$ à des températures T>50 K par la formule de Rosbeck *et al.* [Ros+82] :

$$\mu_e = \frac{9 \times 10^8 s}{T^{2r}}, avec r = \left(\frac{0.2}{x}\right)^{0.6} et s = \left(\frac{0.2}{x}\right)^{7.5} \tag{C.1}$$

Où la mobilité est exprimée en $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$. Pour les stœchiométries entre $0.18 \leq x \leq 0.25$, il est aussi possible d'estimer la valeur de la mobilité des électrons à 300 K grâce à la formule empirique de Higgins *et al.* [Hig+89] :

$$\mu_e = 10^4 (8.754x - 1.044)^{-1} en cm^2 (V.s)^{-1} \tag{C.2}$$

Une analyse des différents mécanismes de diffusion des trous a été faites par Yadava [Yad+94] pour des stœchiométries de $Hg_{1-x}Cd_xTe$ variant de x=0.2 à 0.4. A température ambiante, la mobilité des trous μ_h est généralement située entre 40 à 80 $cm^2(V.s)^{-1}$ et possède une faible dépendance en température. A 77 K, la mobilité est un ordre de grandeur plus grande et il a été montré dans [Den+82] qu'elle diminue avec l'augmentation de la concentration d'accepteurs. Ainsi, pour $0.2 \leq x \leq 0.3$ on peut utiliser l'expression empirique suivante :

$$\mu_h = \mu_0 \left[1 + \left(\frac{p}{1.8 \times 10^{17}}\right)^2\right]^{-1/4} o\grave{u} \mu_0 = 440\, cm^2 (V.s)^{-1} \tag{C.3}$$

En considérant le ratio de deux ordres de grandeurs plus grands que la mobilité des électrons évoqué plus haut, il sera également possible de donner une valeur approximative de la mobilité des trous telle que : $\mu_h = \mu_e/100$.

Annexe D

Calcul du taux de génération net des mécanismes de Auger 1 et 7

Les mécanismes Auger sont à la fois des mécanismes de recombinaisons et de générations. Ainsi, le taux de génération net lié aux mécanismes de Auger 1 et 7 peut être donné par [Whi85] :

$$G_A - R_A = \frac{n_i^2 - np}{2n_i^2} \left[\frac{n}{(1+\alpha n)\tau_{A1}^i} + \frac{p}{\tau_{A7}^i} \right] \tag{D.1}$$

Où : τ_{A1}^i et τ_{A7}^i sont les temps de recombinaisons intrinsèque par les mécanismes Auger 1 et 7 et α est une valeur empirique valant $\alpha = 5.26 \times 10^{-18}\, cm^3$.

Annexe E

Réduction de la durée de vie des porteurs par les mécanismes de recombinaisons dans le HgCdTe

Dans le cas particulier des photodiodes en HgCdTe de type N, la génération SRH est le mécanisme principalement responsable de la durée de vie. A des concentrations de porteurs inférieures à $10^{15} cm^{-3}$, la durée de vie peut montrer des valeurs variant en fonction des techniques de croissance (durée de vie de 0.4 à 8 µs pour des x allant de 0.2 à 0.21 et $n \approx 5 \times 10^{14}\, cm^{-3}$) [Lop+93]. Les principaux centres de recombinaisons identifiés sont ici les impuretés résiduelles et les défauts natifs de l'alliage. A cela peut s'ajouter la contribution des dislocations si leur densité est supérieure à $5 \times 10^5\, cm^{-2}$.

Pour les diodes de type P, les recombinaisons SHR sont également identifiées comme une source de réduction de la durée de vie avec la baisse de la température. Les durées de vie à basse température présentent des dépendances à la température très différentes, avec une large gamme de valeurs sur trois ordres de grandeur, de 1 ns à 1 µs ($p \approx 1016\, cm^{-3}$, $x \approx 0,2$ et $T \approx 77\, K$, dopage par lacunes) [Lop+93 ; Che+95]. Ces différences peuvent provenir de différents facteurs affectant les durées de vies comme les hétérogénéités, les inclusions, les recombinaisons de surface et de contact. Il a été montré que les porteurs présentaient des durées de vies supérieures d'un ordre de grandeur dans les matériaux dopés au Cu ou à l'Au [Cap97]. La même référence propose que l'augmentation de la durée de vie du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ dopé avec des impuretés résulte d'une réduction des centres SRH possiblement dû à la des phases à basses température lors de la croissance des couches dopées, ou pendant des recuits des échantillons dopés. L'origine des centres SRH dans les matériaux de type P n'est pas clair mais les interstitiels mercure semblent pouvoir en être à l'origine [Lit+92]. Dans [Kin00], Kinch indique que des mesures internes ont permis de donner des valeurs de durée de vie pour le HgCdTe dopé par des impuretés extrinsèques ou dopé par lacune tel que :

$$\tau_{extr} = 9 \times 10^9 \frac{p_1 + p}{pN_a} \tag{E.1}$$

Et :

$$\tau_{vac} = 5 \times \frac{10^9 n_1}{pN_{vac}} \tag{E.2}$$

Où N_a est la concentration de dopage extrinsèque, p la concentration de trou et la densité d'états dans la bande de valence est :

$$p_1 = N_v \exp\left(\frac{q(E_r - E_g)}{kT}\right) \tag{E.3}$$

Avec E_r représentant l'énergie du centre SRH par rapport à la bande de conduction. Kinch a par ailleurs constaté que E_r se situe approximativement au niveau intrinsèque pour l'arsenic, le cuivre et l'or tel que $p_1 = n_i$ et E_r est éloigné d'une énergie d'environ $\approx 30\,mV$ de la bande de conduction. Des analyses plus approfondies sont en cours sur les mécanismes de recombinaison SRH dans le HgCdTe, mais il ne représente actuellement pas une limite fondamentale aux performances des photo détecteurs dans les gammes de température d'utilisation classiques.

Annexe F

Calcul du facteur d'accentuation de l'effet Poole-Frenkel dans le cas tridimensionnel

Dans le cas unidimensionnel, on considère que le porteur est émis du piège dans une direction parallèle au champ électrique. Cette considération a cependant tendance à surestimer l'augmentation de la génération de porteurs car sa valeur est maximale dans cette configuration [Har68 ; Mar+81]. En étendant ce modèle au cas tridimensionnel [Bog+02a] on obtient une meilleure définition du facteur d'accentuation :

$$\Gamma_{PF3D} = \frac{1}{\gamma^2}\left(e^{\gamma}(\gamma - 1) + 1\right) + \frac{1}{2} avec \gamma = \frac{\Delta E_i}{kT} \tag{F.1}$$

Par rapport au facteur purement exponentiel du modèle 1D, ce terme tridimensionnel réduit significativement l'amplification effective. Pour des valeurs typiques de γ comprises entre 1 et 3, Γ_{PF3D} reste de l'ordre de quelques unités, là où le modèle 1D prédirait un facteur γ de plusieurs fois supérieur. Le facteur 3D permet une description plus modérée et physiquement plus crédible de l'impact du champ électrique sur le courant de génération. Cependant, on utilisera généralement le modèle 1D car il fournit une expression simple, analytique et suffisante pour identifier l'effet Poole–Frenkel.

Annexe G

Démonstration de l'énergie de piège la plus optimisée pour la génération de porteurs

Pour démontrer plus strictement ce fait, nous pouvons utiliser la formule du taux de générations SRH. Avec l'expression des durées de vies des électrons (τ_n) et des trous (τ_p), on peut obtenir les expressions des sections efficaces de captures :

$$\tau_n = \frac{1}{N_t \sigma_n v_{th}} \Leftrightarrow \sigma_n = \frac{1}{N_t \tau_n v_{th}} \tag{G.1}$$

$$\tau_p = \frac{1}{N_t \sigma_p v_{th}} \Leftrightarrow \sigma_p = \frac{1}{N_t \tau_p v_{th}} \tag{G.2}$$

En développant l'expression du taux de génération avec ces expressions, on obtient :

$$U = \frac{pn - n_i^2}{\tau_n \left(n + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right) \tau_p \left(p + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right)} \tag{G.3}$$

On voit que les expressions exponentielles du dénominateur sont à leurs minimum lorsque $E_t = E_i$, le taux de génération est alors à son maximum. En effet, dans un cas classique où les densités d'états effectives des électrons et des trous sont égales, le niveau de fermi sera alors proche du *midgap* (voir équation (1.9)). Le taux de génération sera donc maximal lorsque le défaut est proche de $E_g/2$. On notera également qu'à l'équilibre thermodynamique, et uniquement dans les régions à bande plate, $pn = n_i^2$, le taux de génération-recombinaison est alors nul. Cette condition n'est en revanche jamais satisfaite dans la zone de charge d'espace (ZCE), où le champ électrique rompt l'équilibre local.

Annexe H

Tableau récapitulatif d'articles discutant des effets d'irradiation dans les composants infrarouges composés de HgCdTe

TABLE H.1 – Tableau récapitulatif des différents articles scientifiques parlant des effets des radiations dans les composants MCT

Objet de l'étude	**Article(s) concerné(s)**
RTS avec les dommages de déplacement	[Din+23c ; Din+23b ; Ant+24]
Effets de recuits	[Din+23b ; Jun+78 ; Kal+79 ; Sun+21 ; Hu+25 ; Cro+20 ; Din+23d ; Jen+15 ; Ant+24]
Courant d'obscurité avec les dommages de déplacement	[Mar+07 ; Sun+21 ; Ber+14 ; Din+23a ; Cro+20 ; Din+23d ; Fah+15 ; Hel+04 ; Joh+04]
Efficacité quantique avec les dommages de déplacement	[Sun+21 ; Ber+14]
Énergies d'activation avec les dommages de déplacement	[Din+23c ; Ber+14 ; Din+23a]
Insensibilité des pixels HgCdTe aux effets ionisants	[Din+23b ; Sun+21 ; Din+23a ; Hu+25]
Durée de vie avec les dommages de déplacement	[Din+23a ; Pic+03b ; Jen+17]
Études sur le NIEL	[Fod+03 ; Mar+07]
Étude sur la non-linéarité avec la dose ionisante	[Hu+25]
Dommages de déplacement générés par des Gammas dans le HgCdTe	[Hu+98]
Non modification du gap avec les irradiations	[Din+23d ; Fah+15 ; Hu+98]
Longueur de diffusion avec les dommages de déplacement	[Hub+07 ; Din+23a]
Effets singuliers	[Hub+91 ; Pic+03b ; Joh+04 ; Mar+03 ; Suf+03]
Émissions secondaires provenant du cryostat	[Pic+03a]
APD	[Sun+21]
Effet d'*annealing* inverse	[Sun+21 ; Hop+94]
Dose ionisante sur le circuit de lecture Silicium	[Din+23b ; Hop+94]
Dose ionisante sur les effets d'interfaces	[Jun+78 ; Kal+79 ; Din+23a ; Pic+03b ; Sar+90]

Annexe I

Détails de l'adaptation mécanique des cryostats utilisés pour les campagnes d'irradiation

Pour les différentes campagnes d'irradiation, il a été nécessaire de concevoir des cryostats d'adaptation pour deux raisons principales. D'une part, les cryostats du CEA capables de piloter précisément la température des composants sont volumineux et difficiles à déplacer ; il fallait donc disposer de systèmes facilement transportables tout en conservant une autonomie en froid suffisante. D'autre part, les composants N/P étaient montés sur des céramiques Lynred, incompatibles avec le cryostat du CEA, ce qui a imposé la réalisation d'une interface mécanique assurant un bon contact thermique avec le doigt froid tout en permettant un pilotage en température. J'ai ainsi développé plusieurs pièces mécaniques, qui seront détaillées plus bas, et collaboré avec une entreprise de cartes électroniques pour adapter la céramique Lynred au banc fourni par ADS. Le même principe d'adaptation mécanique a été appliqué au composant P/N NG LWIR, sans nécessiter de modification électronique grâce à sa compatibilité native avec l'électronique de proximité du CEA. D'un point de vue mécanique, les cryostats utilisés furent des cryostats de la marque Kadel (voir figure I.1). Ces cryostats, déjà utilisés durant la thèse de Ségolène Dinand ont l'avantage d'être compacts, peu cher à l'achat et d'avoir une très bonne autonomie en froid.

Refroidit par azote liquide uniquement, ils ont montré pouvoir tenir environ 12 heures à température cryogénique (78 K) en refroidissement passif. Ces cryostats possèdent aussi nativement des sorties coaxiales ainsi qu'un connecteur DB50 à leurs dos. Dans le cas de notre adaptation, seuls quelques sorties coaxiales furent utilisées pour piloter la température en récupérant à la fois la température du doigt froid avec une résistance de type PT100 et en le réchauffant via une résistance chauffante. Les composants étaient ensuite installés sur une plaque froide en aluminium. La PT100 était collée au plus près du détecteur, tandis que la résistance chauffante était fixée à l'arrière du support froid. Pour assurer un pilotage thermique efficace, une résistance



FIGURE I.1 – Adaptation du cryostat Kadel pour le pilotage du composant N/P. On voit la limande sortant du cryostat. La fumée sortant du cryostat est dû à l'ébullition de l'azote liquide ayant lieu lors de la descente en température.

thermique devait être introduite entre le support et le doigt froid : un contact direct aurait rendu le réchauffement quasi impossible et n'aurait fait que provoquer l'évaporation de l'azote liquide du réservoir. Trois pieds ont donc été ajoutés afin de découpler thermiquement le support.

Pour extraire les signaux de pilotage du composant hors du cryostat, une limande flexible a été utilisée dans les deux configurations. Pour garantir l'étanchéité, des bagues d'adaptation situées entre le capot et le corps du cryostat intégraient des joints en indium venant pincer la limande. Celle-ci était également courbée de manière à entrer en contact avec le doigt froid, assurant sa thermalisation et limitant ainsi tout apport thermique provenant de l'extérieur via la limande. Un écran froid, thermalisé via le support froid, était également placé au-dessus du composant pour s'assurer d'être en bonne condition d'obscurité. Il faut noter que l'écran froid utilisé était différent en fonction du composant. L'écran froid utilisé pour les composants N/P était ainsi composé d'aluminium quand celui des composants P/N NG étaient fabriqués en cuivre. Ce détail de composition, même mineur, influencera la quantité d'irradiation obtenue au niveau du capteur.

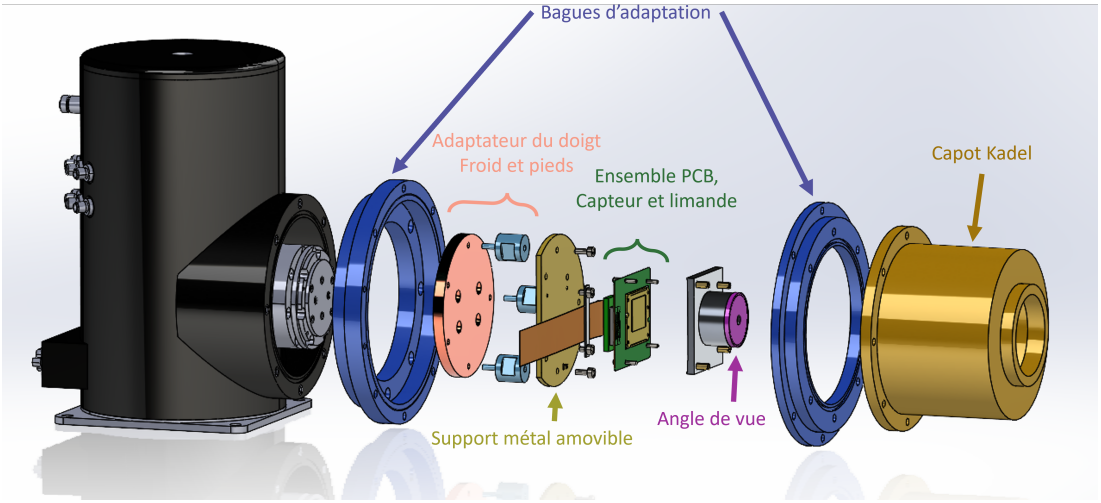


FIGURE I.2 – Vue éclaté de l'adaptation mécanique et électronique faite pour intégrer les composants N/P dans les cryostats Kadel. Le montage était assez similaire pour le composant P/N NG. A noter qu'ici il est indiqué un angle de vue. En réalité ce capot était fermé afin d'être dans des conditions d'obscurité.

Grâce à ces adaptations, il était ainsi possible de piloter les composants N/P et P/N NG de façon assez stable entre 86 K et 120 K. Sans activer le pilotage en température, les cryostats pouvaient également tenir environ 12 heures à froid, permettant de conserver les composants à basse température la nuit suivant les irradiations en évitant les recuit.

Annexe J

Effet de la dose ionisante dans nos campagnes d'irradiations

Afin de maîtriser les effets de la dose ionisante lors des campagnes d'irradiation, les composants ont été maintenus à la masse pendant l'exposition. Cette configuration permet avant tout de contrôler les potentiels électriques appliqués au composant au cours de l'irradiation et d'assurer des conditions expérimentales bien définies. En l'absence de mise à la masse, des potentiels parasites peuvent en effet se développer, susceptibles de moduler l'impact des radiations de manière non contrôlée, notamment via les champs électriques internes.

Cette configuration a montré par le passé son efficacité pour limiter les effets de la dose ionisante dans les capteurs HgCdTe, en comparaison à une irradiation sous polarisation [Din23]. La mise à la masse correspond en effet à une condition expérimentale de type « meilleur cas », dans laquelle les champs électriques internes sont minimisés, réduisant ainsi la séparation des paires électron-trou et, par conséquent, l'amplification des effets de dose ionisante sur le courant d'obscurité et les phénomènes de RTS. Des irradiations sous polarisation, à l'inverse, favorisent ces mécanismes et constituent un cas plus pénalisant, tandis qu'une absence totale de connexion conduit à des conditions non maîtrisées. Nos résultats de courant et de bruits étaient donc décorrélés de la TID. Les différentes dégradations induites par irradiations observées sur les composants N/P sont donc attribués à la dose de déplacement. Cependant, comme évoqué plus haut dans le manuscrit, les composants P/N NG virent la tension de seuil du MOS d'injection V_{th} impactée. Comme visible sur la figure J.1, celle-ci augmentait avec les irradiations et provoquait un démarrage décalé des tracés I(V)s.

Cet effet est observé sur les deux composants, aussi bien LWIR que VLWIR, ainsi que sur toutes leurs variantes. Les circuits de lecture associés à ces composants étant strictement identiques, cette similarité pouvait être attendue. L'origine physique de cet effet est liée à la nature du transistor MOS d'injection, qui est de type PMOS. Dans ce type de transistor, l'accumulation de charges positives dans les oxydes induit une dérive négative de la tension de seuil, les charges positives créant un champ électrique qui s'oppose à la formation du canal de trous [Rif+18 ;

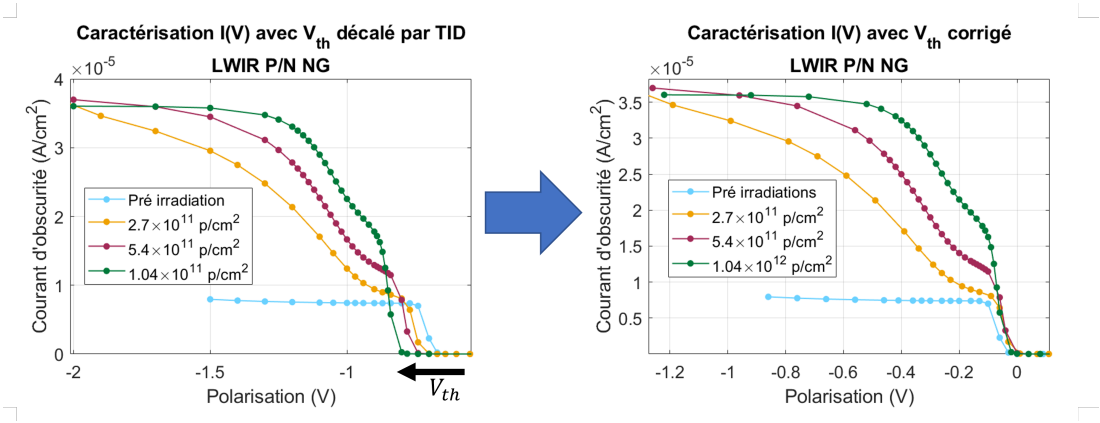


FIGURE J.1 – Effet du décalage de la tension de seuil du MOS d'injection du composant LWIR P/N NG attribué à la TID

Ren+20]. Il en résulte un démarrage plus tardif de la mise en polarisation effective du pixel, affectant ainsi les conditions nominales de fonctionnement.

Il est à noter que cet effet est observé de manière homogène sur l'ensemble de la matrice. Cette uniformité a permis de corriger le décalage de la tension de seuil afin de conserver une polarisation diode identique lors des comparaisons de courant d'obscurité. Il demeure néanmoins essentiel de tenir compte de ce type d'effet dans l'analyse des résultats. Ainsi, de futures campagnes d'irradiation pourraient envisager l'utilisation de particules induisant peu ou pas d'effets de dose ionisante, tels que les neutrons, ou encore le recours à des techniques de mitigation des effets TID déjà proposées dans la littérature dans d'autres dispositifs [Gai+14].

Références

[And+83] W. W. Anderson et H. J. Hoffman. “Surface-tunneling-induced 1/ f noise in Hg1 - xCdxTe photodiodes”. In : *Journal of Vacuum Science Technology A : Vacuum Surfaces and Films* 1 (juill. 1983). ADS Bibcode : 1983JVSTA...1.1730A, p. 1730-1734. doi : 10.1116/1.572213. url : https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1983JVSTA...1.1730A (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[And80] W. W. Anderson. “Tunnel contribution to Hg1−xCdxTe and Pb1−xSnxTe $p-n$ junction diode characteristics”. In : *Infrared Physics* 20.6 (nov. 1980), p. 353-361. issn : 0020-0891. doi : 10.1016/0020-0891(80)90052-4. url : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0020089180900524 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Ant+03] J. Antoszewski et al. “Small two-dimensional arrays of mid-wavelength infrared HgCdTe diodes fabricated by reactive ion etching-induced p-to-n-type conversion”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 32.7 (juill. 2003), p. 627-632. issn : 1543-186X. doi : 10.1007/s11664-003-0043-0. url : https://doi.org/10.1007/s11664-003-0043-0 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 52).

[Ant+15] Jarek Antoszewski et al. “Recent Developments in Mercury Cadmium Telluride IR Detector Technology”. In : *ECS Transactions* 69.14 (sept. 2015), p. 61-75. issn : 1938-5862, 1938-6737. doi : 10.1149/06914.0061ecst. url : https://iopscience.iop.org/article/10.1149/06914.0061ecst (visité le 11/12/2025) (cf. p. 20).

[Ant+24] Aubin Antonsanti et al. “Investigating Dark Current Random Telegraph Signal in a HgCdTe H4RG-10 Infrared Detector for Space Application”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 71.8 (août 2024), p. 1738-1746. issn : 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.2024.3368765. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/10443722 (visité le 06/02/2025) (cf. p. 57, 102, 16).

[Arr67] S. Arrhenius. “ON THE REACTION VELOCITY OF THE INVERSION OF CANE SUGAR BY ACIDS†”. In : *Selected Readings in Chemical Kinetics*. Sous la dir. de MARGARET H. Back et KEITH J. Laidler. Pergamon, jan. 1967, p. 31-35. isbn : 978-0-08-012344-8. doi : 10.1016/B978-0-08-012344-8.50005-2. url :

https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780080123448500052 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 25).

[Bah+83] G. Bahir et R. Kalish. "Structure of ion-implanted and annealed Hg1−xCdxTe". In : *Journal of Applied Physics* 54.6 (juin 1983), p. 3129-3140. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.332469. URL : https://doi.org/10.1063/1.332469 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 52).

[Baj+85] J. Bajaj et al. "Excess (1/f) noise in Hg0.7Cd0.3Te p-n junctions". In : *Journal of Vacuum Science & Technology A* 3.1 (jan. 1985), p. 192-194. ISSN : 0734-2101. DOI : 10.1116/1.573198. URL : https://doi.org/10.1116/1.573198 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Bak+01] I. M. Baker et C. D. Maxey. "Summary of HgCdTe 2D array technology in the U.K." en. In : *Journal of Electronic Materials* 30.6 (juin 2001), p. 682-689. ISSN : 0381-5235, 1543-186X. DOI : 10.1007/BF02665856. URL : http://link.springer.com/10.1007/BF02665856 (visité le 06/12/2025) (cf. p. 21).

[Bar+00] S. Barde et al. "Displacement damage effects in InGaAs detectors : experimental results and semi-empirical model prediction". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47.6 (déc. 2000), p. 2466-2472. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/23.903794. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/903794/ (visité le 06/12/2025) (cf. p. 35).

[Bat23] Clara Bataillon. "Impact des radiations spatiales sur les détecteurs infrarouges à superréseaux". These de doctorat. Université de Montpellier (2022-....), nov. 2023. URL : https://theses.fr/2023UMONS051 (visité le 08/08/2025) (cf. p. 18).

[Ben24] Marco Benfante. "Effects of space radiation on InGaAs infrared photodetectors". These de doctorat. Toulouse, ISAE, oct. 2024. URL : https://theses.fr/2024ESAE0011 (visité le 08/08/2025) (cf. p. 18).

[Ber+14] Jeremy Bergeson et al. "Mid and long wavelength infrared HgCdTe photodetectors exposed to proton radiation". In : *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 9226 (sept. 2014). DOI : 10.1117/12.2064074 (cf. p. 52, 56, 57, 16).

[Ber+93] M. A. Berding, M. Van Schilfgaarde et A. Sher. "Hg0.8Cd0.2Te native defects : Densities and dopant properties". en. In : *Journal of Electronic Materials* 22.8 (août 1993), p. 1005-1010. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/BF02817517. URL : https://doi.org/10.1007/BF02817517 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 23).

[Ber+95] M. A. Berding, A. Sher et M. Van Schilfgaarde. "Defect modeling studies in HgCdTe and CdTe". en. In : *Journal of Electronic Materials* 24.9 (sept. 1995), p. 1127-1135. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/BF02653064. URL : https://doi.org/10.1007/BF02653064 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 23).

[Bog+02a] J. Bogaerts, B. Dierickx et R. Mertens. “Enhanced dark current generation in proton-irradiated CMOS active pixel sensors”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49.3 (juin 2002), p. 1513-1521. issn : 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.2002.1039695. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/1039695 (visité le 20/08/2025) (cf. p. 51, 11).

[Bog+02b] J. Bogaerts, B. Dierickx et R. Mertens. “Random telegraph signals in a radiation-hardened CMOS active pixel sensor”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49.1 (fév. 2002), p. 249-257. issn : 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.2002.998649. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/998649 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Bro73] R. M. Broudy. *Study to improve the low frequency noise characteristics of (Hg,Cd)Te detectors*. Rapp. tech. NASA-CR-132512. NTRS Author Affiliations : Honeywell, Inc. NTRS Document ID : 19740027069 NTRS Research Center : Legacy CDMS (CDMS). Jan. 1973. url : https://ntrs.nasa.gov/citations/19740027069 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Bru+12] Carl F. Bruce, Wousik Kim et Brandon Richardson. “Interactions of Energetic Particle Radiation With a MCT (\rm x=0.48) P on N Detector Array”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 59.2 (avr. 2012), p. 456-461. issn : 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.2012.2188041. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/6168805 (visité le 06/11/2024) (cf. p. 75).

[Bru+14] Alexandre Brunner et al. “Improvement of RTS Noise in HgCdTe MWIR Detectors”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 43.8 (août 2014), p. 3060-3064. issn : 1543-186X. doi : 10.1007/s11664-014-3217-z. url : https://doi.org/10.1007/s11664-014-3217-z (visité le 07/10/2025) (cf. p. 35, 57).

[Cap97] Peter Capper. *Narrow-gap II-VI Compounds for Optoelectronic and Electromagnetic Applications*. en. Google-Books-ID : Pkcba10W9dwC. Springer Science & Business Media, oct. 1997. isbn : 978-0-412-71560-0 (cf. p. 9).

[Cel+01] G. Cellere et al. “Radiation effects on floating-gate memory cells”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 48.6 (déc. 2001), p. 2222-2228. issn : 0018-9499, 1558-1578. doi : 10.1109/23.983199. url : https://ieeexplore.ieee.org/document/983199/ (visité le 10/12/2025) (cf. p. 119).

[Cha+19] Calvin Yi-Ping Chao et al. “Random Telegraph Noises from the Source Follower, the Photodiode Dark Current, and the Gate-Induced Sense Node Leakage in CMOS Image Sensors”. en. In : *Sensors* 19.24 (jan. 2019). Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, p. 5447. issn : 1424-8220. doi : 10.3390/s19245447. url : https://www.mdpi.com/1424-8220/19/24/5447 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Cha+20] Yong CHANG et al. “Infrared MBE-Grown HgCdTe Focal Plane Arrays and Cameras After High Energy Neutron Irradiation”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 49.11 (nov. 2020), p. 7000-7006. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-020-08276-7. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-020-08276-7 (visité le 15/09/2025) (cf. p. 52).

[Cha69] S.G. CHAMBERLAIN. “Photosensitivity and Scanning of Silicon Image Detector Arrays”. In : *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 4.6 (déc. 1969), p. 333-342. ISSN : 1558-173X. DOI : 10.1109/JSSC.1969.1050032. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/1050032 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 10).

[Che+24] Wei CHEN et al. “Native point defects in HgCdTe infrared detector material : Identifying deep centers from first principles”. en. In : *Journal of Applied Physics* 135.11 (mars 2024), p. 114502. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/5.0187006. URL : https://pubs.aip.org/jap/article/135/11/114502/3277856/Native-point-defects-in-HgCdTe-infrared-detector (visité le 13/12/2025) (cf. p. 23).

[Che+95] M. C. CHEN et al. “The minority carrier lifetime in doped and undoped p-type Hg0.78Cd0.22Te liquid phase epitaxy films”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 24.5 (mai 1995), p. 539-544. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/BF02657960. URL : https://doi.org/10.1007/BF02657960 (visité le 25/08/2025) (cf. p. 9).

[Chu+03] A.M. CHUGG et al. “Single particle dark current spikes induced in CCDs by high energy neutrons”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.6 (déc. 2003), p. 2011-2017. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2003.821813. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/1263835/ (visité le 12/12/2025) (cf. p. 35, 36).

[Chu+85] H. K. CHUNG, M. A. ROSENBERG et P. H. ZIMMERMANN. “Origin of 1/f noise observed in Hg0.7Cd0.3Te variable area photodiode arrays”. In : *Journal of Vacuum Science & Technology A* 3.1 (jan. 1985), p. 189-191. ISSN : 0734-2101. DOI : 10.1116/1.573196. URL : https://doi.org/10.1116/1.573196 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Ciu+16] L CIURA et al. “Investigation of trap levels in HgCdTe IR detectors through low frequency noise spectroscopy”. en. In : *Semiconductor Science and Technology* 31.3 (jan. 2016). Publisher : IOP Publishing, p. 035004. ISSN : 0268-1242. DOI : 10.1088/0268-1242/31/3/035004. URL : https://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/31/3/035004 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 23).

[Cla+24] Antoine CLARET et al. “Estimating Low-Temperature RTS Rate in MCT FPA Through High-Temperature Noise Measurements”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 53.10 (oct. 2024), p. 5813-5819. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-

024-11067-z. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-024-11067-z (visité le 15/10/2025) (cf. p. 99).

[Cla+25] Antoine CLARET et al. "Influence of Electric Field on RTS Pixels in MCT FPA". en. In : *Journal of Electronic Materials* 54.10 (oct. 2025), p. 8294-8303. ISSN : 0361-5235, 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-025-12064-6. URL : https://link.springer.com/10.1007/s11664-025-12064-6 (visité le 18/12/2025) (cf. p. 57, 119).

[Col+94] Jose E. COLON et al. "Point defects in HgCdTe by deep-level transient spectroscopy (DLTS)". In : *Infrared Detectors : State of the Art II*. T. 2274. SPIE, oct. 1994, p. 38-48. DOI : 10.1117/12.189247. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/2274/0000/Point-defects-in-HgCdTe-by-deep-level-transient-spectroscopy-DLTS/10.1117/12.189247.full (visité le 29/08/2025) (cf. p. 24).

[Cou-02] *Cours de technologie spatiale : Techniques et Technologies des Véhicules Spatiaux*. URL : https://www.cilf.fr/livre-Cours_de_technologie_spatiale___Techniques_et_Technologies_des_V%C3%A9hicules_Spatiaux-250-1-1-0-1.html (visité le 30/11/2025) (cf. p. 40, 41).

[Cro+20] P.-E. CROUZET et al. "Impact of proton radiation on the Ariel AIRS CH1 HAWAII-1RG MWIR detector". In : *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IX*. T. 11454. SPIE, déc. 2020, p. 43-60. DOI : 10.1117/12.2561267. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11454/114540A/Impact-of-proton-radiation-on-the-Ariel-AIRS-CH1-HAWAII/10.1117/12.2561267.full (visité le 15/01/2024) (cf. p. 56, 57, 73, 94, 16).

[Dec+72] G. DECONNINCK et G. DEMORTIER. "Quantitative analysis of aluminium by prompt nuclear reactions". en. In : *Journal of Radioanalytical Chemistry* 12.2 (déc. 1972), p. 189-208. ISSN : 1588-2780. DOI : 10.1007/BF02520988. URL : https://doi.org/10.1007/BF02520988 (visité le 06/10/2025) (cf. p. 69).

[Den+82] P. N. J. DENNIS, C. T. ELLIOTT et C. L. JONES. "A method for routine characterisation of the hole concentration in *p*-type cadmium mercury telluride". In : *Infrared Physics* 22.3 (mai 1982), p. 167-169. ISSN : 0020-0891. DOI : 10.1016/0020-0891(82)90036-7. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0020089182900367 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 5).

[Des88] G. L. DESTÉFANIS. "Electrical doping of HgCdTe by ion implantation and heat treatment". In : *Journal of Crystal Growth* 86.1 (jan. 1988), p. 700-722. ISSN : 0022-0248. DOI : 10.1016/0022-0248(90)90798-P. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/002202489090798P (visité le 01/10/2025) (cf. p. 52, 60).

[Dev+08] M. Deveaux et al. “Random Telegraph Signal in Monolithic Active Pixel Sensors”. In : *2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. ISSN : 1082-3654. Oct. 2008, p. 3098-3105. DOI : 10.1109/NSSMIC.2008.4775010. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4775010 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Din+23a] S. Dinand et al. “Dark Current Evolution in Irradiated MWIR HgCdTe Photodiodes”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 52.11 (nov. 2023), p. 7103-7113. ISSN : 0361-5235, 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-023-10701-6. URL : https://link.springer.com/10.1007/s11664-023-10701-6 (visité le 10/10/2023) (cf. p. 56, 57, 16).

[Din+23b] Ségolène Dinand et al. “Design, Annealing, and Electric Field Effects on Proton and Gamma Irradiated MWIR HgCdTe Focal Plane Arrays”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 70.4 (avr. 2023). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 532-540. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2023.3256562 (cf. p. 35, 56, 57, 94, 121, 16).

[Din+23c] Ségolène Dinand et al. “Proton Radiation-Induced Random Telegraph Signal in HgCdTe Photodiode Array”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 70.8 (août 2023), p. 1942-1950. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2023.3289629. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/10172064 (visité le 04/02/2025) (cf. p. 35, 57, 16).

[Din+23d] Ségolène Dinand et al. “Study of damages caused by proton irradiation on MCT n/p focal plane cooled arrays”. In : *Infrared Technology and Applications XLIX*. Sous la dir. de David Z. Ting, Gabor F. Fulop et Lucy L. Zheng. Orlando, United States : SPIE, juin 2023, p. 24. ISBN : 978-1-5106-6182-0 978-1-5106-6183-7. DOI : 10.1117/12.2663763. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/12534/2663763/Study-of-damages-caused-by-proton-irradiation-on-MCT-n/10.1117/12.2663763.full (visité le 12/12/2025) (cf. p. 56, 71, 94, 16).

[Din23] Ségolène Dinand. “Effets de lenvironnement radiatif spatial sur les détecteurs infrarouges”. fr. thesis. Toulouse, ISAE, déc. 2023. URL : https://theses.fr/s236929 (visité le 07/10/2025) (cf. p. 50, 61, 21).

[Dir97] Paul Adrien Maurice Dirac. “On the theory of quantum mechanics”. In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 112.762 (jan. 1997). Publisher : Royal Society, p. 661-677. DOI : 10.1098/rspa.1926.0133. URL : https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1926.0133 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 5).

[Dor+16] Meghan L. Dorn et al. “Proton irradiation results for long-wave HgCdTe infrared detector arrays for Near-Earth Object Camera”. In : *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 2.3 (août 2016), p. 036002. ISSN : 2329-4124, 2329-4221. DOI : 10.1117/1.JATIS.2.3.036002. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/journals/Journal-of-Astronomical-Telescopes-Instruments-and-Systems/volume-2/issue-3/036002/Proton-irradiation-results-for-long-wave-HgCdTe-infrared-detector-arrays/10.1117/1.JATIS.2.3.036002.full (visité le 06/12/2023) (cf. p. 52).

[Dur+20] Clementine Durnez et al. “Comparison of Dark Current Random Telegraph Signals in Silicon and InSb-Based Photodetector Pixel Arrays”. In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 67.11 (nov. 2020), p. 4940-4946. ISSN : 1557-9646. DOI : 10.1109/TED.2020.3022336. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/9223681 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35, 114).

[Dyc+68] R.H. Dyck et G.P. Weckler. “Integrated arrays of silicon photodetectors for image sensing”. In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 15.4 (avr. 1968), p. 196-201. ISSN : 1557-9646. DOI : 10.1109/T-ED.1968.16166. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/1475068 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 10).

[Esa-25] *ESA Space Environment Report 2025*. en. URL : https://www.esa.int/Space_Safety/Space_Debris/ESA_Space_Environment_Report_2025 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 3).

[Fah+15] Stephen Fahey et al. “Proton irradiation of MWIR HgCdTe/CdZnTe”. In : *Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments IX*. T. 9616. SPIE, sept. 2015, p. 127-134. DOI : 10.1117/12.2189829. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/9616/96160E/Proton-irradiation-of-MWIR-HgCdTeCdZnTe/10.1117/12.2189829.full (visité le 05/12/2023) (cf. p. 56, 16).

[Fav-25] Jacques Favre. “Etude des défauts d’irradiation par mesure in-situ de l’effet Hall dans les semi-conducteurs à faible largeur de bande interdite”. fr. Publication Title : theses.fr. thesis. Palaiseau, Ecole polytechnique, jan. 1989. URL : https://theses.fr/1989EPXX0004 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 46, 52).

[Fer+13] A. Ferron, J. Rothman et O. Gravrand. “Modeling of Dark Current in HgCdTe Infrared Detectors”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 42.11 (nov. 2013), p. 3303-3308. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-013-2733-6. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-013-2733-6 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 7, 31).

[Fer+17] A. Ferron et al. “Discussion about photodiode architectures for space applications”. In : *International Conference on Space Optics — ICSO 2014*. Sous la dir. de Bruno Cugny, Zoran Sodnik et Nikos Karafolas. Tenerife, Canary Islands,

Spain : SPIE, nov. 2017, p. 206. ISBN : 978-1-5106-1615-8 978-1-5106-1616-5. DOI : 10.1117/12.2304266. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10563/2304266/Discussion-about-photodiode-architectures-for-space-applications/10.1117/12.2304266.full (visité le 16/12/2025) (cf. p. 30).

[Fil+09] Detlef FILGES et Frank GOLDENBAUM. *Handbook of Spallation Research : Theory, Experiments and Applications*. en. 1re éd. Wiley, déc. 2009. ISBN : 978-3-527-40714-9 978-3-527-62886-5. DOI : 10.1002/9783527628865. URL : https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9783527628865 (visité le 12/12/2025) (cf. p. 46).

[Fio+18] D. FIORE et al. "Random Telegraph Signal Investigation in Different CMOS SPAD Layouts". In : *2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC)*. ISSN : 2577-0829. Nov. 2018, p. 1-4. DOI : 10.1109/NSSMIC.2018.8824585. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/8824585 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Fod+03] B.C. FODNESS et al. "Monte carlo treatment of displacement damage in bandgap engineered HgCdTe detectors". In : *Proceedings of the 7th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems, 2003. RADECS 2003.* ISSN : 0379-6566. Sept. 2003, p. 479-485. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/1442512/ (visité le 10/09/2025) (cf. p. 48, 49, 88, 16).

[Fos93] Eric R. FOSSUM. "Active pixel sensors : are CCDs dinosaurs ?" In : *Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors III*. T. 1900. SPIE, juill. 1993, p. 2-14. DOI : 10.1117/12.148585. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1900/0000/Active-pixel-sensors-are-CCDs-dinosaurs/10.1117/12.148585.full (visité le 08/08/2025) (cf. p. 10).

[Foy+71] A. G. FOYT, T. C. HARMAN et J. P. DONNELLY. "TYPE CONVERSION AND n-p JUNCTION FORMATION IN Hg1−xCdxTe PRODUCED BY PROTON BOMBARDMENT". In : *Applied Physics Letters* 18.8 (avr. 1971), p. 321-323. ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.1653679. URL : https://doi.org/10.1063/1.1653679 (visité le 19/09/2025) (cf. p. 55).

[Fri+25] Thibaud FRIESS et al. "Proton Radiation Effects on Low Flux P-on-N Short Wavelength Infrared HgCdTe Focal Plane Array". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* (2025), p. 1-1. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2025.3544452. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/10900730 (visité le 11/04/2025) (cf. p. 56, 57, 94).

[Fut-23] *Combien de satellites tournent autour de la Terre ?* URL : https://www.futura-sciences.com/sciences/questions-reponses/satellite-satellites-tournent-autour-terre-7065/ (visité le 27/08/2025) (cf. p. 4).

[Gai+14] M. Gaillardin et al. “Total Ionizing Dose Effects Mitigation Strategy for Nanoscaled FDSOI Technologies”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61.6 (déc. 2014), p. 3023-3029. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2014.2366244. URL : http://ieeexplore.ieee.org/document/6962911/ (visité le 13/12/2025) (cf. p. 22).

[Gil+06] Angelo Scotty Gilmore, James Bangs et Amanda Gerrish. “VLWIR HgCdTe detector current-voltage analysis”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 35.6 (juin 2006), p. 1403-1410. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-006-0275-x. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-006-0275-x (visité le 19/08/2025) (cf. p. 28, 29).

[Gof+20] T. Le Goff et al. “Persistence and dark current characterization on HgCdTe short wave infrared imagers for astronomy at CEA and Lynred”. In : *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IX*. T. 11454. SPIE, déc. 2020, p. 285-298. DOI : 10.1117/12.2560338. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11454/114541K/Persistence-and-dark-current-characterization-on-HgCdTe-short-wave-infrared/10.1117/12.2560338.full (visité le 15/01/2024) (cf. p. 68).

[Goi+09] V. Goiffon et al. “Multilevel RTS in Proton Irradiated CMOS Image Sensors Manufactured in a Deep Submicron Technology”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56.4 (août 2009), p. 2132-2141. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2009.2014759. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/5204683 (visité le 04/02/2025) (cf. p. 35, 101, 110).

[Goi+11a] V. Goiffon et al. “Evidence of a Novel Source of Random Telegraph Signal in CMOS Image Sensors”. In : *IEEE Electron Device Letters* 32.6 (juin 2011), p. 773-775. ISSN : 1558-0563. DOI : 10.1109/LED.2011.2125940. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/5752812 (visité le 08/07/2025) (cf. p. 35, 114).

[Goi+11b] Vincent Goiffon, Cédric Virmontois et Pierre Magnan. “Investigation of Dark Current Random Telegraph Signal in Pinned PhotoDiode CMOS Image Sensors”. In : *2011 International Electron Devices Meeting*. ISSN : 2156-017X. Déc. 2011, p. 8.4.1-8.4.4. DOI : 10.1109/IEDM.2011.6131514. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/6131514 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Gra+24] Olivier Gravrand et al. “The Tobin Coefficient : A Relevant Photodetector Performance Metric for IR Imaging”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 53.10 (juill. 2024), p. 5874. DOI : 10.1007/s11664-024-11302-7. URL : https://cea.hal.science/cea-04765686 (visité le 16/10/2025) (cf. p. 34, 100).

[Gué+20] Maxence GUÉNIN et al. “RTS Noise Detection and Voltage Effect on RTS in HgCdTe Focal-Plane Arrays”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 49.11 (nov. 2020), p. 6963-6970. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-020-08271-y. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-020-08271-y (visité le 07/10/2025) (cf. p. 57).

[Gui+18] Pierre GUIOT et al. “TID and high energy protons tests on IR HgCdTe CMOS detectors for Jovian environment”. In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII*. T. 10709. SPIE, juill. 2018, p. 149-162. DOI : 10.1117/12.2312541. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10709/107090N/TID-and-high-energy-protons-tests-on-IR-HgCdTe-CMOS/10.1117/12.2312541.full (visité le 15/09/2025) (cf. p. 52).

[Gui+19] P GUINEDOR et al. “DLTS study of extended defects in HgCdTe photodiodes”. en. In : *Journal of Physics : Conference Series* 1190.1 (mai 2019). Publisher : IOP Publishing, p. 012012. ISSN : 1742-6596. DOI : 10.1088/1742-6596/1190/1/012012. URL : https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1190/1/012012 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 24).

[Han+82] G. L. HANSEN, J. L. SCHMIT et T. N. CASSELMAN. “Energy gap versus alloy composition and temperature in Hg1−xCdxTe”. In : *Journal of Applied Physics* 53.10 (oct. 1982), p. 7099-7101. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.330018. URL : https://doi.org/10.1063/1.330018 (visité le 22/05/2025) (cf. p. 19, 91).

[Han+83] G. L. HANSEN et J. L. SCHMIT. “Calculation of intrinsic carrier concentration in Hg1−xCdxTe”. In : *Journal of Applied Physics* 54.3 (mars 1983), p. 1639-1640. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.332153. URL : https://doi.org/10.1063/1.332153 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 19).

[Har68] J. L. HARTKE. “The Three-Dimensional Poole-Frenkel Effect”. In : *Journal of Applied Physics* 39.10 (sept. 1968), p. 4871-4873. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1655871. URL : https://doi.org/10.1063/1.1655871 (visité le 20/08/2025) (cf. p. 11).

[Hel+04] Yann HELLO et al. “Behaviour of a Raytheon IRFPA (438×270) under High Energy Protons”. en. In : *Scientific Detectors for Astronomy*. Sous la dir. de Paola AMICO, James W. BELETIC et Jenna E. BELETIC. Dordrecht : Springer Netherlands, 2004, p. 573-576. ISBN : 978-1-4020-2527-3. DOI : 10.1007/1-4020-2527-0_78 (cf. p. 56, 57, 16).

[Her+09] Dominique HERVÉ, Matthieu BEAUMEL et Dirk VAN AKEN. “Cobalt-60, proton and electron irradiation of a radiation-hardened active pixel sensor”. In : *2009 European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems*. ISSN : 0379-

6566. Sept. 2009, p. 535-538. DOI : 10.1109/RADECS.2009.5994709. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/5994709 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 51).

[Hig+89] W. M. HIGGINS et al. "Standard relationships in the properties of Hg1−xCdxTe". In : *Journal of Vacuum Science & Technology A* 7.2 (mars 1989), p. 271-275. ISSN : 0734-2101. DOI : 10.1116/1.576110. URL : https://doi.org/10.1116/1.576110 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 5).

[Hol+02] Andrew HOLMES-SIEDLE et Len ADAMS. "Radiation environments". In : *Handbook of Radiation Effects*. Sous la dir. d'Andrew HOLMES-SIEDLE et Len ADAMS. Oxford University Press, jan. 2002, p. 0. ISBN : 9780198507338. DOI : 10.1093/oso/9780198507338.003.0002. URL : https://doi.org/10.1093/oso/9780198507338.003.0002 (visité le 09/06/2025) (cf. p. 40).

[Hop+08] G. R. HOPKINSON, V. GOIFFON et A. MOHAMMADZADEH. "Random Telegraph Signals in Proton Irradiated CCDs and APS". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 55.4 (août 2008), p. 2197-2204. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2008.2000764. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4636913 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Hop+93] I.H. HOPKINS et G.R. HOPKINSON. "Random telegraph signals from proton-irradiated CCDs". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 40.6 (déc. 1993), p. 1567-1574. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/23.273552. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/273552 (visité le 04/11/2024) (cf. p. 35, 36).

[Hop+94] G.R. HOPKINSON et al. "Total dose and proton testing of a commercial HgCdTe array". en. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41.6 (déc. 1994), p. 1966-1973. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/23.340531. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/340531/ (visité le 10/10/2023) (cf. p. 56, 57, 84, 94, 16).

[Hop+95] I.H. HOPKINS et G.R. HOPKINSON. "Further measurements of random telegraph signals in proton irradiated CCDs". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 42.6 (déc. 1995), p. 2074-2081. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/23.489255. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/489255 (visité le 09/07/2025) (cf. p. 35).

[Hop00] G.R. HOPKINSON. "Radiation effects in a CMOS active pixel sensor". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47.6 (déc. 2000), p. 2480-2484. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/23.903796. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/903796 (visité le 07/02/2024) (cf. p. 35).

[Hop92] G.R. Hopkinson. “Cobalt60 and proton radiation effects on large format, 2-D, CCD arrays for an Earth imaging application”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 39.6 (déc. 1992), p. 2018-2025. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/23.211399. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/211399 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Hu+25] Yue Hu et al. “The impact of -irradiation on the response nonlinearity in HgCdTe infrared detectors”. In : *Infrared Physics & Technology* 148 (août 2025), p. 105870. ISSN : 1350-4495. DOI : 10.1016/j.infrared.2025.105870. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S135044952500163X (visité le 15/09/2025) (cf. p. 56, 57, 16).

[Hu+98] Xinwen Hu et al. “A deep level induced by gamma irradiation in Hg1−xCdxTe”. In : *Applied Physics Letters* 73.1 (juill. 1998), p. 91-92. ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.121790. URL : https://doi.org/10.1063/1.121790 (visité le 17/09/2025) (cf. p. 16).

[Hub+07] John E. Hubbs et al. “Lateral Diffusion Length Changes in HgCdTe Detectors in a Proton Environment”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 54.6 (déc. 2007), p. 2435-2443. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2007.910329. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4395038 (visité le 05/12/2023) (cf. p. 52, 57, 16).

[Hub+91] John Edward Hubbs et al. “Radiation effects characterization of infrared focal plane arrays using the Mosaic Array Test System”. In : *Optical Engineering* 30.11 (nov. 1991). Publisher : SPIE, p. 1739-1744. ISSN : 0091-3286, 1560-2303. DOI : 10.1117/12.56007. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/journals/optical-engineering/volume-30/issue-11/0000/Radiation-effects-characterization-of-infrared-focal-plane-arrays-using-the/10.1117/12.56007.full (visité le 18/09/2025) (cf. p. 56, 57, 16).

[Hug75] R. C. Hughes. “Hole mobility and transport in thin SiO2 films”. en. In : *Applied Physics Letters* 26.8 (avr. 1975), p. 436-438. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.88200. URL : https://pubs.aip.org/apl/article/26/8/436/44852/Hole-mobility-and-transport-in-thin-SiO2-films (visité le 10/12/2025) (cf. p. 119).

[Jen+15] Geoffrey D. Jenkins, Christian P. Morath et Vincent M. Cowan. “Empirical trends of minority carrier recombination lifetime vs proton radiation for rad-hard IR detector materials”. In : *Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments IX*. T. 9616. SPIE, sept. 2015, p. 141-149. DOI : 10.1117/12.2188695. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/9616/96160G/Empirical-trends-of-minority-carrier-recombination-lifetime-

vs-proton-radiation/10.1117/12.2188695.full (visité le 17/09/2025) (cf. p. 16).

[Jen+17] Geoffrey D. JENKINS, Christian P. MORATH et Vincent M. COWAN. "Empirical Study of the Disparity in Radiation Tolerance of the Minority-Carrier Lifetime Between II–VI and III–V MWIR Detector Technologies for Space Applications". en. In : *Journal of Electronic Materials* 46.9 (sept. 2017), p. 5405-5410. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-017-5628-0. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-017-5628-0 (visité le 17/09/2025) (cf. p. 57, 16).

[Joh+04] Scott D. JOHNSON et al. "Radiation effects in WFC3 IR detectors". In : sous la dir. de Thomas J. GRYCEWICZ et Craig R. MCCREIGHT. San Diego, California, USA, jan. 2004, p. 243. DOI : 10.1117/12.508443. URL : http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.508443 (visité le 08/11/2023) (cf. p. 56, 57, 16).

[Joh+92] S. M. JOHNSON et al. "Effect of dislocations on the electrical and optical properties of long-wavelength infrared HgCdTe photovoltaic detectors". In : *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 10.4 (juill. 1992), p. 1499-1506. ISSN : 1071-1023. DOI : 10.1116/1.586278. URL : https://doi.org/10.1116/1.586278 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 24, 34).

[Jon+82] C. E. JONES et al. "Effects of deep-level defects in Hg1−xCdxTe provided by DLTS". In : *Journal of Vacuum Science and Technology* 21.1 (mai 1982), p. 187-190. ISSN : 0022-5355. DOI : 10.1116/1.571709. URL : https://doi.org/10.1116/1.571709 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 23).

[Jon+85] C. E. JONES et al. "Status of point defects in HgCdTe". In : *Journal of Vacuum Science & Technology A* 3.1 (jan. 1985), p. 131-137. ISSN : 0734-2101. DOI : 10.1116/1.573184. URL : https://doi.org/10.1116/1.573184 (visité le 22/05/2025) (cf. p. 23).

[Jóź+16] Krzysztof JÓŹWIKOWSKI, Alina JÓŹWIKOWSKA et Andrzej MARTYNIUK. "Dislocations as a Noise Source in LWIR HgCdTe Photodiodes". en. In : *Journal of Electronic Materials* 45.10 (oct. 2016), p. 4769-4781. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-016-4390-z. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-016-4390-z (visité le 06/05/2025) (cf. p. 24).

[Jun+78] F. A. JUNGA, W. W. ANDERSON et R. B. EMMONS. "Effects of Gamma Irradiation on Surface Properties and Detector Properties of Hg1-xCdxTe Photoconductors". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 25.6 (déc. 1978), p. 1274-1282. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.1978.4329524. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4329524 (visité le 18/09/2025) (cf. p. 51, 56, 57, 16).

[Kal+79] A. H. Kalma et R. A. Cesena. “Radiation Testing of Trimetal Infrared Detectors”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 26.6 (déc. 1979), p. 4833-4839. issn : 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.1979.4330237. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4330237 (visité le 17/09/2025) (cf. p. 51, 56, 57, 94, 16).

[Kal+81] A. H. Kalma et M. A. Hopkins. “Ionizing Radiation Effects in HgCdTe MIS Capacitors”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 28.6 (déc. 1981), p. 4083-4087. issn : 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.1981.4335679. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4335679 (visité le 18/09/2025) (cf. p. 56).

[Kal80] Arne H. Kalma. “Nuclear and space radiation effects in infrared detectors”. In : *Advances in Focal Plane Technology*. T. 0217. SPIE, mai 1980, p. 186-191. doi : 10.1117/12.958492. url : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/0217/0000/Nuclear-and-space-radiation-effects-in-infrared-detectors/10.1117/12.958492.full (visité le 09/11/2023) (cf. p. 50, 52).

[Kar+10] Mohammad Azim Karami et al. “RTS Noise Characterization in Single-Photon Avalanche Diodes”. In : *IEEE Electron Device Letters* 31.7 (juill. 2010), p. 692-694. issn : 1558-0563. doi : 10.1109/LED.2010.2047234. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/5460930 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Kin+05] M. A. Kinch et al. “Minority carrier lifetime in p-HgCdTe”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 34.6 (juin 2005), p. 880-884. issn : 1543-186X. doi : 10.1007/s11664-005-0036-2. url : https://doi.org/10.1007/s11664-005-0036-2 (visité le 26/08/2025) (cf. p. 31).

[Kin00] Michael A. Kinch. “Fundamental physics of infrared detector materials”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 29.6 (juin 2000), p. 809-817. issn : 1543-186X. doi : 10.1007/s11664-000-0229-7. url : https://doi.org/10.1007/s11664-000-0229-7 (visité le 26/08/2025) (cf. p. 9).

[Kir+89] M.J. Kirton et M.J. Uren. “Noise in solid-state microstructures : A new perspective on individual defects, interface states and low-frequency (1/f) noise”. In : *Advances in Physics* 38.4 (jan. 1989). Publisher : Taylor & Francis _eprint : https ://doi.org/10.1080/00018738900101122, p. 367-468. issn : 0001-8732. doi : 10.1080/00018738900101122. url : https://doi.org/10.1080/00018738900101122 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Kit+10] L. Kittiratanawasin et al. “Displacement threshold and Frenkel pair formation energy in ionic systems”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*. Radiation Effects in Insulators 268.19 (oct. 2010), p. 2901-2906. issn : 0168-583X. doi : 10.1016/j.nimb.

2010.04.024. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X10004015 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 51).

[Kit+18] Charles KITTEL et Paul MCEUEN. *Introduction to Solid State Physics*. en. Google-Books-ID : nNpVEAAAQBAJ. John Wiley & Sons, 2018. ISBN : 978-1-119-45416-8 (cf. p. 24).

[Kle68] Claude A. KLEIN. "Bandgap Dependence and Related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors". In : *Journal of Applied Physics* 39.4 (mars 1968), p. 2029-2038. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1656484. URL : https://doi.org/10.1063/1.1656484 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 47).

[Kou+19] Charbel KOUMEIR et al. "THE RADIOBIOLOGICAL PLATFORM AT ARRONAX". In : *Radiation Protection Dosimetry* 183.1-2 (mai 2019), p. 270-273. ISSN : 0144-8420. DOI : 10.1093/rpd/ncy301. URL : https://doi.org/10.1093/rpd/ncy301 (visité le 06/11/2024) (cf. p. 76).

[Koz+98] S. P. KOZYREV, L. K. VODOPYANOV et R. TRIBOULET. "Structural analysis of the semiconductor-semimetal alloy Cd 1 − x Hg x Te by infrared lattice-vibration spectroscopy". en. In : *Physical Review B* 58.3 (juill. 1998), p. 1374-1384. ISSN : 0163-1829, 1095-3795. DOI : 10.1103/PhysRevB.58.1374. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.1374 (visité le 11/12/2025) (cf. p. 20).

[Law+59] W. D. LAWSON et al. "Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe". In : *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 9.3 (mars 1959), p. 325-329. ISSN : 0022-3697. DOI : 10.1016/0022-3697(59)90110-6. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022369759901106 (visité le 07/08/2025) (cf. p. 18).

[Le +22] T. LE GOFF et al. "Model and Characterization of Persistence in HgCdTe SWIR Detectors for Astronomy Application". en. In : *Journal of Electronic Materials* 51.10 (oct. 2022), p. 5586-5593. ISSN : 0361-5235, 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-022-09854-7. URL : https://link.springer.com/10.1007/s11664-022-09854-7 (visité le 14/12/2025) (cf. p. 68).

[Lec18] Anton LECHNER. "Particle interactions with matter". en. In : *CERN Yellow Reports : School Proceedings* 5 (déc. 2018), p. 47-47. ISSN : 2519-805X. DOI : 10.23730/CYRSP-2018-005.47. URL : https://e-publishing.cern.ch/index.php/CYRSP/article/view/714 (visité le 16/11/2025) (cf. p. 46).

[Lee+14] Ho LEE et al. "A Study on a Radiation Hardening of an Infrared Detector". In : *Journal of Nuclear Science and Technology* 45 (août 2014), p. 564-567. DOI : 10.1080/00223131.2008.10875917 (cf. p. 51).

[LeG+22] T. LeGoff et al. “A systematic study of persistence characterization protocols on SWIR HgCdTe detectors for astronomy applications”. In : *X-Ray, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy X*. T. 12191. SPIE, août 2022, p. 591-604. DOI : 10.1117/12.2629958. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/12191/121911O/A-systematic-study-of-persistence-characterization-protocols-on-SWIR-HgCdTe/10.1117/12.2629958.full (visité le 05/11/2024) (cf. p. 68, 70).

[Lit+92] C. L. Littler et al. “Investigation of mercury interstitials in Hg1−xCdxTe alloys using resonant impact-ionization spectroscopy”. In : *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 10.4 (juill. 1992), p. 1466-1470. ISSN : 1071-1023. DOI : 10.1116/1.586273. URL : https://doi.org/10.1116/1.586273 (visité le 26/08/2025) (cf. p. 23, 9).

[Lob+25] C. Lobre et al. “A New Generation of MCT-Based p-on-n Technology for Focal-Plane Arrays Ranging from SWIR to VLWIR”. en. In : *Journal of Electronic Materials* (mai 2025). ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-025-11989-2. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-025-11989-2 (visité le 03/09/2025) (cf. p. 62).

[Lon+70] Donald Long et Joseph L. Schmit. “Chapter 5 Mercury-Cadmium Telluride and Closely Related Alloys”. en. In : *Semiconductors and Semimetals*. T. 5. Elsevier, 1970, p. 175-255. ISBN : 978-0-12-752105-3. DOI : 10.1016/S0080-8784(08)62816-1. URL : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0080878408628161 (visité le 11/12/2025) (cf. p. 20).

[Lop+93] V. C. Lopes, A. J. Syllaios et M. C. Chen. “Minority carrier lifetime in mercury cadmium telluride”. en. In : *Semiconductor Science and Technology* 8.6S (juin 1993), p. 824. ISSN : 0268-1242. DOI : 10.1088/0268-1242/8/6S/005. URL : https://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/8/6S/005 (visité le 25/08/2025) (cf. p. 9).

[Mal+73] C. E. Mallon et al. “Effects of Electron Radiation on the Electrical and Optical Properties of HgCdTe”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 20.6 (déc. 1973), p. 214-219. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.1973.4327396. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/4327396 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 52).

[Mar+03] P.W. Marshall et al. “Proton-induced transients and charge collection measurements in a LWIR HgCdTe focal plane array”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.6 (déc. 2003), p. 1968-1973. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2003.820749. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/1263829 (visité le 05/12/2023) (cf. p. 57, 16).

[Mar+07] C. J. Marshall et al. “Comparison of Measured Dark Current Distributions With Calculated Damage Energy Distributions in HgCdTe”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 54.4 (août 2007), p. 1097-1103. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2007.895804. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/4291756 (visité le 10/09/2025) (cf. p. 52, 56, 16).

[Mar+09] P. Martin-Gonthier et P. Magnan. “RTS noise impact in CMOS image sensors readout circuit”. In : *2009 16th IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems - (ICECS 2009)*. Déc. 2009, p. 928-931. DOI : 10.1109/ICECS.2009.5410825. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/5410825 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Mar+12] Philippe Martin-Gonthier, Vincent Goiffon et Pierre Magnan. “In-Pixel Source Follower Transistor RTS Noise Behavior Under Ionizing Radiation in CMOS Image Sensors”. In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 59.6 (juin 2012), p. 1686-1692. ISSN : 1557-9646. DOI : 10.1109/TED.2012.2189115. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/6168247 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Mar+13] E. Martin et al. “Proton and -Rays Irradiation-Induced Dark Current Random Telegraph Signal in a 0.18-\mu\hboxm CMOS Image Sensor”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60.4 (août 2013), p. 2503-2510. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2013.2251662. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/6495514 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Mar+81] P. A. Martin, B. G. Streetman et K. Hess. “Electric field enhanced emission from non-Coulombic traps in semiconductors”. In : *Journal of Applied Physics* 52.12 (déc. 1981), p. 7409-7415. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.328731. URL : https://doi.org/10.1063/1.328731 (visité le 21/08/2025) (cf. p. 11).

[Mar+89] P.W. Marshall et al. “Displacement damage extremes in silicon depletion regions”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 36.6 (déc. 1989), p. 1831-1839. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/23.45376. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/45376 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[McL+87] F. B. McLean et T. R. Oldham. *Basic mechanisms of radiation effects in electronic materials and devices. Final report, September 1986-September 1987*. English. Rapp. tech. AD-A-186936/1/XAB ; HDL-TR-2129. Harry Diamond Labs., Adelphi, MD (USA), sept. 1987. URL : https://www.osti.gov/biblio/5646360 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 50).

[McW55] Alan Louis McWhorther. “1/f noise and related surface effects in germanium.” Thèse de doct. 1955 (cf. p. 98).

[Mey92] J. L. MEYZONNETTE. "Radiométrie et détection optique". fr. In : *Systèmes optiques*. T. 3. Cargèse, France : EDP Sciences, 1992, p. 3-92. ISBN : 978-2-86883-177-4. DOI : 10.1051/sfo/1992013. URL : http://sfo.edpsciences.org/10.1051/sfo/1992013 (visité le 26/08/2025) (cf. p. 9).

[Mol+08] L. MOLLARD et al. "HgCdTe FPAs made by arsenic-ion implantation". In : *Infrared Technology and Applications XXXIV*. T. 6940. SPIE, mai 2008, p. 151-160. DOI : 10.1117/12.780582. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/6940/69400F/HgCdTe-FPAs-made-by-arsenic-ion-implantation/10.1117/12.780582.full (visité le 01/10/2025) (cf. p. 61).

[Mus+25] Jamal I. MUSTAFA et al. "A computational study of radiation damage in HgCdTe". In : *Infrared Sensors, Devices, and Applications XV*. T. 13613. SPIE, sept. 2025, p. 64-70. DOI : 10.1117/12.3061742. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/13613/136130B/A-computational-study-of-radiation-damage-in-HgCdTe/10.1117/12.3061742.full (visité le 30/11/2025) (cf. p. 46).

[Nob68] P.J.W. NOBLE. "Self-scanned silicon image detector arrays". In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 15.4 (avr. 1968), p. 202-209. ISSN : 1557-9646. DOI : 10.1109/T-ED.1968.16167. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/1475069 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 10).

[Nor+89] Peter W. NORTON et Anthony P. ERWIN. "Etch pit study of dislocation formation in Hg1−xCdxTe during array hybridization and its effect on device performance". In : *Journal of Vacuum Science & Technology A* 7.2 (mars 1989), p. 503-508. ISSN : 0734-2101. DOI : 10.1116/1.576211. URL : https://doi.org/10.1116/1.576211 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 20, 34).

[Nun+06] T. NUNS et al. "Measurements of Random Telegraph Signal in CCDs Irradiated With Protons and Neutrons". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53.4 (août 2006), p. 1764-1771. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2006.876509. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/1684015 (visité le 08/07/2025) (cf. p. 35).

[Nun+07] T. NUNS et al. "Annealing of Proton-Induced Random Telegraph Signal in CCDs". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 54.4 (août 2007), p. 1120-1128. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2007.902351. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4291771 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Old+89] T. R. OLDHAM et al. "An overview of radiation-induced interface traps in MOS structures". en. In : *Semiconductor Science and Technology* 4.12 (déc. 1989), p. 986. ISSN : 0268-1242. DOI : 10.1088/0268-1242/4/12/004. URL : https://doi.org/10.1088/0268-1242/4/12/004 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 50).

[Pel+87] B. Pelliciari et G. Baret. “Role of dislocations in n-type annealed CdHgTe grown by liquid-phase epitaxy”. In : *Journal of Applied Physics* 62 (nov. 1987). ADS Bibcode : 1987JAP....62.3986P, p. 3986-3988. issn : 0021-8979. doi : 10.1063/1.339200. url : https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987JAP....62.3986P (visité le 29/08/2025) (cf. p. 34).

[Pic+03a] J.C. Pickel et al. “Proton-induced secondary particle environment for infrared sensor applications”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.6 (déc. 2003), p. 1954-1959. issn : 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.2003.821603. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/1263827 (visité le 17/09/2025) (cf. p. 16).

[Pic+03b] J.C. Pickel et al. “Radiation effects on photonic imagers-a historical perspective”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.3 (juin 2003), p. 671-688. issn : 0018-9499, 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.2003.813126. url : https://ieeexplore.ieee.org/document/1208583/ (visité le 09/11/2023) (cf. p. 56, 57, 16).

[Pla01] Max Planck. “Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum”. en. In : *Annalen der Physik* 309.3 (1901), p. 553-563. issn : 1521-3889. doi : 10.1002/andp.19013090310. (Visité le 08/08/2025) (cf. p. 18).

[Pol-21] *Quels sont les nouveaux services spatiaux commerciaux ?* fr-FR. url : https://www.polytechnique-insights.com/dossiers/espace/conquete-de-mars-fantasme-ou-projet-realiste/quelle-place-pour-leurope-dans-la-conquete-spatiale/ (visité le 27/08/2025) (cf. p. 3).

[Pon+79] D. Pons et S. Makram-Ebeid. “Phonon assisted tunnel emission of electrons from deep levels in GaAs”. en. In : *Journal de Physique* 40.12 (déc. 1979). Publisher : Société Française de Physique, p. 1161-1172. issn : 0302-0738, 2777-3396. doi : 10.1051/jphys:0197900400120116100. url : http://dx.doi.org/10.1051/jphys:0197900400120116100 (visité le 20/08/2025) (cf. p. 28).

[Rei-81] “Chapter 6 Photovoltaic Infrared Detectors”. en-US. In : *Semiconductors and Semimetals*. T. 18. ISSN : 0080-8784. Elsevier, jan. 1981, p. 201-311. doi : 10.1016/S0080-8784(08)62766-0. url : https://www.sciencedirect.com:5037/science/chapter/bookseries/abs/pii/S0080878408627660 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 52).

[Ren+20] Zhexuan Ren et al. “TID Response of Bulk Si PMOS FinFETs : Bias, Fin Width, and Orientation Dependence”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 67.7 (juill. 2020), p. 1320-1325. issn : 0018-9499, 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.2020.2979905. url : https://ieeexplore.ieee.org/document/9031555/ (visité le 13/12/2025) (cf. p. 22).

[Rib-21] *Détecteurs matriciels pour l'infrarouge*. fr. URL : https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/electronique-photonique-th13/composants-optoelectroniques-42451210/detecteurs-matriciels-pour-l-infrarouge-e4060/ (visité le 08/08/2025) (cf. p. 12, 16, 1).

[Rif+18] J. RIFFAUD et al. "TID Response of pMOS Nanowire Field-Effect Transistors : Geometry and Bias Dependence". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 65.8 (août 2018), p. 1525-1531. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2018.2850531. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/8395438/ (visité le 13/12/2025) (cf. p. 21).

[Rog+20] Antoni ROGALSKI et al. "InAsSb-Based Infrared Photodetectors : Thirty Years Later On". en. In : *Sensors* 20.24 (jan. 2020). Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, p. 7047. ISSN : 1424-8220. DOI : 10.3390/s20247047. URL : https://www.mdpi.com/1424-8220/20/24/7047 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 18).

[Rog+98] Antoni ROGALSKI et Manijeh RAZEGHI. "Narrow-gap semiconductor photodiodes". In : *Photodetectors : Materials and Devices III*. T. 3287. SPIE, avr. 1998, p. 2-13. DOI : 10.1117/12.304467. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/3287/0000/Narrow-gap-semiconductor-photodiodes/10.1117/12.304467.full (visité le 26/08/2025) (cf. p. 31).

[Rog+99] Antoni ROGALSKI et Robert CIUPA. "Performance limitation of short wavelength infrared InGaAs and HgCdTe photodiodes". en. In : *Journal of Electronic Materials* 28.6 (juin 1999), p. 630-636. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-999-0046-6. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-999-0046-6 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 21).

[Rog05] A ROGALSKI. "HgCdTe infrared detector material : history, status and outlook". In : *Reports on Progress in Physics* 68.10 (oct. 2005), p. 2267-2336. ISSN : 0034-4885, 1361-6633. DOI : 10.1088/0034-4885/68/10/R01. URL : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0034-4885/68/10/R01 (visité le 02/11/2023) (cf. p. 31).

[Ros+82] J. P. ROSBECK et al. "Background and temperature dependent current-voltage characteristics of HgCdTe photodiodes". In : *Journal of Applied Physics* 53.9 (sept. 1982), p. 6430-6440. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.331516. URL : https://doi.org/10.1063/1.331516 (visité le 25/08/2025) (cf. p. 5).

[Ros+92] D. ROSENFELD et G. BAHIR. "A model for the trap-assisted tunneling mechanism in diffused n-p and implanted n/sup +/-p HgCdTe photodiodes". In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 39.7 (juill. 1992), p. 1638-1645. ISSN : 1557-9646. DOI : 10.1109/16.141229. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/141229 (visité le 19/08/2025) (cf. p. 29).

[Sar+90] G. Sarusi et al. “Degradation mechanisms of gamma irradiated LWIR HgCdTe photovoltaic detectors”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 37.6 (déc. 1990), p. 2042-2049. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/23.101227. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/101227 (visité le 15/09/2025) (cf. p. 56, 16).

[Sco69] M. W. Scott. “Energy Gap in Hg1−xCdxTe by Optical Absorption”. In : *Journal of Applied Physics* 40.10 (sept. 1969), p. 4077-4081. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1657147. URL : https://doi.org/10.1063/1.1657147 (visité le 07/08/2025) (cf. p. 20).

[Sei+91] D. G. Seiler et al. “Photoexcited hot electron relaxation processes in n-HgCdTe through impact ionization into traps”. In : *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 9.3 (mai 1991), p. 1847-1851. ISSN : 1071-1023. DOI : 10.1116/1.585810. URL : https://doi.org/10.1116/1.585810 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 23).

[Sha49] C.E. Shannon. “Communication in the Presence of Noise”. In : *Proceedings of the IRE* 37.1 (jan. 1949), p. 10-21. ISSN : 0096-8390. DOI : 10.1109/JRPROC.1949.232969. URL : http://ieeexplore.ieee.org/document/1697831/ (visité le 05/12/2025) (cf. p. 99).

[Sho+52] W. Shockley et W. T. Read. “Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons”. In : *Physical Review* 87.5 (sept. 1952). Publisher : American Physical Society, p. 835-842. DOI : 10.1103/PhysRev.87.835. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.87.835 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 30).

[Sho76] William Shockley. *Electrons and holes in semiconductors, with applications to transistor electronics*. R. E. Krieger Pub. Co., 1976. URL : https://cir.nii.ac.jp/crid/1971993809781951932 (visité le 11/08/2025) (cf. p. 25).

[Sin+00] S. Singh et al. “Analysis of the dynamic resistance variation as a function of reverse bias voltage in a HgCdTe diode”. In : *Semiconductor Science and Technology* 15 (juin 2000), p. 752. DOI : 10.1088/0268-1242/15/7/315 (cf. p. 29).

[Smi+04] D. R. Smith, A. D. Holland et I. B. Hutchinson. “Random telegraph signals in charge coupled devices”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 530.3 (sept. 2004), p. 521-535. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/j.nima.2004.03.210. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204010666 (visité le 30/08/2025) (cf. p. 35).

[Smi+08a] Roger Smith et al. “Calibration of image persistence in HgCdTe photodiodes”. In : juill. 2008 (cf. p. 37).

[Smi+08b] Roger M. SMITH et al. “A theory for image persistence in HgCdTe photodiodes”. In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*. T. 7021. SPIE, juill. 2008, p. 180-191. DOI : 10.1117/12.789372. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/7021/70210J/A-theory-for-image-persistence-in-HgCdTe-photodiodes/10.1117/12.789372.full (visité le 11/08/2023) (cf. p. 37).

[Sov-77] *Soviet Physics, Solid State*. en. Google-Books-ID : Qy8XAQAAMAAJ. American Institute of Physics., 1977 (cf. p. 28).

[Sro+00] J.R. SROUR et D.H. LO. “Universal damage factor for radiation-induced dark current in silicon devices”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47.6 (déc. 2000), p. 2451-2459. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/23.903792. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/903792 (visité le 06/12/2023) (cf. p. 81, 87).

[Sro+03] J.R. SROUR, C.J. MARSHALL et P.W. MARSHALL. “Review of displacement damage effects in silicon devices”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.3 (juin 2003), p. 653-670. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2003.813197. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/1208582 (visité le 10/09/2025) (cf. p. 48).

[Sro+86] J. R. SROUR, R. A. HARTMANN et K. S. KITAZAKI. “Permanent Damage Produced by Single Proton Interactions in Silicon Devices”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 33.6 (déc. 1986), p. 1597-1604. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.1986.4334648. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4334648 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Sro+89] J.R. SROUR et R.A. HARTMANN. “Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 36.6 (déc. 1989), p. 1825-1830. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/23.45375. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/45375/ (visité le 05/12/2025) (cf. p. 106).

[Sro82] J. R. SROUR. *Basic mechanisms of radiation effects on electronic materials, devices, and integrated circuits. Technical report*. English. Rapp. tech. AD-A-136393/6 ; NRTC-82-21R. Northrop Research et Technology Center, Hawthorne, CA (USA), août 1982. URL : https://www.osti.gov/biblio/5214750 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 47, 50).

[Suf+03] S. SUFFIS et al. “Effects of radiation on IR photodetectors HgCdTe IRCMOS”. In : *Infrared Physics & Technology* 44.3 (juin 2003), p. 165-175. ISSN : 1350-4495. DOI : 10.1016/S1350-4495(02)00213-X. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S135044950200213X (visité le 15/09/2025) (cf. p. 57, 16).

[Sun+21] Xiaoli SUN et al. "Proton Radiation Effects on HgCdTe Avalanche Photodiode Detectors". In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 68.1 (jan. 2021), p. 27-35. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2020.3040741. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/9272373 (visité le 15/09/2025) (cf. p. 52, 56, 57, 94, 16).

[Sze69] S. M. SZE. *Physics of Semiconductor Devices*. en. Wiley-Interscience, 1969. ISBN : 978-0-471-84290-3 (cf. p. 8, 28).

[Szi+88] A. SZILAGYI et M. N. GRIMBERGEN. "Consequences of misfit and threading dislocations on PV device design". In : *Journal of Crystal Growth* 86.1 (jan. 1988), p. 912-916. ISSN : 0022-0248. DOI : 10.1016/0022-0248(90)90824-5. URL : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022024890908245 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 34).

[Ten10] W. E. TENNANT. ""Rule 07" Revisited : Still a Good Heuristic Predictor of p/n HgCdTe Photodiode Performance ?" en. In : *Journal of Electronic Materials* 39.7 (juill. 2010), p. 1030-1035. ISSN : 1543-186X. DOI : 10.1007/s11664-010-1084-9. URL : https://doi.org/10.1007/s11664-010-1084-9 (visité le 26/08/2025) (cf. p. 24).

[Tob+80] S.P. TOBIN, S. IWASA et T.J. TREDWELL. "1/f Noise in (Hg, Cd)Te photodiodes". In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 27.1 (jan. 1980), p. 43-48. ISSN : 1557-9646. DOI : 10.1109/T-ED.1980.19817. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/1480610 (visité le 22/08/2025) (cf. p. 34, 98).

[Tri+93] R. TRIBOULET et al. "Substrate issues for the growth of mercury cadmium telluride". en. In : *Journal of Electronic Materials* 22.8 (août 1993), p. 827-834. ISSN : 0361-5235, 1543-186X. DOI : 10.1007/BF02817493. URL : http://link.springer.com/10.1007/BF02817493 (visité le 11/12/2025) (cf. p. 20).

[Tul+19] Simon TULLOCH, Elizabeth GEORGE et ESO Detector Systems GROUP. "Predictive model of persistence in H2RG detectors". In : *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 5.3 (sept. 2019), p. 036004. ISSN : 2329-4124, 2329-4221. DOI : 10.1117/1.JATIS.5.3.036004. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/journals/Journal-of-Astronomical-Telescopes-Instruments-and-Systems/volume-5/issue-3/036004/Predictive-model-of-persistence-in-H2RG-detectors/10.1117/1.JATIS.5.3.036004.full (visité le 11/12/2023) (cf. p. 70).

[Uen+13] Koichiro UENO et al. "InSb Mid-Infrared Photon Detector for Room-Temperature Operation". en. In : *Japanese Journal of Applied Physics* 52.9R (août 2013). Publisher : IOP Publishing, p. 092202. ISSN : 1347-4065. DOI : 10.7567/JJAP.52.092202. URL : https://iopscience.iop.org/article/10.7567/JJAP.52.092202/meta (visité le 29/08/2025) (cf. p. 18).

[Vin+79] G. VINCENT, A. CHANTRE et D. BOIS. “Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions”. In : *Journal of Applied Physics* 50 (août 1979). ADS Bibcode : 1979JAP....50.5484V, p. 5484-5487. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.326601. URL : https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1979JAP....50.5484V (visité le 29/08/2025) (cf. p. 27, 28).

[Vir+11] Cedric VIRMONTOIS et al. “Total Ionizing Dose Versus Displacement Damage Dose Induced Dark Current Random Telegraph Signals in CMOS Image Sensors”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 58.6 (déc. 2011), p. 3085-3094. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2011.2171005. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/6072297 (visité le 08/07/2025) (cf. p. 35, 114).

[Vir+13] Cédric VIRMONTOIS et al. “Dark Current Random Telegraph Signals in Solid-State Image Sensors”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60.6 (déc. 2013), p. 4323-4331. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2013.2290236. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/6678069 (visité le 05/02/2025) (cf. p. 35, 36, 110, 114).

[Vir+14] Cédric VIRMONTOIS et al. “Radiation-Induced Dose and Single Event Effects in Digital CMOS Image Sensors”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61.6 (déc. 2014), p. 3331-3340. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2014.2369436. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/6969835 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 51).

[Vir+19] Cedric VIRMONTOIS et al. “Dose and Single-Event Effects on a Color CMOS Camera for Space Exploration”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 66.1 (jan. 2019), p. 104-110. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2018.2885822. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/8570838 (visité le 30/11/2025) (cf. p. 51).

[Vyd81] H. R. VYDYANATH. “Lattice Defects in Semiconducting Hg1 − xCdxTe Alloys : I . Defect Structure of Undoped and Copper Doped”. en. In : *Journal of The Electrochemical Society* 128.12 (déc. 1981). Publisher : IOP Publishing, p. 2609. ISSN : 1945-7111. DOI : 10.1149/1.2127314. URL : https://iopscience.iop.org/article/10.1149/1.2127314/meta (visité le 27/08/2025) (cf. p. 23).

[Wan+06] Changzhen WANG et al. “Understanding ion-milling damage in Hg1−xCdxTe epilayers”. en. In : *Journal of Vacuum Science & Technology A* 24.4 (juill. 2006). Publisher : AIP Publishing, p. 995-1000. ISSN : 0734-2101. DOI : 10.1116/1.2207148. URL : https://pubs.aip.org/avs/jva/article/24/4/995/103356/Understanding-ion-milling-damage-in-Hg1-xCdxTe (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Wat88] J.R. Waterman. “Radiation induced interface trap limited storage times in 10 micron cutoff wavelength (Hg,Cd)Te MIS capacitors”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 35.6 (déc. 1988), p. 1313-1318. issn : 1558-1578. doi : 10.1109/23.25458. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/25458 (visité le 18/09/2025) (cf. p. 56).

[Wei81] M. H. Weiler. “Chapter 3 Magnetooptical Properties of Hg1-x Cdx Te Alloys”. In : *Semiconductors and Semimetals*. Sous la dir. de R. K. Willardson et Albert C. Beer. T. 16. Defects, (HgCd)Se, (HgCd)Te. Elsevier, jan. 1981, p. 119-191. doi : 10.1016/S0080-8784(08)60130-1. url : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0080878408601301 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 3).

[Wes+07] R.J. Westerhout et al. “Investigation of 1/f Noise Mechanisms in Midwave Infrared HgCdTe Gated Photodiodes”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 36.8 (août 2007), p. 884-889. issn : 1543-186X. doi : 10.1007/s11664-007-0120-x. url : https://doi.org/10.1007/s11664-007-0120-x (visité le 29/08/2025) (cf. p. 35).

[Whi85] A. M. White. “The characteristics of minority-carrier exclusion in narrow direct gap semiconductors”. In : *Infrared Physics* 25.6 (nov. 1985), p. 729-741. issn : 0020-0891. doi : 10.1016/0020-0891(85)90040-5. url : https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0020089185900405 (visité le 26/08/2025) (cf. p. 7).

[Wie96] Willy Wien. “Ueber die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers”. en. In : *Annalen der Physik* 294.8 (1896). _eprint : https ://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/andp.18962940803, p. 662-669. issn : 1521-3889. doi : 10.1002/andp.18962940803. (Visité le 08/08/2025) (cf. p. 18).

[Wil+87] G. M. Williams et al. “Gamma Radiation Response of MWIR and LWIR HgCdTe Photodiodes”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 34.6 (déc. 1987), p. 1592-1596. issn : 1558-1578. doi : 10.1109/TNS.1987.4337521. url : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4337521 (visité le 18/09/2025) (cf. p. 56).

[Yad+94] R. D. S. Yadava, A. K. Gupta et A. V. R. Warrier. “Hole scattering mechanisms in Hg1−xCdxTe”. en. In : *Journal of Electronic Materials* 23.12 (déc. 1994), p. 1359-1378. issn : 1543-186X. doi : 10.1007/BF02649902. url : https://doi.org/10.1007/BF02649902 (visité le 25/08/2025) (cf. p. 5).

[Zan99] Alberto Zannoni. *On the Quantization of the Monoatomic Ideal Gas*. arXiv :cond-mat/9912229. Déc. 1999. doi : 10.48550/arXiv.cond-mat/9912229. url : http://arxiv.org/abs/cond-mat/9912229 (visité le 27/08/2025) (cf. p. 5).

[Zha+20] Yi ZHANG et al. “Gamma radiation effects on ZnS/CdTe-passivated HgCdTe detectors with different ZnS thickness”. In : *AOPC 2020 : Infrared Device and Infrared Technology*. T. 11563. SPIE, nov. 2020, p. 49-54. DOI : 10.1117/12.2579540. URL : https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11563/1156309/Gamma-radiation-effects-on-ZnS-CdTe-passivated-HgCdTe-detectors-with/10.1117/12.2579540.full (visité le 15/09/2025) (cf. p. 51).

[Zhu+18] Jiejie ZHU et al. “Threshold voltage shift and interface/border trapping mechanism in Al2O3/AlGaN/GaN MOS-HEMTs”. In : *2018 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)*. Burlingame, CA : IEEE, mars 2018, P–WB.1–1–P–WB.1-4. ISBN : 978-1-5386-5479-8. DOI : 10.1109/IRPS.2018.8353704. URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/8353704/ (visité le 10/12/2025) (cf. p. 119).

[Zhu+20] Liqi ZHU et al. “Low-Frequency Noise Spectroscopy Characterization of HgCdTe Infrared Detectors”. In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 67.2 (fév. 2020), p. 547-551. ISSN : 1557-9646. DOI : 10.1109/TED.2019.2960281. URL : https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/8954907 (visité le 29/08/2025) (cf. p. 23).

[Zie+85] James F. ZIEGLER et Jochen P. BIERSACK. “The Stopping and Range of Ions in Matter”. en. In : *Treatise on Heavy-Ion Science : Volume 6 : Astrophysics, Chemistry, and Condensed Matter*. Sous la dir. de D. Allan BROMLEY. Boston, MA : Springer US, 1985, p. 93-129. ISBN : 9781461581031. DOI : 10.1007/978-1-4615-8103-1_3. URL : https://doi.org/10.1007/978-1-4615-8103-1_3 (visité le 06/11/2024) (cf. p. 47, 75).