



HAL
open science

Impact des radiations spatiales sur les détecteurs infrarouges à superréseaux

Clara Bataillon

► **To cite this version:**

Clara Bataillon. Impact des radiations spatiales sur les détecteurs infrarouges à superréseaux. Electronique. Université de Montpellier, 2023. Français. NNT : 2023UMONS051 . tel-04486046

HAL Id: tel-04486046

<https://theses.hal.science/tel-04486046>

Submitted on 1 Mar 2024

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

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

THÈSE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

En Génie Électrique, Électronique, Photonique et Systèmes

École doctorale : Information, Structures, Systèmes

Unité de recherche : Institut d'Électronique et des Systèmes – UMR 5214

Impact des radiations spatiales sur les détecteurs infrarouges à superréseaux

Présentée par Clara BATAILLON

Le 20 novembre 2023

Sous la direction de Philippe CHRISTOL
Jean-Philippe PEREZ et Olivier SAINT-PÉ

Devant le jury composé de

M. Olivier GRAVRAND, Directeur de recherche, CEA/Léti, Grenoble

Mme. Isabelle RIBET, Directrice de recherche, ONERA, Palaiseau

M. Jérôme BOCH, Professeur, IES - Université de Montpellier

M. Olivier GILARD, Ingénieur, CNES, Toulouse

M. Vincent GOIFFON, Professeur, ISAE-SUPARÉO - Toulouse

M. Philippe CHRISTOL, Professeur, IES – Université de Montpellier

M. Jean-Philippe PEREZ, Maître de conférences, IES – Université de Montpellier

M. Olivier SAINT-PÉ, Ingénieur, Airbus Defense & Space, Toulouse

Rapporteur

Rapporteure

Président du Jury

Examineur

Examineur

Directeur de Thèse

Co-directeur de Thèse

Co-encadrant de Thèse



UNIVERSITÉ
DE MONTPELLIER

À ma famille,

Remerciements

C'est maintenant l'heure pour moi, après ces trois années en doctorat fièrement accomplies à l'Institut d'Electronique et des Systèmes, de remercier chacune des personnes qui ont contribué à cette réussite.

Tout d'abord, je remercie l'ensemble des membres du jury. Premièrement, mes deux rapporteurs, madame Isabelle RIBET et monsieur Olivier GRAVRAND pour avoir analysé et jugé avec tant d'intérêt mes travaux. Isabelle, j'ai eu l'opportunité, grâce à toi de découvrir le monde des étoiles lors du stage LabeX FOCUS (qui m'a beaucoup apporté) et ça a été un réel plaisir de pouvoir échanger également avec toi autour de bons repas. Olivier, les discussions avec toi ont toujours été très riches, et grâce à ton analyse et à ta curiosité, j'ai pu avancer dans mes travaux de recherches, en explorant de nouvelles pistes, de nouvelles idées. J'adresse également un grand merci à Jérôme BOCH pour avoir accepté de présider ma soutenance, j'en ai été très fière. Merci également à Vincent GOIFFON pour les échanges très instructifs que nous avons eus lors des conférences et des Workshops et qui m'ont permis d'avancer dans la réflexion de mes résultats. Je remercie par ailleurs Olivier GILARD, qui a suivi mes travaux de thèse chaque mois, en apportant toujours des idées, des évolutions sur ces trois années de thèse. Merci à toi Olivier SAINT PE pour ta disponibilité malgré un planning chargé, et d'avoir pris le temps de m'expliquer le monde si vaste des détecteurs infrarouges dans les applications spatiales.

Cette thèse s'est effectuée dans le cadre d'un projet R&T CNES (2019-2022) et a été encadrée par l'Institut d'Electronique et des Systèmes et Airbus Defense & Space. Elle a également été co-financée par Airbus Defense & Space et la Région Occitanie. Je tiens donc à remercier l'ensemble des membres qui ont contribué au déroulement et à l'avancement de cette thèse. Par ailleurs, merci à Serena RIZZOLO et Mathias ROUSSELET pour votre suivi et vos réponses à mes questions sur les effets des radiations. Je tiens également à remercier Clémentine DURNEZ, avec qui j'ai pu échanger sur mes résultats, pas toujours évidents et attendus, mais qui a toujours été prête à en discuter.

À présent, je remercie tous les membres de l'équipe NANOMIR pour leur accueil, leur gentillesse. Nous avons pu partager de très bons moments (les anniversaires, le secret santa, la chasse aux œufs de Pâques et tant d'autres...). Merci à Thierry pour m'avoir accueillie dans cette équipe toujours très dynamique ! Merci à cette belle team de doctorants et notamment au groupe Midi Les Zouzou pour ces beaux moments partagés, après les différents confinements et couvre-feux. Merci à vous JB et Laulau pour m'avoir éclairée sur plusieurs notions de ma thèse et pour votre joie de vivre tant importante dans cette équipe. Laulau, j'ai également été ravie de pouvoir partager les cours de TP d'électronique pendant une année avec toi (même si je me retrouvais avec plus de copies à corriger). Un grand merci également à Jean-Marc et Delphine pour votre aide sur les différents problèmes rencontrés avec la TaP (la fameuse !), il y en a eu plus d'un et sans vous, je n'aurais pas pu réaliser toutes ces mesures expérimentales au cours de ma thèse. Merci à Jean-Marie pour avoir pris le temps de réaliser (à plusieurs reprises) le câblage de mes échantillons. Merci à Rodolphe qui a été celui qui m'a formé sur le matériel expérimental et merci à mon collègue de bureau, Maxime, avec qui j'ai pu échanger, comprendre, et rigoler, en irradiant les échantillons que tu fabriquais. Enfin, j'ai une pensée particulière pour Mathias et Hassen, la relève de l'équipe détecteur, avec qui j'ai partagé également de très bons moments.

Merci Alain MICHEZ pour ton aide sur le logiciel ECORCE. Sans toi, je n'aurais pas pu réaliser la base de données des matériaux antimoniures.

Merci à Boris RIGAULT pour la joie que tu partages mais également parce que tu es le docteur de nos ordinateurs portables !

Merci à Nancy POSTIAU, Thierry NUNS et Tadec MARAINE pour m'avoir permis de réaliser toutes ces campagnes d'irradiation au cours de ma thèse.

Merci à la team doctorant de l'ISAE avec qui j'ai appris beaucoup, j'ai pu échanger lors des conférences, à la fois de l'autre côté de l'Atlantique ou tout simplement, plus proche, à Toulouse. Merci à Ségolène, Marco, Ali, Aubin ..., j'étais toujours ravie de vous retrouver lors des conférences/workshops !

Je remercie également Cédric VIRMONTAIS pour m'avoir donné l'envie de faire une thèse, et m'avoir fait découvrir le monde des détecteurs dans l'environnement spatial radiatif. Tu représentes un exemple pour moi.

Merci à Alexandre LE ROCH pour les conseils que tu m'as donnés (parfois même juste avant une présentation en conférence) et merci aussi à Anne ROUVIE pour les discussions échangées lors des conférences ou workshops.

Maintenant, un GRAND MERCI à mes deux directeurs de thèse, Philippe CHRISTOL et Jean Philippe PEREZ. Merci tout d'abord de m'avoir donné la chance de découvrir cette expérience qu'est le doctorat. J'ai pris réellement du plaisir à travailler avec vous et grâce à vous, j'ai énormément appris sur le plan scientifique mais également sur le plan humain. Philippe, merci pour ta joie de vivre, ta disponibilité malgré ton emploi du temps très chargé, ta gentillesse. Tu as toujours été présent pour moi, et tu m'as toujours redonné le moral lors des moments de blues. Jean-Philippe, merci pour ton rire, ton sens d'analyse sur mes résultats de thèse. J'ai été également ravie de partager tous ces moments avec vous, que ce soit à l'IES, en Belgique à Louvain (même jusqu'à 4 h du matin pour les irradiations et les mesures) ou encore dans les rues de Toulouse et également à QSIP, à Cracovie.

Je remercie également mes amis, ceux rencontrés sur Montpellier, avec qui j'ai pu découvrir cette très belle ville du Sud autour d'une multitude d'activités : Mélissa, Loane, Maha, Maxime, et tant d'autres. Mais je n'oublie pas non plus l'équipe ACPX avec qui j'ai pu garder contact depuis la fin de l'ENSI, malgré la distance, avec ces différents WE réalisés dans toute la France, et qui m'ont réellement permis de souffler un bon coup lors de ces trois années de thèse.

Je remercie bien sûr mon copain Samuel, qui m'a soutenue dans cette fin de thèse et plus précisément, tu as su trouver les mots dans les moments où le stress était présent, surtout quand l'heure de la soutenance arrivait. Je suis ravie d'avoir partagé ce moment avec toi, et j'ai hâte de commencer cette nouvelle aventure avec toi, en région parisienne.

Enfin, je remercie grandement ma famille, et en particulier ma sœur Emeline, qui m'a toujours aidée (à relire mes articles, mes présentations en anglais) et toujours soutenue dans mes travaux de thèse, mais également dans la vie de tous les jours. Merci d'être là, et j'ai hâte de démarrer les futurs projets, envisagés depuis presque un an maintenant.

Un grand merci à mes parents, les meilleurs, qui m'ont toujours soutenu pendant ces trois années mais également depuis 26 ans. Vous m'avez toujours accompagnée dans l'ensemble de mes choix. Papa, merci de m'avoir donné le goût de la recherche scientifique, d'avoir toujours été disponible pour mes questions, tu es un exemple pour moi ! Maman, tu as toujours été présente dans chaque moment pour m'accompagner (même jusqu'à l'UCL pour aller chercher du matériel à plusieurs reprises), m'épauler et m'écouter. Merci à vous deux pour tout ce que vous m'avez transmis et votre amour qui est réciproque.

J'ai également une pensée particulière pour ma grand-mère et mon grand-père qui n'ont malheureusement pas pu assister à ma soutenance mais qui j'espère restent fiers de moi !

Table des matières

Remerciements	2
Table des matières	5
Introduction Générale.....	9
1 – Chapitre 1 : Contexte.....	13
1.1. L'imagerie infrarouge et ses applications.....	14
1.1.1. Le rayonnement infrarouge	14
1.1.2. Les fenêtres de transmission atmosphérique	15
1.1.3. Quelques applications.....	16
1.1.4. Les détecteurs infrarouges en complément des détecteurs visibles.....	21
1.2. Les détecteurs infrarouges.....	24
1.2.1. Les détecteurs thermiques	24
1.2.2. Les détecteurs quantiques.....	25
1.3. Le superréseau, nouvelle structure pour la détection infrarouge.....	28
1.3.1. Structure du superréseau.....	28
1.3.2. Critères de performances des détecteurs quantiques à SR.....	31
1.3.3. Une nouvelle architecture de photodétecteurs.....	37
1.4. Le superréseau embarqué dans les missions spatiales ?.....	40
1.4.1. Les détecteurs T2SL à l'étude sous irradiation	40
1.4.2. Les doses de rayonnement.....	43
1.5. Conclusion du Chapitre 1	48
2 – Chapitre 2 : Composant et Environnement Expérimental	51
2.1. Structure détaillée des superréseaux.....	52
2.1.1. Deux superréseaux étudiés	52
2.1.2. Schéma des trois structures superréseaux.....	55
2.1.3. Croissance d'une structure superréseau.....	58
2.2. Mesures électriques	61
2.2.1. Dans une station sous pointes.....	61
2.2.2. Dans un cryostat	64
2.3. Irradiation aux protons	66
2.3.1. Présentation du lieu d'irradiation	66
2.3.2. Pouvoir d'arrêt des protons	67
2.3.3. Dose équivalente	69
2.4. Irradiation aux photons γ	70

2.4.1.	Bunker MEGA, ONERA Toulouse	70
2.4.2.	Choix du débit de dose	71
2.5.	Conclusion du Chapitre 2	73
3 –	Chapitre 3 : Étude sur le détecteur InAs/GaSb.....	75
3.1.	Influence des irradiations aux protons sur les détecteurs T2SL InAs/GaSb	76
3.1.1.	Détecteur InAs/GaSb avec une structure p-i-n opérant dans le MWIR.....	78
3.1.2.	Détecteur InAs/GaSb à barrière de type XBp fonctionnant dans le LWIR	85
3.2.	Influence de la température du détecteur lors de l’irradiation.....	91
3.2.1.	Composant T2SL InAs/GaSb en configuration p-i-n	91
3.2.2.	Composant T2SL InAs/GaSb en configuration à barrière de type XBp	101
3.3.	Influence des propriétés de la structure quantique des T2SL	106
3.3.1.	Influence du nombre d’interfaces du superréseau sous irradiation.....	106
3.3.2.	Influence de la longueur d’onde de coupure sous irradiation.....	109
3.4.	Conclusion du Chapitre 3	110
4 –	Chapitre 4 : Étude sur le détecteur InAs/InAsSb.....	113
4.1.	Influence des protons sur un détecteur T2SL InAs/InAsSb à barrière de type XBn	114
4.1.1.	Irradiation à une fluence standard des missions spatiales	115
4.1.2.	Étude du comportement du détecteur sous plus forte fluence de protons	116
4.1.3.	Calcul analytique	121
4.1.4.	Mesures J-V à plusieurs températures	125
4.2.	Détecteurs T2SL XBn InAs/InAsSb MWIR irradiés à 300 K.....	127
4.2.1.	Influence de la température d’irradiation du détecteur.....	127
4.2.2.	Influence de la taille et du type des barrières.....	129
4.2.3.	Mesures J-V à différentes températures	130
4.2.4.	Mesure complémentaire après irradiation	131
4.2.5.	Variation du dopage sous irradiation.....	132
4.2.6.	Variation de l’épaisseur de la couche barrière.....	133
4.3.	Conclusion du Chapitre 4	137
5 –	Conclusions Générales	139
6 –	Contributions Scientifiques	145
7 –	Bibliographie.....	147
8 –	Annexes	160
8.1.	Télescope Hubble et Télescope James Webb.....	160
8.2.	Environnement radiatif spatial	163
8.3.	Les interactions rayonnement-matière	165
8.3.1.	Interaction de la matière avec le rayonnement électromagnétique.....	165

8.3.2.	Interaction de la matière avec le rayonnement corpusculaire.....	166
8.4.	Dosimétrie et radioprotection	167
8.4.1.	Activité et période d'une source radioactive	168
8.4.2.	De l'activité à la dose absorbée	169
8.4.3.	Normes internationales de radioprotection.....	171
Résumé	174
Abstract	174

Introduction Générale

Aujourd'hui, l'imagerie spatiale est devenue un outil essentiel à l'homme pour l'observation de la Terre et de l'Univers. La surveillance environnementale et climatologique, la sécurité et la défense du territoire, la recherche scientifique pour l'exploration de la galaxie et la compréhension de l'Univers sont des exemples d'applications utilisant l'imagerie spatiale.

C'est le 24 octobre 1946 que les premières images extra-atmosphériques sont réalisées à l'aide d'une caméra fixée sur un missile de type V2 (Figure 1 (a)). La caméra avait pour mission d'observer la surface de la Terre. Puis, le 4 octobre 1957, la mise en orbite de Spoutnik ouvre la voie à des applications de télédétection embarquées sur des plateformes satellites (Figure 1 (b)). Et c'est le 14 août 1959 que les applications d'imagerie par satellite débutent avec la première photographie d'un satellite artificiel en orbite, prise par la charge utile d'Explorer 6 (Figure 1 (c)).

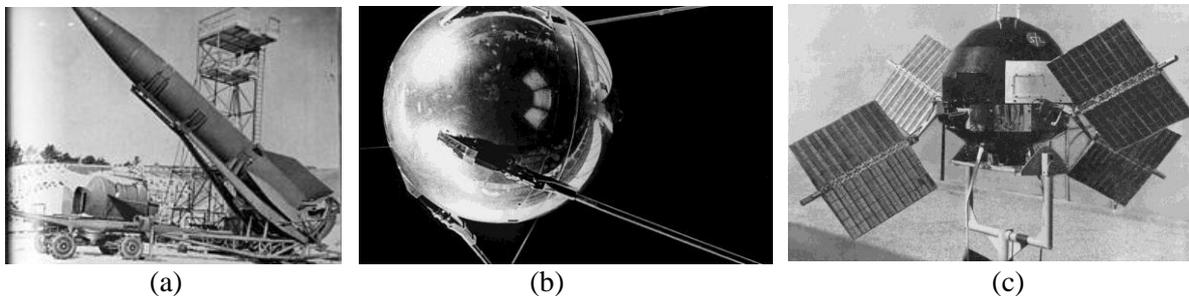


Figure 1 : Premiers pas de l'imagerie spatiale : Caméra fixée sur un missile de type v2 (a), mise en orbite de Spoutnik (b) et première photographie d'un satellite artificiel (c).

Depuis le début de l'ère spatiale, les détecteurs dans la gamme visible (400 nm - 800 nm) ont été largement utilisés. Balbutiantes jusqu'à la fin des années 1980, le nombre d'applications spatiales à base d'imagerie infrarouge a fortement augmenté ensuite, dès les années 1990 aux États-Unis et à partir des années 2000 parmi les autres puissances spatiales. Avec l'imagerie infrarouge, il devient alors possible d'explorer le vaste domaine spectral infrarouge. Pour l'observation de la Terre et l'astrophysique, cette gamme spectrale donne accès à de nombreuses informations non mesurables dans le domaine visible. En revanche, il faut atteindre des températures cryogéniques (de quelques Kelvins à environ 200 K) pour un bon fonctionnement de certains de ces détecteurs, nécessitant leur refroidissement, soit de manière passive en utilisant l'échange radiatif entre un radiateur et l'espace, soit de manière active, notamment par l'utilisation de machines de refroidissement [1].

Pour les applications spatiales, ces détecteurs sont embarqués dans des fusées, des satellites, sur des rovers... et un des objectifs majeurs pour les scientifiques est de réduire au maximum la taille, le poids mais surtout la puissance de consommation de ces détecteurs refroidis. On parle alors de satisfaire le critère SWaP (Size, Weight and Power) ce qui a également un impact non négligeable sur le coût.

Les applications dans le domaine spatial sont nombreuses, par exemple [2] [3] :

- Étude du climat sur Terre et de son évolution (prévisions météorologiques, surveillance des changements climatiques, suivi des écosystèmes marins ou encore surveillance de la quantité de CO₂ dans l'atmosphère).
- Étude d'objets du système solaire (missions Vénus Express ou Exomars étudiant l'atmosphère de ces planètes).

- Étude de l'expansion de l'Univers (mission Euclid visant à comprendre les époques cosmiques, au cours des derniers dix milliards d'années).

Il existe différents types de détecteurs infrarouges. D'une part, des détecteurs thermiques, dont la plupart sont essentiellement utilisés pour les rayonnements infrarouges entre 8 et 12-14 μm (c'est dans cette gamme de longueur d'onde que leur efficacité est la meilleure) et d'autre part, les détecteurs quantiques qui opèrent dans une plus grande plage de longueur d'onde. Ces derniers sont plus performants mais également plus coûteux, notamment car certains nécessitent d'être refroidis pour un fonctionnement à des températures cryogéniques. Les détecteurs doivent être capables de résister à un environnement sévère, imposé par leur fonctionnement dans l'espace, incluant les radiations générées par le Soleil et d'autres sources plus lointaines. De nombreuses études, qui se poursuivent encore aujourd'hui, ont été faites pour tester la résistance de ces dispositifs aux sources de radiation. Le détecteur MCT (Mercury Cadmium Telluride) ou HgCdTe constitue la filière de détecteur quantique infrarouge de référence, mais depuis plusieurs années, une autre technologie a fait son apparition sur le marché de l'imagerie infrarouge haute performance : **le détecteur infrarouge à superréseaux**. C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux de ma thèse. **Cette thèse s'est déroulée à l'Institut d'Électronique et Systèmes (IES), spécialiste des détecteurs à superréseaux depuis presque 20 ans, financée par la région Occitanie et l'entreprise AIRBUS-DS, en collaboration avec le CNES dans le cadre d'une R&T sur ce sujet.** Cette thèse consiste à étudier l'impact des radiations (principalement des protons) sur les performances des détecteurs infrarouges à superréseaux de type 2 (**Type-II SuperLattices** ou T2SL) et cette étude porte principalement sur une observation des phénomènes induits par les radiations, dans les matériaux qui constituent de tels semi-conducteurs.

Dans le chapitre 1, je présente tout d'abord le contexte de l'imagerie infrarouge à travers plusieurs applications, puis, les structures des différents détecteurs quantiques qui existent. La structure d'un superréseau (SR) y est décrite afin de mieux comprendre ce dispositif détecteur assez récent, ainsi que son principe de fonctionnement. Enfin, la question centrale dans cette thèse étant d'évaluer les performances des SR face à l'environnement radiatif spatial, hostile en radiations, deux doses de rayonnements sont définies en fin de chapitre : la dose ionisante et la dose de déplacement.

Deux types de matériaux SR sont étudiés dans le cadre de ma thèse : le T2SL InAs/GaSb (ou « Gallium containing ») et le T2SL InAs/InAsSb (ou « Gallium free »). Dans le chapitre 2, j'évoque les différences entre ces deux matériaux et je présente également leur « structure composant ». Je décris ensuite brièvement le processus de fabrication réalisé en salle blanche, à l'IES. Enfin, je détaille le cadre des campagnes de test qui ont permis d'évaluer les variations de performances des SR sous irradiation, au travers de campagnes de protons et de photons γ .

Dans les chapitres 3 et 4, je présente les résultats obtenus lors des campagnes d'irradiations. Les protons sont les particules énergétiques les plus représentatives de l'environnement spatial, raison pour laquelle j'ai choisi de réaliser principalement des campagnes d'irradiation aux protons. Le chapitre 3 se concentre principalement sur des détecteurs T2SL InAs/GaSb irradiés par des protons. Deux configurations de détecteurs sont possibles : la configuration p-i-n et les « structures à barrière » qui représentent une avancée dans la physique des détecteurs à superréseaux. Au cours du chapitre 3, je mets en avant l'effet de la dose ionisante grâce à des irradiations aux photons γ sur ces mêmes photodétecteurs. Puis, le dernier et plus récent superréseau, le T2SL Ga-free, a également été étudié sous protons et les résultats sont présentés dans le chapitre 4. Dans ces travaux et au travers de ces différentes campagnes d'irradiation, plusieurs objectifs sont recherchés comme l'influence de la température du détecteur lors de l'irradiation, celle de la couche de passivation du SR ou encore celle de l'épaisseur de la zone absorbante dans le SR sous irradiation.

1 – Chapitre 1 : Contexte

Les détecteurs infrarouges pour les missions spatiales

Sommaire

1 – Chapitre 1 : Contexte.....	13
1.1. L'imagerie infrarouge et ses applications.....	14
1.2. Les détecteurs infrarouges.....	24
1.3. Le superréseau, nouvelle structure pour la détection infrarouge.....	28
1.4. Le superréseau embarqué dans les missions spatiales ?.....	40
1.5. Conclusion du Chapitre 1.....	48

Ce premier chapitre présente l'imagerie infrarouge pour différentes applications et notamment dans le domaine spatial où les détecteurs infrarouges sont nécessaires car ils apportent une complémentarité aux informations issues des détecteurs visibles. J'élabore à ce sujet une comparaison entre le télescope Hubble, en orbite depuis plus de 30 ans, et le télescope James Webb, embarquant à bord plusieurs instruments infrarouges, pour mettre en avant cette complémentarité. Puis, je présente les deux types de détecteurs infrarouges (thermiques et quantiques) avant d'introduire les détecteurs à superréseaux. Enfin, les différentes sources et doses de radiation sont présentées.

1.1. L'imagerie infrarouge et ses applications

En 1800, l'astronome anglais William Herschel a montré l'existence d'un rayonnement infrarouge. Il observa l'évolution de la température, à l'aide d'un thermomètre, dans le spectre lumineux. La lumière du Soleil fut décomposée grâce à un prisme de verre. Il plaça alors le thermomètre face à chaque couleur décomposée et c'est ainsi qu'il observa une augmentation de température au-delà de la limite de la lumière visible, du côté du rouge, marquant la présence d'une chaleur. Par cette expérience, il venait de découvrir la présence d'un rayonnement infrarouge, invisible à l'œil nu, pour l'être humain [4].

1.1.1. Le rayonnement infrarouge

Parmi les différents rayonnements électromagnétiques qui existent, l'œil humain ne peut en percevoir qu'une partie très réduite (entre 400 nm et 800 nm). Par conséquent, le rayonnement infrarouge, ayant une longueur d'onde supérieure, n'est pas détectable par l'homme [4]. Cependant, tout objet ayant une température supérieure au zéro absolu émet des photons et peut donc être détecté. Cette propriété a été formalisée par le physicien Max Planck en 1901, un siècle après la découverte de l'existence d'un rayonnement infrarouge, et il a ainsi déterminé la loi de répartition spectrale du rayonnement thermique du corps noir [5] :

$$L_{\lambda,T} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc\lambda}{k_B\lambda T_{CN}}\right) - 1} \text{ en } \text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-1} \text{ (unité SI)} \quad (1)$$

Avec :

- $L_{\lambda,T}$ la luminance spectrale,
- h la constante de Planck,
- k_B la constante de Boltzmann,
- c_λ la vitesse du rayonnement électromagnétique dans le milieu où se propage le rayonnement ($c_\lambda = c/n_\lambda$ avec c la vitesse de la lumière dans le vide et n_λ l'indice de réfraction du milieu),
- T_{CN} la température du corps noir,
- λ la longueur d'onde.

La Figure 2 nous montre que le maximum d'émission du corps noir est dépendant de sa température (cette propriété est donnée par la loi de Wien [6]). L'émittance spectrale, présentée dans la Figure 2, correspond à l'intégrale du flux par unité de surface dans toutes les directions, contrairement à la luminance spectrale (1) qui s'intéresse uniquement à une certaine direction donnée.

Par exemple, le Soleil (dont la température avoisine les 5800 K) présente son maximum d'émission dans le domaine visible. Plus l'objet est froid, plus son maximum d'émission se décale vers les grandes longueurs d'onde. Le corps humain, dont la température est de l'ordre de 310 K, présente un maximum d'émission autour de 10 μm . Et si on diminue davantage la température du corps noir, en considérant par exemple la planète Saturne (dont la température est proche de 140 K), le maximum d'émission est également dans l'infrarouge mais plus lointain.

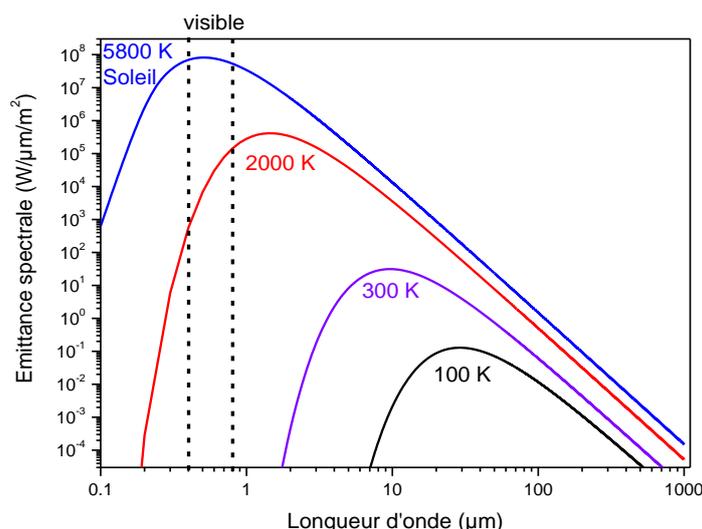


Figure 2 : Loi de Planck : Émittance spectrale en fonction de la longueur d’onde pour différentes températures de corps noir.

Finalement, le spectre infrarouge est très large, contrairement au spectre visible, il s’étend à des longueurs d’onde de l’ordre du millimètre. Ce domaine se décompose en plusieurs bandes spectrales riches en informations, que nous qualifions de fenêtres de transmission atmosphérique. Leur dénomination et leur domaine spectral peuvent varier d’une communauté scientifique à une autre. Dans la suite, nous nous limitons à des longueurs d’onde allant de 0,8 μm à 15 μm.

1.1.2. Les fenêtres de transmission atmosphérique

L’atmosphère terrestre est composée de différentes particules qui diffusent et absorbent les longueurs d’ondes incidentes. Si on considère plus précisément le spectre de 0,8 μm à 15 μm, les molécules H₂O et CO₂ sont les principaux constituants qui absorbent dans ce domaine. Ces bandes d’absorption définissent alors plusieurs fenêtres de transmission, présentées à la Figure 3 et dans le Tableau 1.

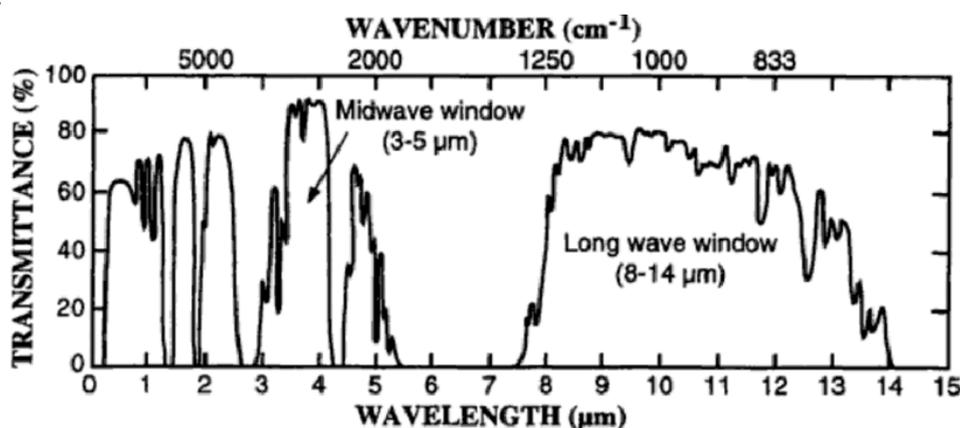


Figure 3 : Fenêtres de transmission de la partie basse du spectre infrarouge.

Longueur d’onde	Fenêtre de transmission
0,8 μm – 1 μm	Near InfraRed (NIR)
1 μm – 2,5 μm	Short Wave InfraRed (SWIR)
3 μm – 5 μm	Mid Wave InfraRed (MWIR)
8 μm – 14 μm	Long Wave InfraRed (LWIR)
> 14 μm	Very Long Wave InfraRed (VLWIR)

Tableau 1 : Définition des bandes spectrales telles que généralement utilisées dans le domaine spatial.

La définition présentée dans le [Tableau 1](#) n'est pas universelle, elle varie d'une communauté à une autre et dépend du domaine d'application (militaire, astronomie, spatial). Pour les applications fonctionnant au sol, la notion de portée est un paramètre important. Très souvent, les missions visent un fonctionnement dans les bandes de transmission atmosphérique ou dans une bande où un corps émet à 300 K. Les bandes MWIR et LWIR sont donc principalement considérées, qui permettent un certain contraste thermique d'un corps sur un plan végétal. En revanche, dans le domaine scientifique qui cherche à observer depuis l'espace, une étoile, l'atmosphère ou des objets de l'Univers, toutes les longueurs d'onde sont considérées.

Dans ces travaux nous considérerons plus précisément des détecteurs opérant dans les bandes spectrales MWIR et LWIR, où le rayonnement n'est presque pas absorbé par l'atmosphère (environ 80% de transmission). Chacune de ces bandes spectrales possède ses propres spécificités [7]. Dans la bande LWIR, les détecteurs quantiques fonctionnent à des températures cryogéniques (77 K) et sont concurrencés par les détecteurs thermiques comme les microbolomètres. Dans la bande MWIR, les détecteurs quantiques visent à fonctionner à des températures plus élevées (autour de 130 K), ils sont appelés détecteurs HOT MWIR (High Operating Temperature). Finalement, c'est davantage le bilan radiométrique des performances et l'intérêt physique d'un intervalle de longueur d'onde qui sélectionnent le détecteur infrarouge et la bande spectrale à considérer pour une application spécifique.

1.1.3. Quelques applications

Il existe une multitude d'applications de la technologie infrarouge et elle est présente dans plusieurs domaines (industrie, médical, militaire et spatial). Quelques exemples sont présentés ci-dessous.

1.1.3.1. Dans les domaines de l'industrie, du médical et du militaire

Dans le monde de l'industrie, la thermographie infrarouge est un moyen de visualiser et de vérifier rapidement la présence de pertes thermiques d'une installation électrique ou encore la présence de ponts thermiques dans les bâtiments. En outre, dans le domaine environnemental, la détection d'hydrocarbures déversés en mer constitue un défi important pour la société. Grâce à l'imagerie infrarouge, un contraste élevé entre l'eau et les hydrocarbures apparaît, permettant facilement de détecter des fuites de pétroles [8] [9] ([Figure 4 \(a\)](#)). Par exemple, le méthane absorbe entre 3,2 μm et 7,5 μm tandis que les bandes spectrales d'absorption du dioxyde de carbone et des gaz réfrigérants se situent respectivement entre 4,2 et 4,4 μm et 8,0 et 8,6 μm [10]. La détection infrarouge permet également de réduire chaque année la production mondiale de CO₂ en participant au tri de nos déchets. En effet, les matériaux constituant les déchets émettent une longueur d'onde qui lui est propre dans la bande SWIR. Le détecteur peut donc identifier chaque matériau, comme les plastiques noirs, (polystyrène expansé, polypropylène, le PVC, le caoutchouc...) et ainsi les regrouper par type, facilitant leur recyclage [11].

L'imagerie infrarouge est également utilisée dans le développement de la voiture autonome, ce qui réduirait le taux d'accident en supprimant l'erreur humaine. Il n'y a pas un capteur universel qui permettrait une conduite totalement sécurisée. Ce serait en réalité, plusieurs capteurs en parallèle qui se complèteraient : le radar, le LIDAR (LIght Detection And Ranging), les caméras visibles et les caméras infrarouges travailleraient ainsi en parallèle pour fournir toutes les informations nécessaires et assurer une sécurité lors de la conduite autonome [8].

La détection infrarouge est présente aussi dans le domaine de la santé, comme par exemple pour la détection précoce des cancers du sein. L'imagerie infrarouge pourrait devenir une alternative aux rayons X pour détecter des cellules cancérigènes. Elle serait capable de détecter 90% des cancers (contre 80% avec la mammographie utilisant les rayons X) [12] (Figure 4 (b)). Un autre exemple est que la détection infrarouge a également été très utilisée dans les aéroports pour identifier les passagers ayant de la fièvre, lors de la pandémie de Covid-19. Ces détecteurs peuvent mesurer rapidement la température à distance, nécessaire lors d'une pandémie mondiale [13].

Mais, la détection infrarouge reste, en grande partie (à 60 % du marché mondial), utilisée dans le domaine de la défense militaire comme la sécurisation de zones sensibles et la vision nocturne. En effet, les capteurs infrarouges fonctionnent en continu, en temps réel, sur une grande distance, et les conditions météorologiques n'altèrent pas son fonctionnement (neige, brouillard, tempête, jour, nuit...) (Figure 4 (c)). De plus, la surveillance et reconnaissance aérienne ou encore le guidage de missiles sur cibles utilisent grandement l'imagerie thermique [14]. Il est ainsi possible d'avoir des « yeux dans le ciel » et ainsi obtenir un avantage stratégique pour l'armée. En effet, les moteurs de véhicules ou d'avions génèrent de la chaleur, bien visible dans le spectre infrarouge. Grâce à cette émission de chaleur, la détection infrarouge peut ainsi localiser la cible et suivre sa trace, sans être détecté.

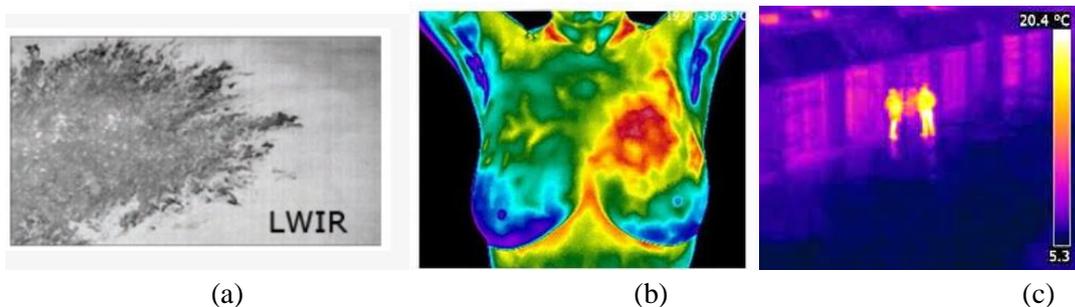


Figure 4 : Détection infrarouge utilisée dans plusieurs domaines : l'industrie avec la détection d'hydrocarbures à la surface de l'eau (a), la santé avec la détection du cancer du sein (b) et le domaine militaire avec la sécurité du territoire (c).

1.1.3.2. Dans le domaine spatial

Depuis le 20^e siècle, la conquête de l'exploration spatiale prend une grande ampleur, avec notamment plusieurs missions en orbite terrestre mais également des missions d'exploration, qui ont pour objectif de voir plus loin. Les détecteurs infrarouges y sont de plus en plus utilisés. Ils ont montré de hautes performances et une grande fiabilité à des températures cryogéniques. De plus en plus de missions spatiales scientifiques incluent cette technologie infrarouge pour avancer dans la recherche et la compréhension de l'Univers [15].

Missions en orbite terrestre :

Il existe de nombreuses missions en orbite terrestre circulaire, classifiées selon leur altitude, dont la très grande majorité évite les zones entre 1 800 km et 10 000 km d'altitude, afin de réduire l'exposition importante de la ceinture inférieure. On trouve également des orbites elliptiques qui sont un cas spécifique des orbites circulaires. Il est possible de classifier les orbites circulaires en trois catégories :

Les orbites LEO (« Low Earth Orbit ») se situent à une altitude inférieure à 2 000 km. On parle d'orbites basses où leur période orbitale est de l'ordre de 100 minutes. Les orbites MEO (« Middle Earth Orbit ») comprennent des orbites entre 2 000 km et 35 000 km d'altitude et l'orbite GEO (« Geostationary Earth Orbit ») se situe à 35 000 km d'altitude. Sa période orbitale est égale à la période de rotation de la Terre, soit vingt-quatre heures, et elle n'entre pas en contact avec la ceinture de radiation

extérieure. Selon l'orbite, les satellites sont exposés différemment aux radiations spatiales. La [Figure 5](#) montre que les doses de radiations ionisantes les plus élevées sont principalement dans les orbites MEO, essentiellement au niveau des pôles terrestres (les lignes de champ magnétique guident les particules chargées vers les pôles).

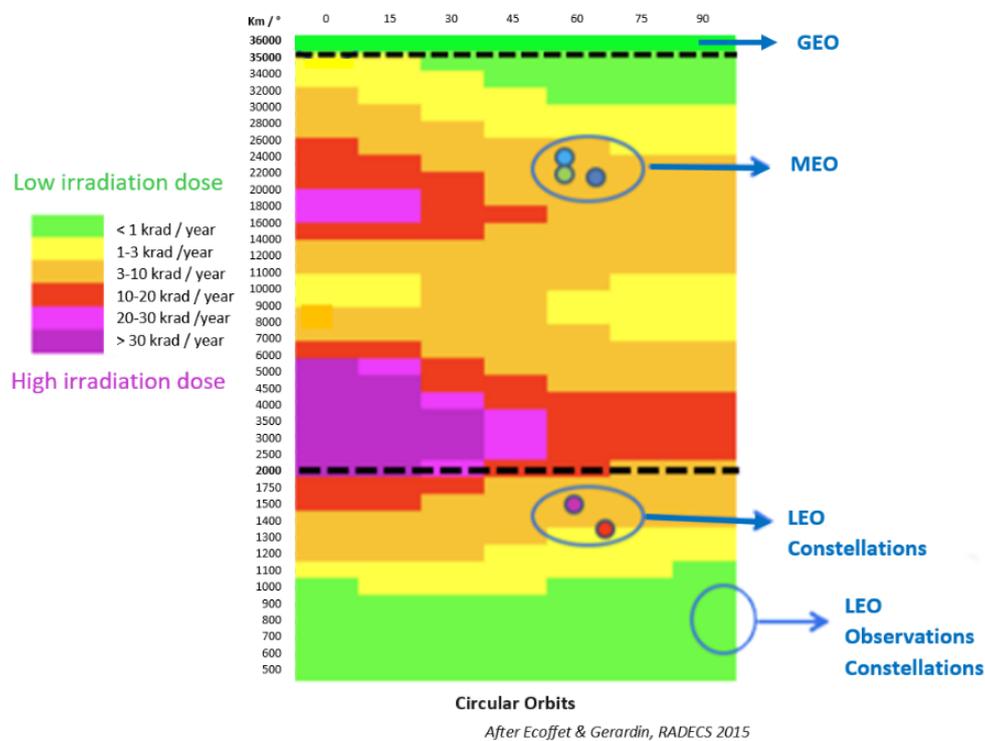


Figure 5 : Dose d'irradiation en fonction des orbites terrestres et de la latitude [16].

Par ailleurs, l'Anomalie magnétique de l'Atlantique Sud (appelée SAA pour « South Atlantic Anomaly ») correspond à un phénomène spécifique qui se réfère à une zone terrestre où notre bouclier de protection est plus faible. Une étude, réalisée entre 2014 et 2019 avec l'instrument Swarm à 450 km d'altitude, conçu par le CEA-Leti et fourni par le CNES, a montré que les impacts de radiations sont localisés. On retrouve les impacts au niveau des pôles terrestres mais également au niveau de l'Amérique du Sud, où la force du champ magnétique à 450 km de la surface de la Terre est plus faible ([Figure 6](#)) [17]. Généralement, lors du passage dans cette zone, l'activité des instruments à bord est réduite.

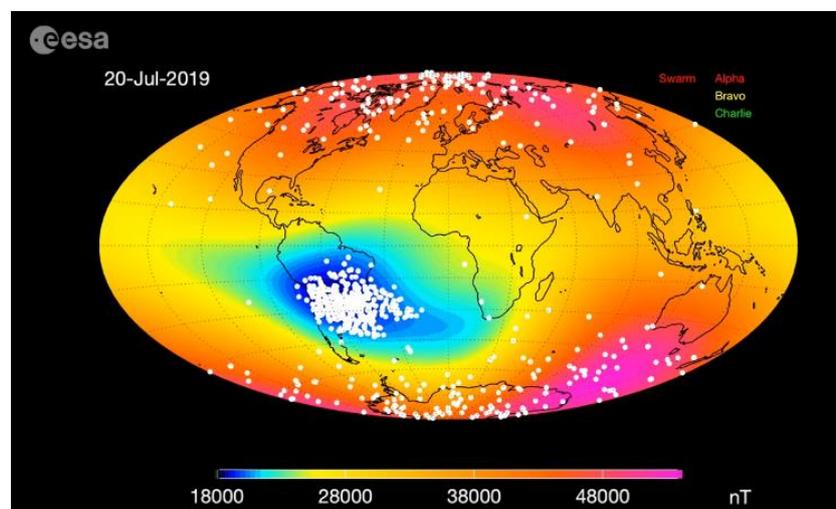


Figure 6 : Etude réalisée par l'instrument Swarm montrant la localisation des impacts de radiation.

La technologie infrarouge est utilisée dans plusieurs missions en orbite terrestre :

- Copernicus, un programme de l'Union Européenne lancé en 1998, permet de collecter des données environnementales afin de suivre et même d'anticiper les effets du changement climatique. À partir de 2014, une quinzaine de satellites d'observation de la Terre (satellites Sentinel) sont programmés pour la collecte de ces données. En 2020, huit d'entre eux sont opérationnels. Parmi la deuxième génération de satellites Sentinel, certains utilisent des instruments opérant dans le domaine infrarouge. Par exemple, le capteur infrarouge à haute résolution spatio-temporelle utilisé pour mesurer la température à la surface de la Terre et ainsi aider à gérer les ressources en eau pour diverses activités humaines (Sentinel-8/LSTM). Un spectromètre fonctionnant dans le proche infrarouge est utilisé pour quantifier la production de CO₂ par les activités humaines (Sentinel-7/CO2M, [Figure 7 \(a\)](#)). Ou encore, Sentinel-10/CHIME observant en partie dans le proche infrarouge pour fournir des données utiles pour l'agriculture, la biodiversité, les catastrophes naturelles... [18].
- Le satellite MicroCarb devra, au plus tôt en 2025, mesurer les flux de carbone à l'échelle planétaire (atmosphère, océans, sols...) grâce notamment à un spectromètre à réseau, fonctionnant dans le domaine du proche infrarouge, positionné sur une orbite à 650 km d'altitude. Cette mission permettrait de répondre à certaines questions sur les impacts et origines du réchauffement climatique, que subit la Terre. L'instrument scientifique pourra connaître la concentration atmosphérique en CO₂ avec une grande précision (1 ppm) et sur un pixel de base de 4,5 km par 9 km [19].

Missions d'exploration :

Les satellites, en mission d'exploration, quittent l'influence de la magnétosphère terrestre et sont alors soumis aux effets du vent solaire et du rayonnement cosmique pouvant endommager les performances des instruments scientifiques. L'activité du Soleil étant de onze ans, les scientifiques considèrent grandement la date de la mission pour éviter les pics de son activité. Lorsqu'il n'y a ni atmosphère, ni fort champ magnétique local, le niveau de radiations varie avec le carré de la distance au Soleil. Les instruments scientifiques sont ainsi moins exposés lorsqu'ils s'éloignent du Soleil. Les missions d'exploration spatiale s'étendent des objets du système solaire à ceux au fond de l'Univers, mais quelle que soit l'éloignement de la mission, la technologie infrarouge reste nécessaire.

- Dans le cas de la mission SOLO (Solar Orbiter), lancée en 2020 pour étudier les particules issues du Soleil, les instruments (comme la caméra infrarouge EUI ou la sonde européenne) reçoivent treize fois plus d'énergie que s'ils étaient près de la Terre. Un bouclier thermique a dû être préalablement conçu pour protéger les instruments scientifiques [20].
- Des missions d'exploration de certains objets de notre système solaire utilisent des instruments opérant dans l'infrarouge :
 - o La mission Hayabusa-2, de la JAXA, lancée en 2014, eut pour objectif de prélever des échantillons de sol de l'astéroïde Ryugu pour en savoir davantage sur le processus de formation et d'évolution de notre Système Solaire. Pour cela, de nombreux instruments optiques opérant dans l'infrarouge ont été utilisés (imageur, spectromètre, microscope...).
 - o Le programme Exomars, composé de deux missions spatiales développées par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et l'Agence spatiale civile russe (Roscosmos), lancées respectivement en 2016 et en 2022, cherche à prouver l'origine des gaz présents dans

l'atmosphère de la planète Mars (Figure 7 (b)). Plusieurs détecteurs infrarouges y sont embarqués.

- Des missions d'exploration de l'Univers utilisent également la technologie infrarouge comme le télescope James Webb Space Telescope (JWST), lancé par la NASA en coopération avec l'ESA et l'ASC (Agence Spatiale Canadienne) en juillet 2021, observe l'Univers dans l'infrarouge, grâce à plusieurs instruments embarqués (caméra, spectromètre, imageur) [21]. Le télescope Euclid (Figure 7 (c)), lancé par l'ESA en juillet 2023, vise à observer l'expansion de l'Univers depuis dix milliards d'années. Ce télescope embarque deux instruments, l'un pour observer la lumière visible (VIS) et l'autre pour le proche infrarouge (NISP) [3]. Ces deux télescopes sont placés au point de Lagrange L2 (Figure 8) qui correspond à un endroit privilégié pour observer l'espace lointain, à l'écart du Soleil et de la Terre mais cependant relativement proche de nous.



Figure 7 : Mission terrestre (Sentinel-7/CO2M) [22] (a), mission d'observation (du système solaire avec Exomars (b) et de l'univers avec Euclid (c))

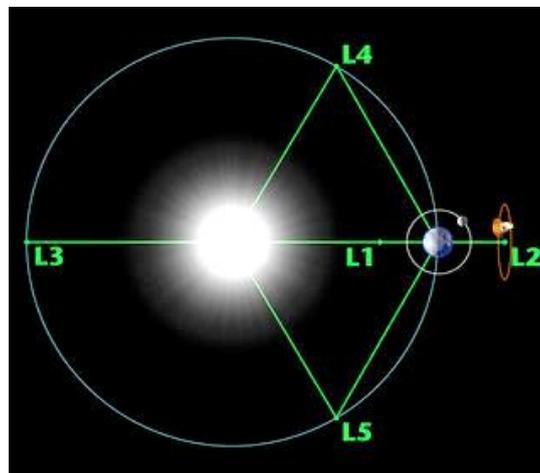


Figure 8 : Les points de Lagrange intervenant dans le placement de divers satellites artificiels.

1.1.4. Les détecteurs infrarouges en complément des détecteurs visibles

Les détecteurs infrarouges permettent une observation complémentaire par rapport aux détecteurs visibles. Comme on peut le voir sur la [Figure 9](#), l'image visible (à gauche) apporte certaines informations tandis que l'image de droite, qui correspond à la même image mais issue d'un détecteur infrarouge, donne d'autres informations. Des astres sont alors visibles, car ils ne sont pas obturés par les nuages de poussières, invisibles à la caméra infrarouge [\[23\]](#).



Figure 9 : Image prise par Hubble (à gauche) et image prise par JWST (à droite).

Afin de mettre en évidence les avantages de l'imagerie infrarouge dans les missions de l'exploration de l'Univers, je vais présenter brièvement deux missions spatiales : l'une est une mission en orbite terrestre (le télescope Hubble) tandis que l'autre est placée au point de Lagrange L2 (le télescope James Webb) ([Figure 10](#)).

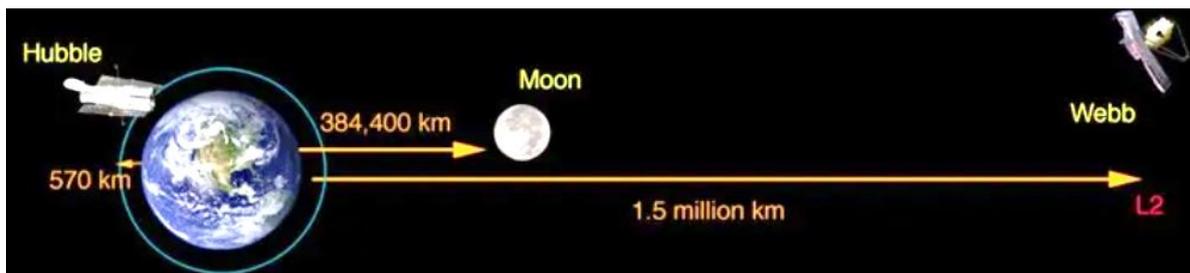


Figure 10 : Distance des deux télescopes Hubble et James Webb à la Terre [\[24\]](#).

La technologie infrarouge intéressait déjà les ingénieurs et astronautes depuis les années 1990. Le télescope Hubble, grâce à qui nous avons amélioré nos connaissances de l'Univers, nous permet encore aujourd'hui de voir plus loin dans l'espace. Il observe sur un large spectre : de l'ultraviolet au proche infrarouge. Cependant Hubble, développé par la NASA, a montré une limite d'observation (notamment dans la gamme spectrale de l'infrarouge). En effet, à la conception du télescope Hubble, les détecteurs infrarouges n'étaient pas assez performants et ne permettaient pas de réaliser des images haute résolution d'objets très éloignés dans l'infrarouge. De plus, il n'était pas envisageable de refroidir le télescope (ainsi que les instruments en orbite terrestre), cependant nécessaire pour ne pas être limité par le fond instrumental et accéder de cette façon, au faible signal optique d'objets très éloignés. Cette mission a

donc principalement été orientée vers l'exploration spatiale dans le visible et l'ultra-violet proche jusqu'à qu'il soit possible, grâce à la station spatiale internationale, d'améliorer l'instrumentation du télescope notamment avec des détecteurs matriciels non refroidis, opérant dans le SWIR, lorsque ces derniers ont commencé à être disponibles avec de bonnes performances. Cependant, l'exploration des limites de l'Univers demande d'accéder au spectre infrarouge, du NIR au VLWIR, ce qui a motivé la NASA à développer un nouveau concept : le James Webb Space Telescope (JWST), lancé le 25 décembre 2021, nouveau télescope pour observer dans le proche et le moyen infrarouge uniquement. Ce télescope serait capable d'observer les galaxies avec un fort décalage dans le rouge et de pouvoir bénéficier de la « fenêtre cosmologique ». Cette mission devait être capable de refroidir suffisamment le télescope et les instruments (par refroidissement passif depuis l'orbite L2, avec un pare soleil) et de développer des détecteurs de formats et performances requises. Les différences entre ces deux télescopes au niveau de leur conception sont détaillées en [Annexe 8.1](#). Aujourd'hui, les deux télescopes restent complémentaires, mais le JWST permet des observations qui étaient impossibles avec Hubble, grâce à sa capacité à voir plus loin dans l'infrarouge.

1.1.4.1. Les missions d'observation du télescope Hubble

Le télescope Hubble a fait de nombreuses découvertes, qui ont changé notre perception de l'Univers et de notre galaxie qui nous entourent.

- La construction des galaxies : les champs profonds des observations faites par le télescope trouvent des milliers de galaxies proches ou lointaines, plus ou moins petites et irrégulières.
- Les trous noirs : en leur centre, les galaxies semblent présenter un trou noir gigantesque, mais l'origine de ce trou noir est encore incertaine. Est-il à l'origine de la galaxie ou apparaît-il au fil de l'évolution de la galaxie ?
- La matière noire : elle n'émet pas de lumière mais elle est soumise à des effets gravitationnels, déformant les images prises par nos télescopes.
- Les exoplanètes : c'est le télescope Hubble qui a capturé la première image de Fomalhaut b, une exoplanète, grâce à un coronographe. Le télescope Hubble cherche également à analyser la composition de l'atmosphère d'exoplanètes très chaudes.
- L'accélération de l'expansion de l'Univers : Hubble a détecté que l'expansion de l'Univers s'accélère et cela pourrait s'expliquer par la présence d'une énergie noire selon des astronomes.

1.1.4.2. De nouvelles découvertes grâce au télescope James Webb

Le télescope James Webb a déjà prouvé l'intérêt de sa mission et a apporté de nouvelles informations sur les données déjà obtenues avec le télescope Hubble. J'ai choisi de présenter deux exemples ici, mais d'autres sont donnés en [Annexe 8.1](#).

Le 11 juillet 2022, la première image historique du fond de l'univers est capturée par le télescope James Webb (amas de galaxies SMACS 0723). Cette image avait déjà été prise par le télescope Hubble mais la technologie infrarouge, plus poussée sur le JWST, a permis une image de meilleure qualité et c'est « l'image infrarouge la plus profonde et la plus nette de l'univers lointain à ce jour » (d'après la NASA) ([Figure 11](#)).

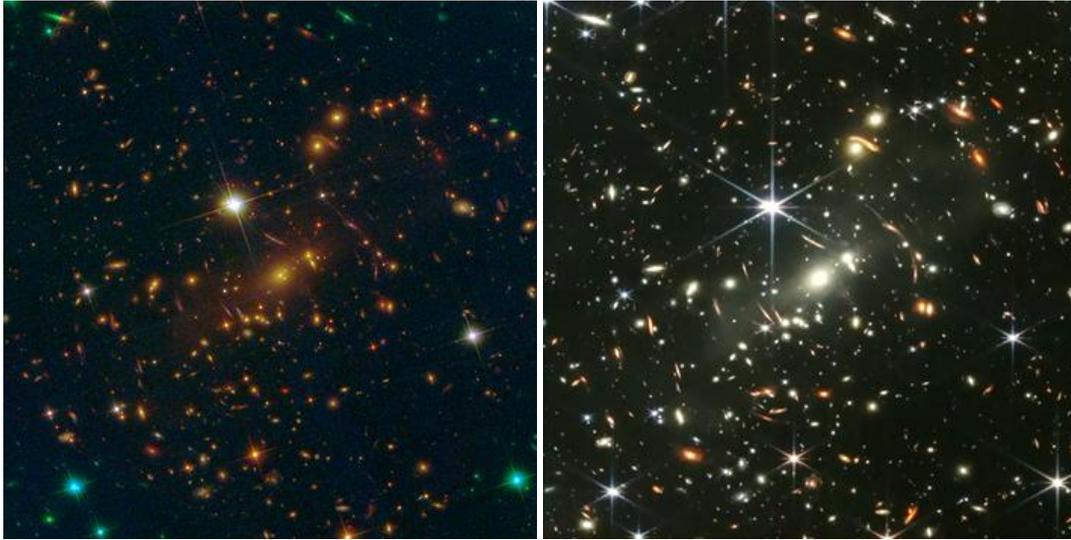


Figure 11 : galaxies SMACS 0723 capturées par Hubble (à gauche) et par le JWST (à droite) [25].

À gauche, l'amas de galaxies SMACS 0723 pris par Hubble sur plusieurs semaines et à droite, la même image prise par la caméra NIRCам du JWST en 12,5 heures d'exposition. Cet amas est situé à 4,6 milliards d'années-lumière. Il est facile de voir que l'image prise par NIRCам permet d'observer des milliers de galaxies lointaines avec des détails sans précédent. La NASA espère pouvoir améliorer, grâce à cette nouvelle technologie, notre compréhension sur la composition, les dates de formation et les masses des galaxies les plus anciennes.

Encore plus récemment, en juillet 2023, le spectromètre NIRSpec du JWST a permis de découvrir le trou noir supermassif actif (CEERS_1019, Figure 12) le plus éloigné à ce jour, et dont le poids est relativement faible par rapport à d'autres. Cela amène de grandes discussions concernant l'origine des trous noirs et galaxies très lointaines [26].



Figure 12 : Trou noir supermassif actif (CEERS_1019) capturé par le télescope JWST.

1.2. Les détecteurs infrarouges

Les détecteurs infrarouges ont connu une évolution après la Seconde Guerre Mondiale. Dans les années 1960, ces détecteurs sont sous la forme de monopixels puis de barrettes. Un système de balayage est nécessaire pour capturer une image. Cependant, l'invention de la technologie CCD (Charged Couple Device) en 1970 puis du CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) en 1980 a permis de réaliser des matrices de pixels n'ayant plus besoin de systèmes de balayage pour réaliser une image. La matrice de pixels telle que nous la connaissons aujourd'hui est alors née, permettant ainsi de satisfaire de nombreuses missions spatiales.

Il existe deux types de détecteurs infrarouges : les détecteurs thermiques et les détecteurs quantiques. Leur fonctionnement est différent, mais leur but reste commun : convertir un signal optique infrarouge incident en un signal électrique mesurable [27].

1.2.1. Les détecteurs thermiques

Un détecteur thermique mesure l'énergie infrarouge des objets. Après absorption d'un rayonnement incident, une augmentation de température se produit ce qui engendre la variation d'un paramètre mesurable. Il existe plusieurs détecteurs thermiques dont les bolomètres, très sensibles au rayonnement.

1.2.1.1. L'exemple du bolomètre

Le bolomètre, inventé en 1880, fonctionne principalement dans la bande spectrale LWIR (8-14 μm), à température ambiante. Son principe est de mesurer une variation de résistance sous l'influence d'un flux de chaleur. Il est peu coûteux, peu encombrant mais son temps de réponse est relativement long (~ 10 ms) car il est lié au temps d'écoulement de la chaleur.

La Figure 13 présente le principe du bolomètre : un flux incident de puissance P arrive à la surface du matériau absorbant, qui est lui-même relié par un conducteur thermique de conductance G à un puits de chaleur, maintenu à température constante. À l'arrivée du flux infrarouge, le matériau s'échauffe à la température T . La différence de température ($\Delta T = P/G$) est mesurée à l'aide d'une thermistance. Il est ainsi possible de déterminer la sensibilité du détecteur grâce à la constante thermique temporelle ($\tau = C/G$) avec C le taux de transfert thermique entre la surface du bolomètre et le puits thermique.

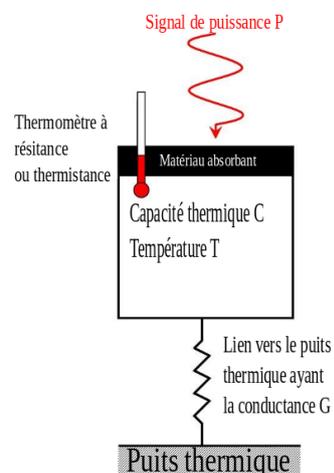


Figure 13 : Présentation des éléments constituant le bolomètre [28].

Les bolomètres sont très répandus aujourd'hui dans le marché mondial de l'infrarouge, et permettent d'obtenir des images thermiques d'assez bonne qualité en bande LWIR à température ambiante. Pour les applications spatiales, le principe reste le même (Figure 13) mais ils nécessitent une technologie différente.

1.2.1.2. Les bolomètres dans les applications spatiales

Dans le domaine spatial, les bolomètres sont plus spécifiques car ils fonctionnent à plus haute longueur d'onde et cherchent à atteindre un état supra conducteur en descendant à très basse température, à l'aide d'une source froide [29]. Certaines missions spatiales embarquent des bolomètres refroidis, comme par exemple, le télescope Herschel, lancé en 2009 en direction d'une orbite autour du point de Lagrange L2 [30] [31]. Ce télescope contient trois instruments à bord :

- **PACS** (Photodetector Array Camera and Spectrometer) est une caméra de bolomètres dans le but de cartographier l'émission infrarouge des grains de poussière.
- **SPIRE** (Spectral and Photometric Imaging Receiver) équivaut au PACS mais fonctionne à plus grandes longueurs d'onde.
- **HIFI** (Heterodyne Instrument for the Far Infrared) est un spectromètre à haute résolution pour étudier la chimie de l'Univers.

La première mission spatiale utilisant une matrice de bolomètres non refroidis est la mission Shuttle STS-85 lancée en août 1997 par la NASA, en orbite basse. Il s'agit de l'instrument **ISIR** (Infrared Spectral Imaging Radiometer) qui a permis d'obtenir des images de nuages dans le but de prévoir la météo, grâce aux informations données [32].

1.2.2. Les détecteurs quantiques

Un détecteur quantique, grâce à un matériau semi-conducteur, convertit les photons infrarouges incidents en électrons, grâce à une transition énergétique de bande (effet photoélectrique). Le détecteur quantique est rapide, sensible au faible flux mais il est nécessaire de le refroidir pour limiter la génération thermique des porteurs et pour réduire son émission propre (en évitant ainsi un « auto-éblouissement »). En effet, à température ambiante, l'agitation thermique ($kT = 25$ meV) peut faciliter la génération des porteurs et cela est d'autant plus le cas dans les matériaux opérant à haute longueur d'onde. Ainsi, même en l'absence de flux optique incident, on peut observer la formation d'une paire électron-trou et potentiellement l'existence d'un courant dit d'obscurité. Cela dégrade le rapport signal à bruit (SNR : Signal Noise Ratio). Il est donc nécessaire de réduire la contribution du courant d'obscurité par rapport à celle du photocourant, et de diminuer la température de fonctionnement du détecteur pour éviter de dégrader ses performances.

Il existe plusieurs familles de détecteurs infrarouges quantiques, que je présente brièvement dans les sections suivantes, en donnant des exemples d'applications dans le domaine spatial.

1.2.2.1. Matériau HgCdTe (MCT)

Le détecteur MCT (Mercury Cadmium Telluride – aussi connu sous le nom de HgCdTe), issu de la famille II-VI, est depuis plusieurs dizaines d'années la technologie de référence en détection infrarouge quantique, notamment en raison de sa capacité à obtenir des performances à l'état de l'art, en couvrant l'ensemble du spectre infrarouge (du NIR au VLWIR). L'ajustement de la longueur d'onde de coupure se fait en changeant la proportion de Cadmium/Mercure, à paramètre de maille quasi constant

[33]. Le MCT est ainsi retenu dans un grand nombre d'applications grâce à des rendements quantiques (QE) compétitifs dans chacune des bandes spectrales (QE = 80 % pour $T_{\text{dét_op}} = 210$ K dans la bande SWIR [34], QE = 70 % pour $T_{\text{dét_op}} = 150$ K dans la bande MWIR [35] et QE = 70 % pour $T_{\text{dét_op}} = 81$ K dans la bande LWIR [36]).

Un des leaders mondiaux de la fabrication des détecteurs MCT est Teledyne Imaging qui produit les matrices à plan focal les plus performantes [37]. Grâce à plusieurs dizaines d'années d'expérience notamment dans l'optimisation, le conditionnement et l'hybridation de capteurs infrarouges, Teledyne Imaging fournit des détecteurs MCT dans plusieurs grandes missions spatiales de la NASA et de l'ESA (capteurs infrarouges de NIRCам, NIRSpec et NIRISS dans la mission JWST) [38] [39] [40].

Par ailleurs, les industriels européens de la technologie infrarouge utilisent principalement le détecteur MCT, comme LYNRED le leader français de la détection infrarouge. Lors de la COP21, la France a décidé de lancer le satellite MicroCarb où un spectromètre à réseau opérant dans l'infrarouge, est utilisé [19].

Mais d'autres technologies existent également, notamment des filières issues des matériaux III-V, très utilisés pour l'imagerie infrarouge.

1.2.2.2. Matériau InSb

La filière InSb est une des premières filières de détecteurs infrarouges à avoir été développée au niveau industriel [41]. Ce détecteur opère dans le SWIR et le MWIR (avec une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 5,3$ μm à 80 K). Ses performances sont compétitives notamment avec un rendement quantique supérieur à 80 %, une excellente opérabilité souvent supérieure à 99,9 % (les pixels présentent très peu de disparités), une grande stabilité dans le temps [42], mais ce détecteur fonctionne obligatoirement à 80 - 90 K.

SemiConductor Devices (SCD) fabrique ces détecteurs InSb et notamment il y a une dizaine d'années, a développé le détecteur Blackbird 1920 pour la bande spectrale MWIR. Il présente de hautes performances en termes de courant d'obscurité et de rendement quantique à 80 K [43]. La filière InSb est également utilisée dans les missions spatiales comme par exemple la mission Telescope Spitzer, lancée par la NASA en 2003 dans le but d'étudier le cosmos, embarquant à bord deux détecteurs ayant des longueurs d'onde de coupure respectives de 3,94 μm et 5,02 μm [44].

1.2.2.3. Matériau InGaAs

La filière InGaAs correspond à des détecteurs infrarouges fonctionnant dans le SWIR (entre 0,9 et 1,7 μm). Il est possible d'étendre légèrement cette bande spectrale vers 0,4 μm [45] et vers 2,5 μm mais cela entraîne des dislocations. En effet, le matériau $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ est accordé en maille sur le substrat InP et une modification de la longueur d'onde entraîne une variation dans la composition de l'alliage ternaire. Actuellement, c'est l'unique filière de détecteurs quantiques infrarouges fonctionnant à température ambiante. Cette filière de détecteurs InGaAs présente de bonnes performances : un faible courant d'obscurité, un bon rendement quantique (> 70 %), et une forte opérabilité (99,5 %) [46]. Il existe plusieurs industriels qui fabriquent ces détecteurs, comme par exemple :

- Xenics Photonis Group avec la caméra WildCat + 1280 Series dont le rendement quantique avoisine les 80 % [47].
- First Sensor qui a développé de grandes photodiodes p-i-n InGaAs de 3 mm de diamètre tout en gardant un très faible niveau de bruit [48].

- SCD avec le détecteur Cardinal 1280 dont le rendement quantique est supérieur à 80 % [49].
- LYNRED qui a fabriqué le détecteur SNAKE SW présentant de hautes performances en termes de sensibilité et de bruit, pour des applications industrielles et scientifiques [50].

La filière InGaAs est également utilisée dans quelques missions spatiales, mais sa faible longueur de coupure reste un paramètre limitant. Par exemple, les missions SPOT-4 et SPOT-5, lancées respectivement en 1998 et 2002 par le CNES, avaient pour objectif de réaliser une surveillance mondiale des cultures et des études environnementales. Des détecteurs InGaAs y ont été embarqués pour couvrir la bande SWIR jusqu'à 1,75 μm [51] [52].

1.2.2.4. Matériau QWIP

La filière des détecteurs à Multi-Puits Quantiques (QWIP : Quantum Well Infrared Photodetector) couvre un large domaine spectral (du MWIR au VLWIR). Ces détecteurs, à base de GaAs, sont disponibles en grand format et présentent une excellente uniformité et reproductibilité du matériau. De plus, il y a peu de pixels défectueux (taux d'opérabilité supérieur à 99,97 %), leur rendement de fabrication est très élevé (proche de 90 %) et ils possèdent une excellente stabilité temporelle de l'image. Le détecteur QWIP est un détecteur à porteurs majoritaires unipolaires dont le courant provient uniquement des électrons. Il est donc nécessaire généralement de le refroidir à des températures plus basses que les technologies décrites ci-dessus à iso-domaine de sensibilité spectrale.

Les détecteurs QWIP sont parfois utilisés pour des missions aéronautiques (aide à l'atterrissage des avions par mauvais temps) et spatiales (satellite météorologique ou l'imagerie et spectroscopie spatiale). La mission spatiale LandSat-9, lancée par la NASA en septembre 2021, est constituée de l'instrument **TIRS-2** (Thermal InfraRed Sensor 2) qui contient trois matrices de photodétecteurs QWIP GaAs, fonctionnant à 43 K [53].

1.2.2.5. Détecteurs à impuretés

Cette filière de détecteurs (par exemple Si : As, Si : Ga, Si : Sb et Ge : Ga) est utilisée pour des applications à très grandes longueurs d'onde jusqu'à 30 μm . Ils fonctionnent à très basse température ($T < 10$ K). Avec des longueurs d'onde entre 18 μm et 24 μm , le rendement quantique est de 50 % pour une température de fonctionnement de 5 K [54]. Cette filière est utilisée dans les missions spatiales : la mission Telescope Spitzer embarquant à bord un détecteur Si : As dans son photomètre MIPS, avec une longueur d'onde de coupure de 26,2 μm [44] ou encore l'instrument MIRI de la mission JWST, qui possède trois matrices de détecteurs Si : As, lui permettant d'observer à grande longueur d'onde [55].

Depuis plusieurs années, une nouvelle structure quantique est apparue qui pourrait concurrencer la filière de référence du MCT : les **détecteurs à superréseaux**, facile à fabriquer, pourraient couvrir toutes les longueurs d'onde en fonctionnant à plus haute température, et obtenir de hautes performances. Certains industriels comme SCD [56] et IRNova [57] ont déjà commercialisé ces détecteurs. La partie suivante explique plus en détail ce qu'est un détecteur à superréseaux.

1.3. Le superréseau, nouvelle structure pour la détection infrarouge

C'est Esaki et Tsu qui, dans les années 1970, ont introduit le superréseau (SR) à matériaux semi-conducteurs [58] [59] : cette structure quantique, présentant un empilement périodique de matériaux, permet alors d'obtenir un nouveau semi-conducteur dont le gap est ajustable [60]. Plusieurs études ont été réalisées dans les années 1980 pour déterminer les propriétés optiques de cette nouvelle structure artificielle [61] [62]. Et c'est en 1987 que Smith et Mailhot proposèrent cette structure pour des applications de détection infrarouge [63], avec la première réalisation de cette structure en 1990 [64]. Depuis, la filière des superréseaux s'impose fortement sur le marché, pour différentes applications. Après la démonstration de photodiode MWIR en 1994 [65] puis de photodiode LWIR en 1996 [66], c'est en 2005 que la première matrice à superréseau opérant dans le MWIR a été fabriquée [67].

1.3.1. Structure du superréseau

Un superréseau est une structure répétée de fines couches (quelques nanomètres) de différents matériaux, qui sont plus précisément des semi-conducteurs. Les semi-conducteurs étant déjà ordonnés en réseau cristallin périodique, l'empilement de couches constituant le superréseau, entraîne alors une seconde périodicité (Figure 14). Cette périodicité artificielle qui se superpose à la périodicité naturelle du cristal, porte le nom de super-période et on attribue le nom de superréseau à l'objet quantique associé.

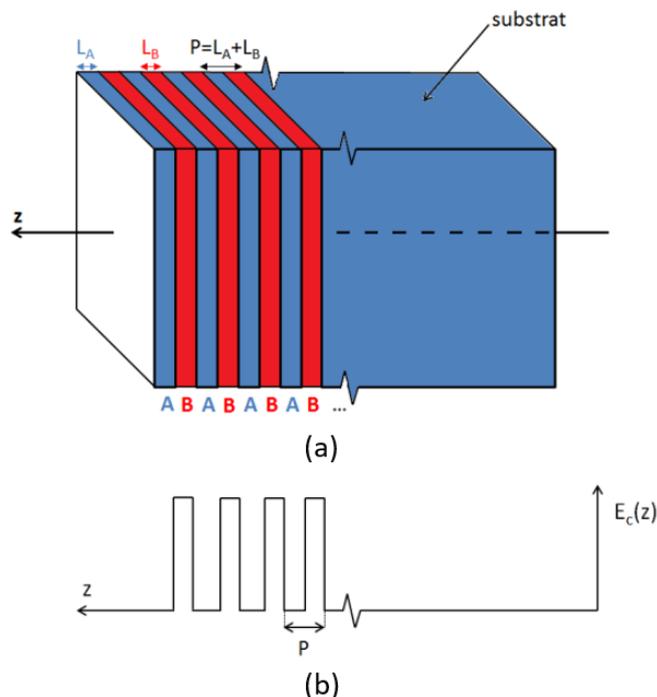


Figure 14 : Schéma du superréseau avec une alternance périodique suivant l'axe de croissance z des matériaux A et B d'épaisseur L_A et L_B respectivement (a). La période P correspond ainsi à $L_A + L_B$. Schéma de puits de potentiel périodiques de la bande de conduction (b).

Les travaux de ma thèse mettent en avant des superréseaux fabriqués par Épitaxie par Jets Moléculaires (EJM). Les structures étudiées appartiennent à la famille $6,1 \text{ \AA}$, qui réunit tous les semi-conducteurs avec un paramètre de maille proche de celui du substrat GaSb (Figure 15 (a)).

Il existe trois types d'alignement de bandes possibles entre les matériaux de la famille 6.1 \AA . Sur la Figure 15 (b), il est possible de voir les bandes interdites de trois matériaux dont le paramètre de maille est très proche. Le premier cas est le « SR type I » concernant le système AlSb/GaSb dont la

bande interdite de l'AlSb contient celle du GaSb. Puis, le « SR type II (ou type II décalé appelé T2SL) » correspond au système InAs/AlSb, qui montre que le maximum de la bande de valence de l'InAs est situé en dessous du maximum de la bande de valence de l'AlSb. De plus, le minimum de la bande de conduction d'InAs est au-dessus du maximum de la bande de valence d'AlSb. C'est aussi le type d'alignement du système InAs/InAsSb, l'une des structures étudiées dans ces travaux. Enfin, le dernier cas est le « SR type III » ou connu également sous le nom « SR type II broken-gap », c'est le cas du système InAs/GaSb pour lequel le minimum de la bande de conduction de l'InAs est localisé en dessous du maximum de la bande de valence du GaSb (autre structure également considérée par la suite).

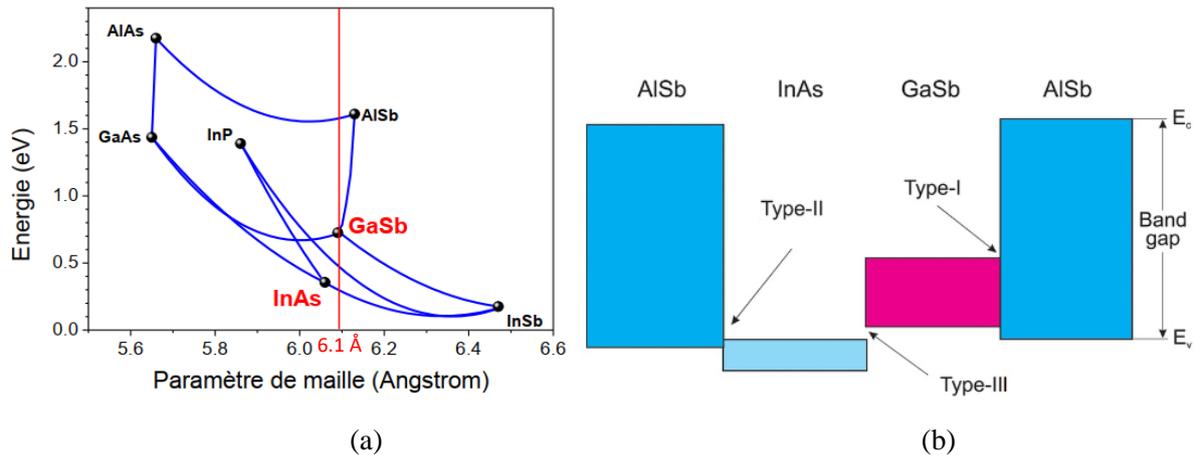
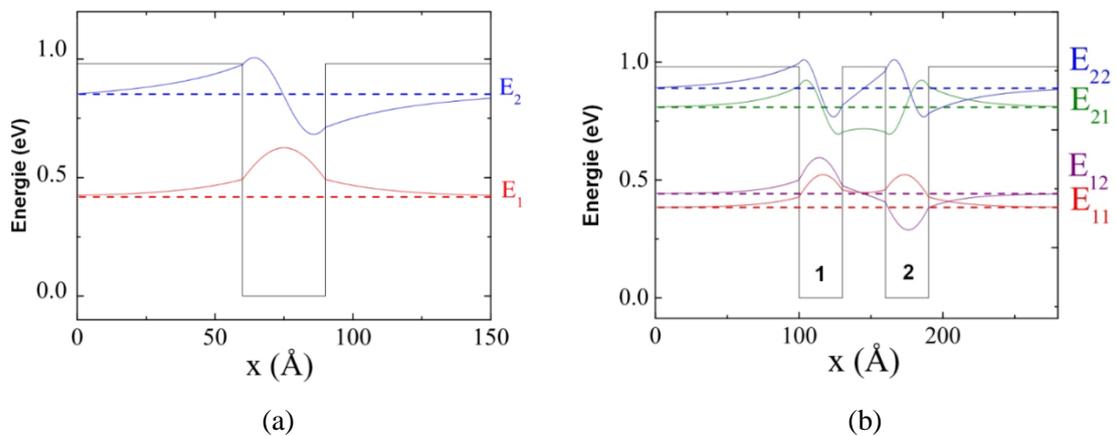


Figure 15 : Énergie de bande interdite et paramètre de maille de certains semi-conducteurs III-V appartenant à la famille 6,1 Å (a). Type d'alignement des bandes entre les matériaux de la famille 6,1 Å (b).

Notion de minibandes : Pour mieux comprendre l'effet superréseau, considérons dans un premier temps deux niveaux discrets E_1 et E_2 dans un puits quantique (Figure 16 (a)). Le porteur peut uniquement être sur ces deux niveaux avec une grande probabilité d'être dans le puits quantique. En couplant à présent deux puits quantiques identiques (avec une barrière suffisamment fine pour permettre l'effet tunnel du porteur entre les deux puits), un système à quatre niveaux est créé. Ces niveaux sont séparés deux à deux par une « énergie de couplage ». Sur la Figure 16 (b), cette énergie sépare les niveaux E_{11} - E_{12} et également E_{21} - E_{22} . En augmentant le nombre de puits quantiques (pour n puits quantiques, il y a n niveaux d'énergie), l'énergie de séparation des niveaux devient négligeable devant l'énergie thermique du porteur $k_B T$, ce dernier n'est plus confiné sur des niveaux d'énergie mais dans des minibandes d'énergie (Figure 16 (c)).



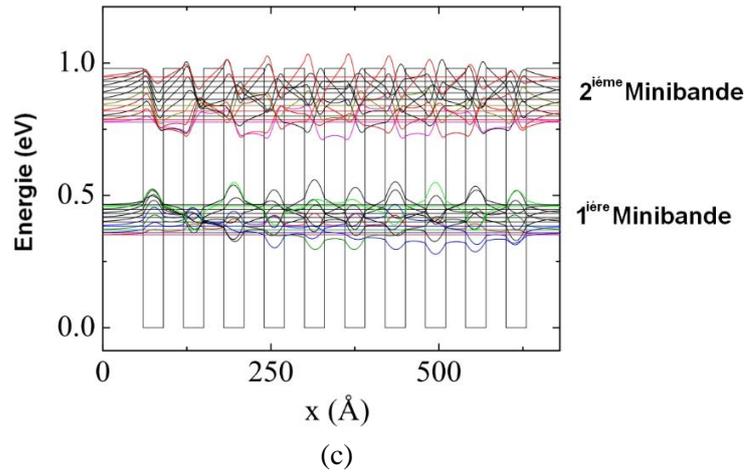


Figure 16 : Couplage de puits quantiques et création de minibandes [68].

Ce phénomène de couplage entre les puits quantiques peut être observé dans la bande de conduction comme dans la bande de valence, créant ainsi des minibandes d'électrons (E_i) dans la bande de conduction et des minibandes de trous lourds (HH_i) et de trous légers (LH_i) dans la bande de valence. Ainsi, l'énergie du gap (E_{gap}) du superréseau est définie comme l'énergie entre le haut de la première minibande des trous et le bas de la première minibande des électrons (Figure 17). Le couplage des puits quantiques autorise un transport suivant l'axe de croissance z du superréseau.

Par conséquent, avec un superréseau, on crée un semi-conducteur artificiel dont il est possible d'ajuster l'énergie du gap en jouant sur l'épaisseur des différents matériaux constituant la super-période (InAs et GaSb notamment dans la Figure 17). Par ailleurs, si on considère le superréseau InAs/InAsSb, on peut également faire varier la concentration d'antimoine (Sb) pour ajuster l'énergie du gap. Ces deux SR seront détaillés dans le chapitre 2.

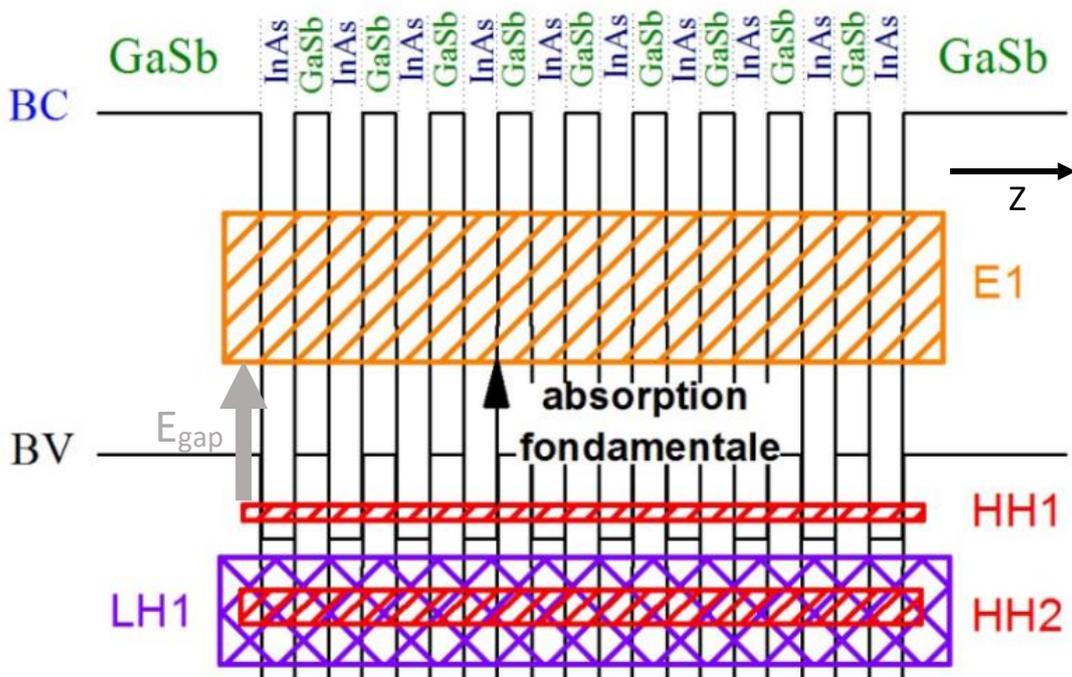


Figure 17 : Minibandes de conduction (E_1) et minibandes de valence (HH_1 , HH_2 et LH_1) d'un superréseau InAs/GaSb pour le MWIR. L'énergie du gap correspond à l'absorption fondamentale entre HH_1 et E_1 [68].

1.3.2. Critères de performances des détecteurs quantiques à SR

Les performances des détecteurs quantiques à SR sont déterminées par plusieurs figures de mérite. Ici, dans ces travaux de thèse, des mono-éléments sont considérés. Deux figures de mérite sont retenues.

- La **réponse spectrale ou rendement quantique** (QE et par conséquent la détectivité) permet de définir la capacité du détecteur à convertir le flux incident de photons en photocourant. Il s'exprime par la relation suivante :

$$QE_{ext} (\%) = \frac{\text{Nombre d'électrons collectés } (\lambda)}{\text{Nombre de photons incidents } (\lambda)} = (1 - R)\eta_{absorption}\eta_{interne} \quad (2)$$

Avec :

- $(1-R)\eta_{absorption}$ correspondant à l'absorption optique dans le matériau. Les photons réfléchis ne sont pas pris en compte.
 - $\eta_{interne}$ correspondant quant à lui, à la collecte des photo-porteurs.
- Le **courant d'obscurité** est une composante à réduire au maximum pour améliorer les performances d'un détecteur. Un photodétecteur a pour objectif de détecter un rayonnement extérieur, grâce à un courant généré. Ce courant est composé du courant photonique (courant généré par l'absorption du flux lumineux) et du courant d'obscurité généré même en l'absence d'excitation lumineuse sous l'effet de la température. Plus le courant d'obscurité est élevé, plus le rapport signal à bruit est réduit.

Mais finalement, dans mes travaux, c'est uniquement le **courant d'obscurité** qui sera mesuré et étudié comme paramètre de comparaison sous irradiation. Son évolution sera suivie pour différents types de matériaux à SR. Par la suite, je détaille principalement cette figure de mérite.

1.3.2.1. Le courant d'obscurité

Le courant d'obscurité comprend deux composantes (3) :

- Le courant volumique provenant des propriétés intrinsèques du matériau (en rose sur la [Figure 18](#)).
- Le courant surfacique dépendant des étapes du processus de fabrication technologique (en vert sur la [Figure 18](#)).

$$I_{obscurité} = I_{volumique} + I_{surfactive} \quad (3)$$

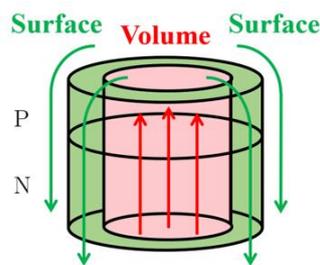


Figure 18 : Illustration des contributions en courant à travers le volume du matériau (en rose) et le long de la surface du matériau (en vert) dans une jonction PN.

Le courant surfacique correspond à des courants de fuite en surface du matériau. Il est causé par des états de surface liés à une rupture de la périodicité du réseau cristallin lors de la gravure. Cette contribution en surface peut être réduite par un procédé de passivation / protection en utilisant des dépôts diélectriques tels que le SiO₂, SiN, Si₃N₄... Mais ici, je m'intéresse plus en détail au courant volumique.

Le courant volumique correspond classiquement à la somme de quatre composantes (4) dont chaque contribution est schématisée sur la Figure 19, dans le cas d'un composant avec une structure p-i-n :

- Le courant de diffusion,
- Le courant de génération-recombinaison (GR),
- Le courant tunnel assisté par piège,
- Le courant tunnel bande à bande.

$$I_{volumique} = I_{diff} + I_{GR} + I_{TAT} + I_{BTB} \quad (4)$$

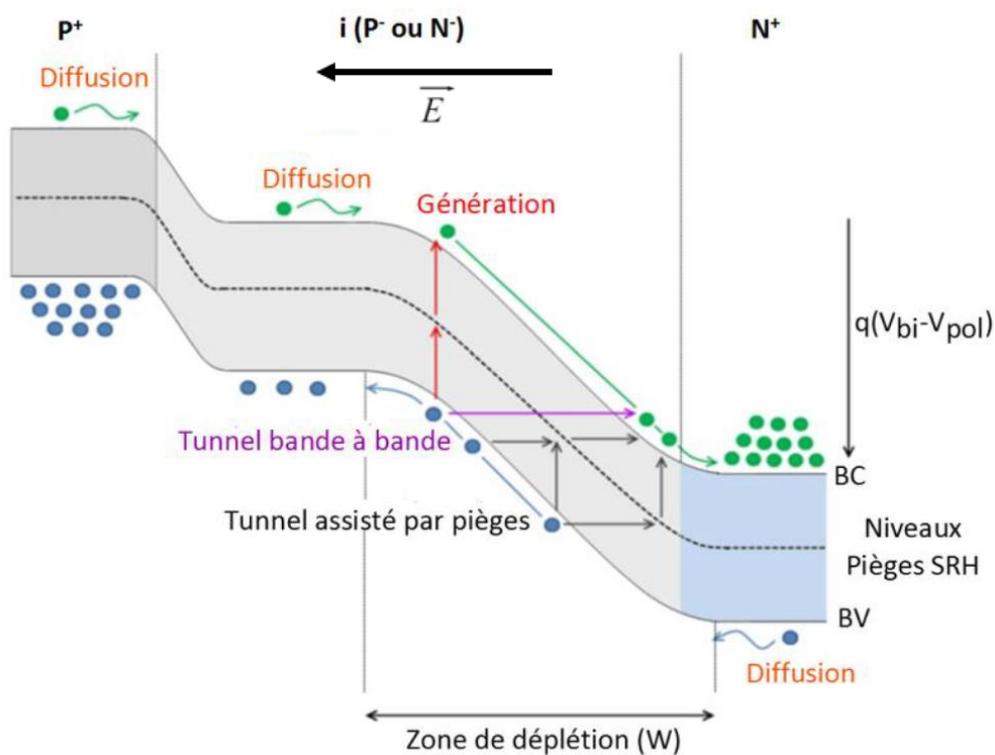


Figure 19 : Représentation des composantes du courant d'obscurité dans une photodiode p-i-n [69].

Le courant de diffusion correspond à la génération de charges activées thermiquement hors de la Zone de Charge d'Espace (ZCE), dans les zones neutres. Suivant leur longueur de diffusion, ces charges diffusent jusqu'à la ZCE puis sont propulsées par le champ électrique dans la zone où ils sont majoritaires. L'expression du courant de diffusion est donnée par :

$$J_{diff} = q \frac{L_{diff}}{\tau \times N_{dop}} n_i^2 \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (5)$$

Avec :

- q la charge de l'électron,
- k_B la constante de Boltzmann,
- V la tension appliquée aux bornes de la diode,

- T la température,
- N_{dop} la concentration des porteurs dans la couche d'absorption,
- n_i la densité de porteurs intrinsèques,
- L_{diff} la longueur de diffusion des porteurs minoritaires,
- τ la durée de vie des porteurs.

La longueur de diffusion correspond à la distance parcourue par les porteurs minoritaires avant de se recombiner. Elle est définie par :

$$L_{diff} = \sqrt{D \times \tau} \quad (6)$$

Avec D la constante de diffusion des porteurs minoritaires, correspondant à la capacité des porteurs à se déplacer dans le matériau. Elle est reliée à la mobilité des porteurs μ par la relation d'Einstein :

$$D = \frac{\mu k_B T}{q} \quad (7)$$

Si la longueur de diffusion des porteurs est supérieure à l'épaisseur de la zone d'absorption du matériau, la longueur de diffusion à prendre en compte dans (6) est l'épaisseur de la zone d'absorption. Plus la longueur de diffusion est grande, plus la probabilité pour que les porteurs puissent atteindre la zone de champ pour être collectés, est grande.

Par ailleurs, la densité de porteurs intrinsèques se définit par l'expression :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \times e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad (8)$$

avec N_c et N_v les densités d'états équivalentes pour les bandes de conduction et de valence.

Enfin, comme on peut le voir sur l'équation (5), pour minimiser la contribution en courant de diffusion, il faut maximiser le produit $\tau \times N_{dop}$.

La contribution du courant de génération-recombinaison devient majeure lorsque la densité de défauts SRH (Shockley-Read-Hall) dans la photodiode est non négligeable. Le courant GR apparaît dans la zone de déplétion, au travers des défauts qui sont activés par le champ électrique. Les charges sont donc directement propulsées par le champ électrique. Il est davantage présent dans les matériaux avec une forte concentration de défauts. De plus, en augmentant la tension inverse, la zone de déplétion s'étend dans l'absorbeur et le courant GR augmente.

On peut exprimer le courant GR de façon simplifiée :

$$J_{GR} = q \frac{W(V)}{2 \times \tau} n_i \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (9)$$

Avec :

- τ le temps de vie des porteurs minoritaires,
- $W(V)$ la largeur de la zone de déplétion ou ZCE.

$W(V)$ dépend des dopages des couches N (N_a) et P (N_d) de la jonction du matériau considéré et de la tension appliquée V et s'exprime par :

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{q} \times \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right) \times (V_d - V)} \quad (10)$$

Avec :

- ε_0 la permittivité du vide,
- ε_r la permittivité relative du matériau considéré qui vaut 15,3 dans cette étude,
- V_d le potentiel de diffusion de la jonction défini par :

$$V_d = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad (11)$$

Pour minimiser la contribution de la composante GR, il faut réduire la largeur de la zone de déplétion donc l'étalement du champ électrique, et obtenir une durée de vie des porteurs la plus élevée possible.

Les courants tunnels (I_{TAT} et I_{BTB}) dépendent des masses effectives et du champ électrique de la jonction. Lorsque les porteurs traversent la barrière formée par le gap au niveau de la jonction, deux types de courants tunnels peuvent apparaître :

Le courant tunnel assisté par pièges : À haute tension inverse, cette contribution est due à la présence de pièges dans la zone de déplétion, *i.e.* dans une zone de fort champ électrique. Elle permet de favoriser le passage, par effet tunnel, d'un électron de la bande de valence à E_t puis de E_t à la bande de conduction (E_t correspondant au niveau du piège dans le gap). Plus la concentration de pièges est grande, plus cette contribution augmente. Il est défini par l'expression :

$$J_{TAT} = q^2 \frac{V m_t M^2 N_t}{8\pi \hbar^3 (E_g - E_t)} \exp \left(\frac{-4 \sqrt{m_t (E_g - E_t)^3}}{3q E_{max} \hbar} \right) \quad (12)$$

Avec :

- m_t la masse tunnel réduite (définie par la relation (13)),
- M^2 l'élément de la matrice associée aux pièges (10^{-23} eV².cm³, pour les SR considérés ici),
- \hbar est la constante réduite de Planck valant $h/2\pi$,
- E_{max} correspond au champ maximum dans la structure, positionné à la jonction, variant avec le potentiel V , selon l'expression (14).

$$\frac{1}{m_t} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \approx \frac{1}{m_e} \quad (13)$$

$$E_{max} = \sqrt{2q \frac{V_d - V}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}} \quad (14)$$

Le courant tunnel bande à bande : Ce courant correspond au passage direct de porteurs à travers le gap. Il est localisé dans des zones de fort champ (où la barrière est faible) et apparaît à forte tension inverse. Il est défini par l'expression :

$$J_{BTB} = q^3 \frac{E_{max} V}{4\pi \hbar^2} \sqrt{\frac{2m_e^*}{E_g}} \exp \left(\frac{-4 \sqrt{2m_t (E_g)^3}}{3q E_{max} \hbar} \right) \quad (15)$$

La Figure 20 représente un exemple du courant d'obscurité mesuré expérimentalement (dans le cas d'une photodiode p-i-n LWIR à SR), se superposant au courant total théorique (somme des quatre courants exprimés précédemment) à 77 K.

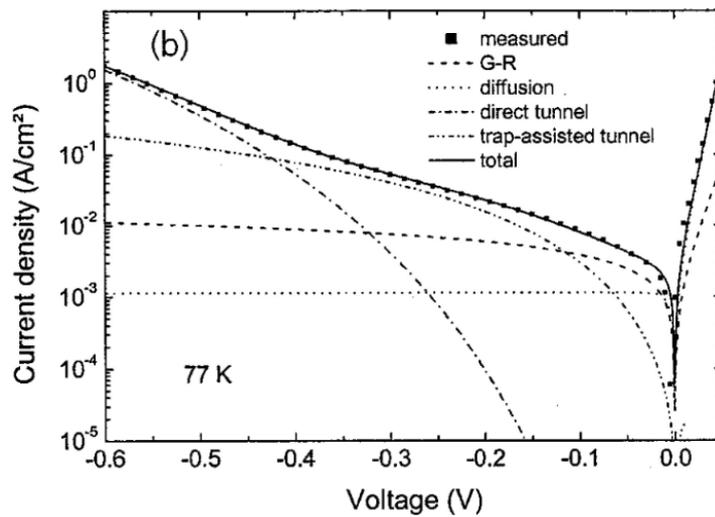


Figure 20 : Exemple dans une photodiode p-i-n LWIR à SR du courant expérimental superposé au courant total théorique (somme des quatre courants : de diffusion, de GR, de tunnel assisté par piège, de tunnel bande à bande) [68].

Il est possible de réduire la contribution en volume du courant d'obscurité par :

- La qualité de fabrication du réseau cristallin limitant le nombre de défauts intrinsèques. Cela est dépendant des conditions de croissance du matériau absorbant.
- L'utilisation d'une structure à barrière engendrant une possible limitation des zones de déplétion puisque la présence du champ électrique induit directement du courant GR (détaillée dans la partie 1.3.3).

Une nouvelle génération de composant dit « à barrière » permet d'annuler la présence du champ électrique dans la zone d'absorption et donc de réduire les contributions GR du courant d'obscurité. Cette nouvelle structure est présentée dans le paragraphe 1.3.3.

Comme vu précédemment, le courant volumique dépend fortement de la durée de vie des porteurs.

1.3.2.2. La durée de vie

La durée de vie d'un porteur minoritaire correspond au temps moyen nécessaire pour qu'un électron (respectivement trou) excité revienne à son état initial stable, en se recombinant avec un trou (respectivement électron). Cette génération d'une paire électron-trou peut se faire thermiquement ou optiquement. Pour assurer le bon fonctionnement du photodétecteur, il est important que la durée de vie de porteurs soit suffisamment longue afin qu'il puisse avoir le temps d'être collecté avant qu'il ne se recombinent. Cette durée de vie dépend de plusieurs paramètres comme la température, le niveau de dopage, l'énergie de bande interdite ou encore la qualité cristalline. Il est ainsi possible de définir la durée de vie d'un porteur comme la somme de trois mécanismes de recombinaison :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{radiative}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} \text{ en } s^{-1} \quad (16)$$

Avec :

- τ_{SRH} le temps de vie SRH (Shockley-Read-Hall),

- $\tau_{radiative}$ le temps de vie radiative,
- τ_{Auger} le temps de vie Auger.

Ces trois recombinaisons sont détaillées ci-dessous.

Recombinaison radiative : Cette recombinaison intrinsèque a lieu lorsqu'un électron dans la bande de conduction recombine instantanément avec un trou de la bande de valence, en émettant un photon (Figure 21 (a)). Ce photon peut soit être réabsorbé, soit générer de nouveau une paire électron-trou qui pourrait par la suite être recombiniée.

Recombinaison Auger : La recombinaison Auger, une recombinaison non radiative, a lieu également lorsqu'un électron se recombine avec un trou. Mais au lieu d'observer l'émission d'un photon, l'énergie est transférée à une troisième particule. Si cette particule est un électron, on parle de système dominé électron (appelé Auger-1 ou AM1, Figure 21 (b)) qui domine principalement dans les matériaux dopés n. Si au contraire, cette particule est un trou, le système est dominé trou (Auger-7 ou AM7) et cette recombinaison est présente surtout dans les matériaux dopés p. Concernant la recombinaison AM7, il y a neuf processus différents [70]. Les superréseaux permettent de réduire le processus Auger en comparaison avec le MCT ayant le même gap [71] [72].

Recombinaison SRH : La recombinaison SRH, une recombinaison non radiative, a lieu lorsque qu'un électron et un trou se recombinent à l'aide d'un défaut présent dans la bande interdite. L'énergie excédentaire donne lieu à l'émission d'un phonon (Figure 21 (c)). Ces défauts, appelés pièges ou centres SRH, peuvent capturer ou émettre un électron ou un trou (Figure 22). Dans les superréseaux InAs/GaSb, les mécanismes de recombinaison SRH dominent la durée de vie totale des porteurs minoritaires réduisant celle-ci à une centaine de nanosecondes. Le matériau GaSb induit plusieurs défauts qui pourraient être la cause d'une durée de vie limitée par les mécanismes SRH [73]. En revanche, dans les superréseaux InAs/InAsSb, la durée de vie SRH est meilleure et cela permet d'atteindre des durées de vie de porteurs de l'ordre de la microseconde [74].

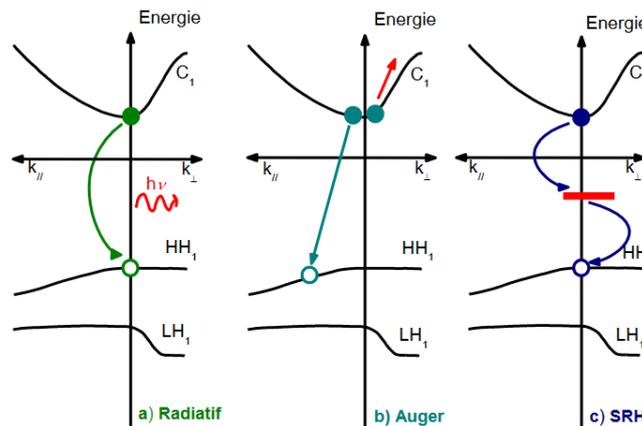


Figure 21 : Représentation des mécanismes de recombinaison radiative (a), Auger (ici est représentée la recombinaison Auger-1) (b) et Shockley-Read-Hall (c) dans un SR InAs/GaSb.

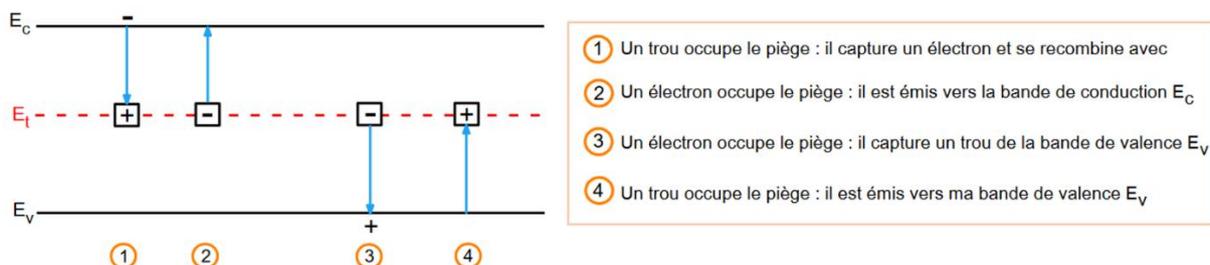


Figure 22 : Processus de génération-recombinaison SRH.

La Figure 23 présente la durée de vie des porteurs minoritaires en fonction de la température mesurée (schématisée par des symboles) et simulée (représentée par des lignes), dans un SR MWIR InAs/GaSb. On observe qu'entre 77 K et 250 K, le mécanisme SRH est le seul paramètre limitant la durée de vie totale. Ainsi, lors des tracés analytiques des différentes contributions en courant dans mes travaux de thèse, je considérerais que la durée de vie totale correspond par approximation à la durée de vie SRH.

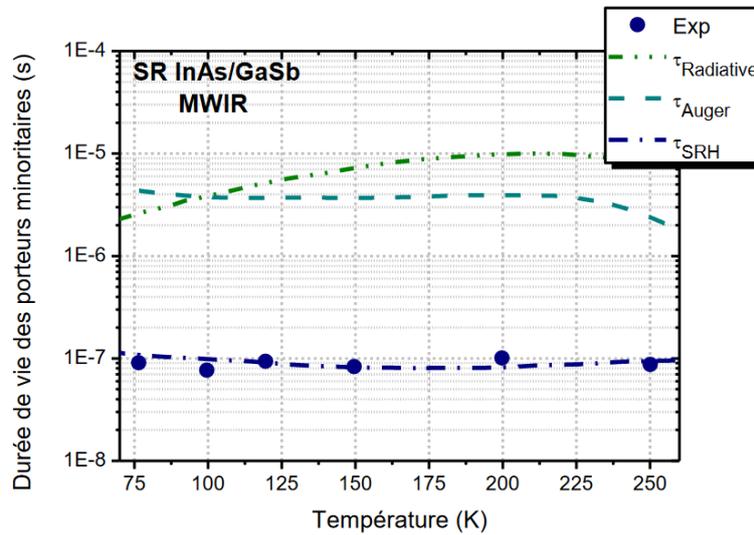


Figure 23 : Durée de vie des porteurs minoritaires en fonction de la température mesurée (symboles) et simulée (lignes) dans un SR MWIR InAs/GaSb [69]. Entre 77 K et 250 K, seul le mécanisme SRH limite la durée de vie totale.

1.3.3. Une nouvelle architecture de photodétecteurs

Le principe d'un photodétecteur est de collecter les porteurs qui contribuent au courant. Il existe aujourd'hui deux structures qui permettent la collecte de porteurs : la jonction p-i-n (Figure 24 (a)) et la structure à barrière (Figure 25 (a)).

Dans une structure p-i-n, à basse température, le courant GR domine, provenant des pièges de type SRH dans le matériau, ce qui limite ainsi les performances du détecteur (Figure 24 (b)).

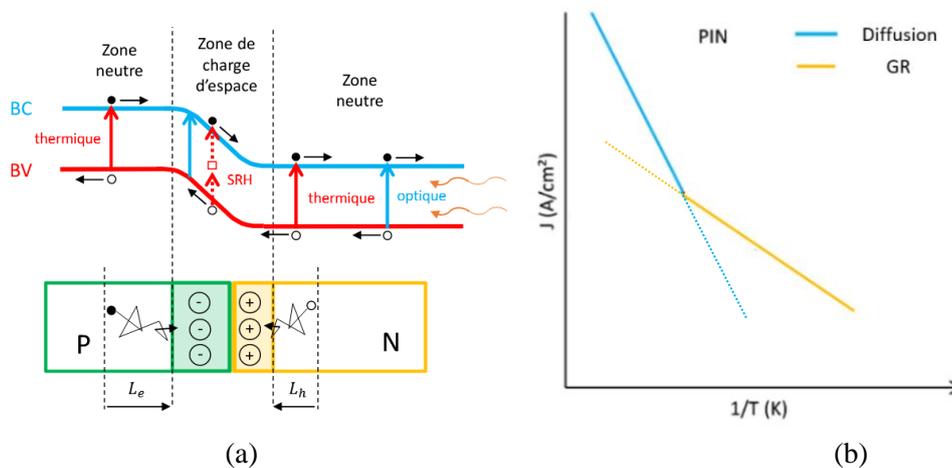


Figure 24 : Diagramme de bande d'une photodiode en configuration p-i-n (a), Graphe d'Arrhenius (b).

L'objectif de réduire cette contribution du courant GR a amené à considérer la structure à barrière, en 2006 par Maimon et Wicks, au début sur des matériaux InAs [75], puis sur des matériaux InAsSb [75] [76], en 2008.

La structure à barrière présente un matériau à grand gap (permettant de contenir tout le champ électrique dans la couche barrière (BL)) entre la couche contact (CL) et la couche d'absorption (AL), avec un grand offset pour bloquer les porteurs majoritaires sans empêcher de collecter les porteurs minoritaires. Les photons sont absorbés dans l'AL. Lorsqu'une paire électron-trou est créée, les porteurs minoritaires (les trous dans le cas de la Figure 24 (a)) sont collectés par la CL et les porteurs majoritaires (les électrons) sont bloqués par la BL. Dans ce cas-là, on parle d'une structure XBn (X correspond au matériau de la CL, pouvant être différent du matériau de l'AL, B correspond à la barrière et n correspond au dopage de type n de l'AL) (Figure 25 (a)). Une photodiode en configuration à barrière est alors appelée barodiode.

La présence de la barrière dans la structure entraîne une réduction du courant d'obscurité (grâce au blocage des porteurs majoritaires de la zone de contact) et elle permet de contenir le champ électrique. Ainsi, idéalement, il n'y a pas de zone de déplétion dans la couche d'absorption et les pièges SRH ne peuvent pas être activés par le champ électrique.

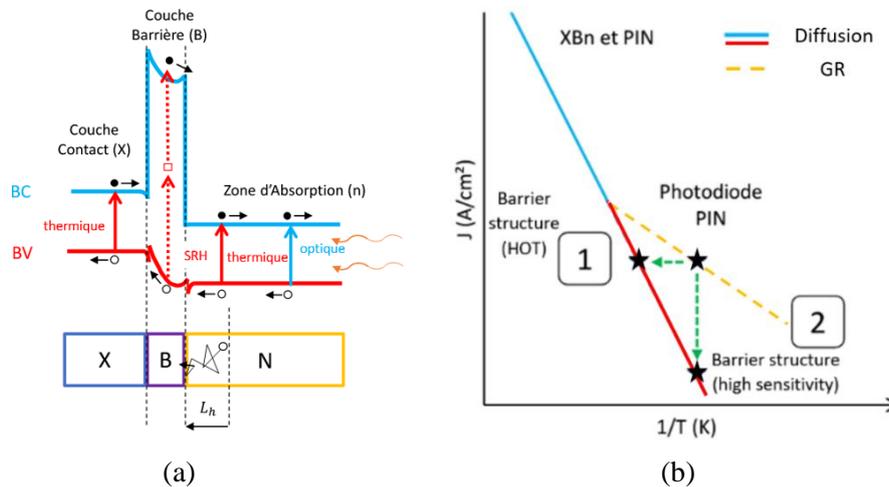


Figure 25 : Diagramme de bande d'une structure à barrière, en bande plate (a), Graphe d'Arrhenius (b).

À haute température, le courant est diffusion-limité pour la jonction p-i-n comme pour la structure à barrière (Figure 25 (b)). À basse température, deux améliorations sont possibles grâce à la structure à barrière :

- L'augmentation de la température de fonctionnement à iso-performance (cas 1 sur la Figure 25 (b)).
- La réduction du courant d'obscurité à iso-température (cas 2 sur la Figure 25 (b)).

Le cas 2 est plus utilisé pour des détecteurs fonctionnant dans le LWIR tandis que le cas 1 est généralement considéré pour des détecteurs MWIR. On parle alors de détecteur HOT (High Operating Temperature) qui permet un fonctionnement à haute température (typiquement $T_{op} \sim 120 \text{ K} / 130 \text{ K}$ pour les détecteurs T2SL InAs/InAsSb, avec la présence d'une couche barrière). Le SR InAs/InAsSb en configuration nBn permet ainsi de satisfaire le critère SWaP : réduction de la taille, du poids et de la puissance de consommation de la machine de refroidissement [77], idéal dans les applications spatiales embarquant un détecteur devant être le plus compact possible et autonome en énergie.

SCD compare en 2013 un détecteur commercial InAsSb possédant une structure à barrière, fonctionnant à 150K à un détecteur InSb en configuration p-i-n, refroidi à 77 K : la consommation électrique et le temps de mise en froid sont considérablement réduits, grâce à la structure à barrière [78].

Il existe deux configurations à barrière, élargies aux superréseaux [79] [80] :

- XBn bloquant les électrons et récoltant les trous : c'est le cas des détecteurs à SR de type Ga-free (InAs/InAsSb)
- XBp bloquant les trous et récoltant les électrons : c'est le cas des détecteurs à SR de type Ga-containing (InAs/GaSb)

Historiquement, le premier détecteur XBn InAs/GaSb a été fabriqué en 2007 [81]. Mais, au fil des années, les structures XBn sont plus utilisées avec des SR InAs/InAsSb tandis que les structures XBp sont optimisées pour des SR InAs/GaSb. Les Figures 26 (a), (b) et (c) présentent les premières images issues de détecteurs InAs/GaSb en configuration p-i-n dans le MWIR puis avec une structure à barrière dans le MWIR et dans le LWIR.

Ces dernières années, le Jet Propulsion Laboratory (JPL) a fabriqué une matrice dans le MWIR à base du SR InAs/InAsSb en configuration nBn au format 640x512 pixels et fonctionnant à 150 K [82]. Pour une longueur d'onde de coupure à 5,4 μ m, la densité de courant d'obscurité est de 9,6 $\times 10^{-5}$ A/cm² à 157 K. La Figure 26 (d) présente une image issue de ce détecteur.

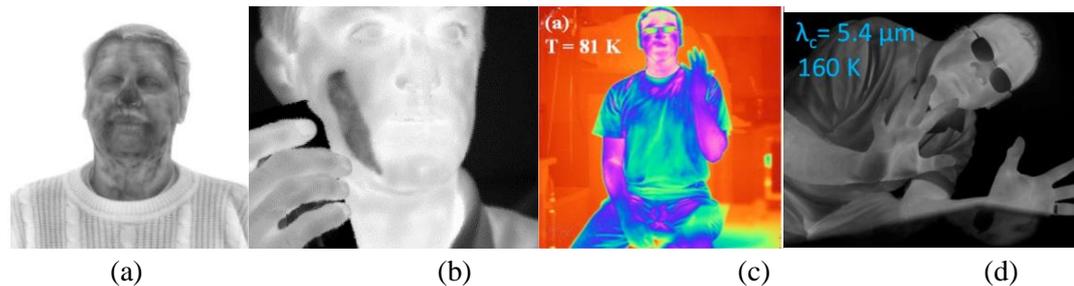


Figure 26 : Image issue d'un détecteur InAs/GaSb en configuration p-i-n dans le MWIR (a) [66] (2005), Image provenant d'un détecteur InAs/GaSb à barrière nBn MWIR [83] (2008) (b), Image issue d'un détecteur InAs/GaSb à barrière dans le LWIR [84] (2010) (c), : Image issue de la caméra fabriquée par le JPL, grâce à un détecteur T2SL à barrière MWIR (d).

La filière des détecteurs T2SL est aujourd'hui déjà très développée en termes de performances. Cette technologie possède des avantages par rapport aux détecteurs infrarouges qui sont embarqués dans les missions spatiales. Mais finalement, le détecteur T2SL est-il assez robuste pour affronter cet environnement hostile qu'est l'Espace ?

1.4. Le superréseau embarqué dans les missions spatiales ?

Les détecteurs embarqués dans les missions spatiales sont soumis, en amont, à des tests en radiations, car l'environnement radiatif spatial est hostile pour l'électronique des composants. Il existe une multitude de rayonnements, provenant de diverses sources, qui dégradent dans le temps les performances des détecteurs. L'Annexe 8.2 présente ces différentes sources de rayonnements présents dans l'Espace. Quelques études des détecteurs T2SL sous irradiations ont déjà été investiguées, elles sont présentées en première partie avant de définir, dans un second temps, les différentes doses de rayonnements qui seront utilisées dans la suite de mes travaux, notamment la dose ionisante (TID) et la dose de déplacement (DDD).

1.4.1. Les détecteurs T2SL à l'étude sous irradiation

Quelques laboratoires de recherche (principalement américains) ont mené des études depuis 2009 sur la dégradation des performances des détecteurs à superréseaux, sous irradiation : le Naval Research Laboratory (NRL), l'Air Force Research Laboratory (AFRL), le Jet Propulsion Laboratory (JPL), l'Université de Floride et le Sandia National Laboratory (SNL). Plus récemment, d'autres organismes, comme l'ESA, la société Teledyne e2v en Europe ou l'Université Yunnan Normal en Chine se sont intéressés à cette problématique. La Figure 27 présente une synthèse des études réalisées par ces organismes sur la période 2009-2023 [85-109].

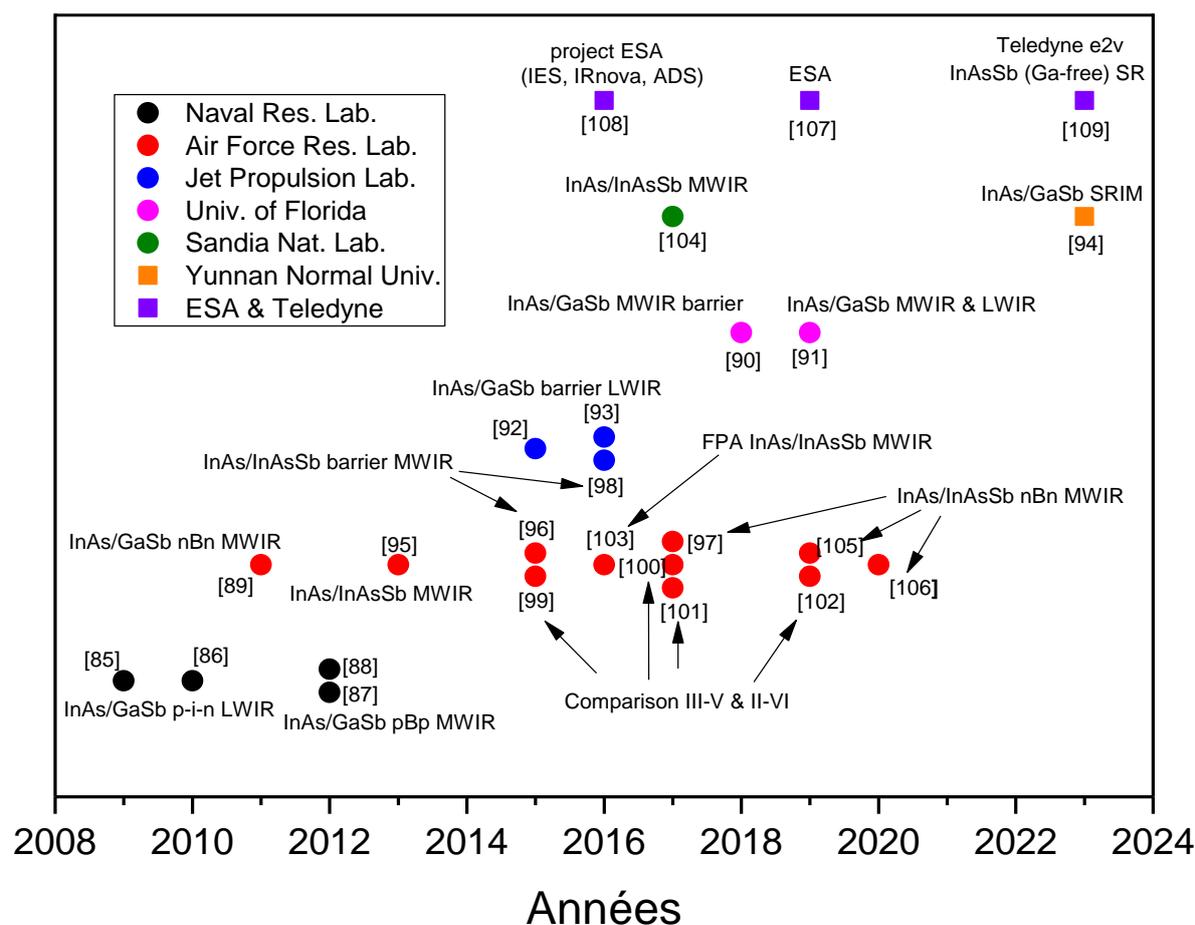


Figure 27 : Synthèse des organismes mondiaux (laboratoires de recherche, universités, agence, société) ayant mené des études sur les détecteurs T2SL sous irradiation, depuis 2009. Les points correspondent aux études américaines tandis que les carrés se réfèrent aux études non américaines.

Les premières études ont été menées sur des photodiodes InAs/GaSb opérant dans le LWIR, par le NRL. En 2009, B. D. Weaver et E. H. Aifer ont observé, sous irradiation aux protons de 1 MeV, à 300 K, des dégradations de performances des photodiodes T2SL InAs/GaSb avec une longueur d'onde de coupure (λ_c) de 7 μm . À partir de $5 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, le rendement quantique et la densité de courant se dégradent, et cette dégradation est d'autant plus importante que les photodiodes sont petites (Figure 28). De plus, la longueur de diffusion des porteurs et donc par conséquent, leur durée de vie, ont tendance à diminuer [85]. Ce constat a été confirmé par E. M. Jackson, sur des photodiodes InAs/GaSb ($\lambda_c = 11 \mu\text{m}$), irradiées à $\sim 80 \text{ K}$, par des protons de 2 MeV, sous une fluence de $1 \times 10^{12} \text{ H}^+/\text{cm}^2$ [86].

Dès 2011, les structures à barrière (T2SL InAs/GaSb pBp) opérant dans le MWIR font, à leur tour, l'objet d'études sous irradiation, par l'AFRL et le NRL. V. M. Cowan observe notamment une dégradation du courant (d'un facteur 100 après une fluence de $3,75 \times 10^{12} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, avec des protons de 63 MeV) sur un composant polarisé lors de l'irradiation à 80 K. Mais, grâce à un cycle thermique qui correspond à une remontée en température du composant à 300 K puis une redescente à la température de fonctionnement du détecteur, une « guérison du courant » de 50 % est constatée, comme on peut le voir sur la Figure 28. Cette guérison concerne également le rendement quantique qui s'était dégradé de 31 % après irradiation, et qui a été réduit de façon permanente à 5 % de la valeur avant irradiation (Figure 28) [87] [88].

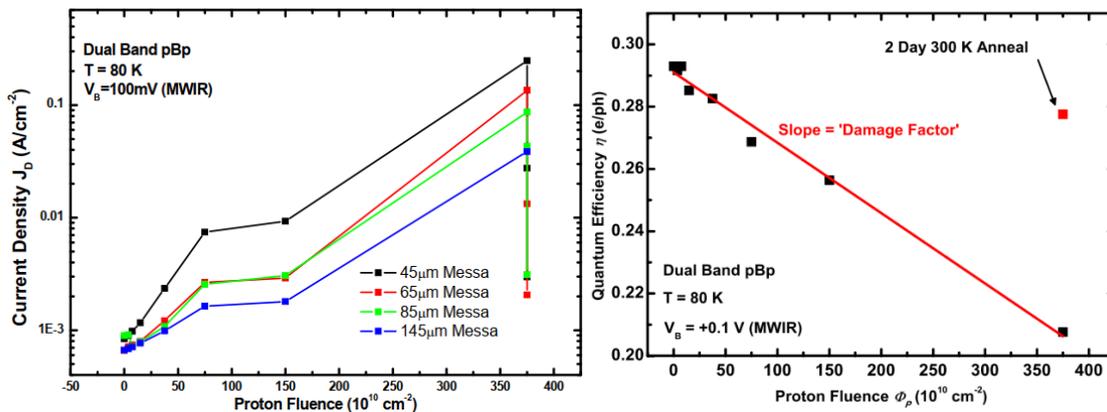


Figure 28 : Densité de courant d'obscurité de photodiode (en configuration pBp opérant dans le MWIR) à surface variable en fonction de la fluence de protons, à la tension de fonctionnement $V = -100 \text{ mV}$, à 80 K (à gauche) et rendement quantique à cette même tension de fonctionnement, à 80 K (à droite). Un cycle thermique est réalisé, et deux jours après l'irradiation, une guérison des performances est constatée.

L'AFRL a réalisé également des études sous irradiation aux photons γ , dans le but de voir l'effet de la TID uniquement. Aucune dégradation en courant n'a été observée après une dose de 200 krad(Si) sur des détecteurs InAs/GaSb en configuration nBn, polarisés lors d'une irradiation réalisée à 77 K [89]. Mais, d'autres études réalisées ensuite par l'Université de Floride, ont montré que, lorsque les composants ont été irradiés à 300 K après une dose de 50 krad(Si), la photo réponse du détecteur est directement impactée par la dégradation de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires (et donc de leur durée de vie) [90] [91]. Ainsi, la température du détecteur lors de l'irradiation semble avoir un effet direct sur la quantité de dégradation observée.

En 2015, le JPL montrait que le courant, en diffusion limitée avant irradiation, augmente après irradiation et le courant tunnel devient prépondérant. Cette observation a été constatée par A. Soibel, sur les détecteurs T2SL InAs/GaSb en configuration à barrière ($\lambda_c = 10,2 \mu\text{m}$). L'irradiation a été réalisée à 80 K, avec des protons de 68 MeV et une fluence de $\sim 2 \times 10^{12} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, sur des composants polarisés durant l'irradiation [92] [93]. Très récemment, en 2023, Yunnan Normal University (Chine), a réalisé des simulations sur les dommages causés par des protons sur les détecteurs T2SL InAs/GaSb [94].

Concernant les détecteurs T2SL InAs/InAsSb, c'est finalement à partir de 2013 que les investigations de ces composants sous irradiation ont débuté. Tout d'abord, la mesure de photoluminescence montre une certaine tolérance sous irradiation de cette structure d'empilement périodique. Le détecteur a été irradié à 300 K, avec des protons de 63 MeV et une fluence de $7,5 \times 10^{11}$ H^+/cm^2 [95]. En 2015, plusieurs études sur l'évolution de la durée de vie de recombinaison des porteurs sous irradiation ont été menées par l'AFRL et le JPL. C. P. Morath, en considérant des composants InAs/InAsSb en configuration nBn sous irradiation, a constaté que le facteur de dommage dépendait du produit $(\lambda_c T)^{-1}$ [96] puis, il l'a comparé à celui du détecteur MCT [97]. Ces composants ont été irradiés à 77 K, par des protons de 63 MeV jusqu'à une fluence de 1×10^{12} H^+/cm^2 , tout en étant polarisés lors de l'irradiation. L'année suivante, le JPL a quantifié l'évolution de trois paramètres sous irradiation : la durée de vie diminue d'un facteur 4, la concentration des porteurs augmente d'un facteur 2 et la densité de pièges augmente, quant à elle d'un facteur 10. L'étude a été menée par L. Höglund, en considérant une irradiation, pendant laquelle le composant était à 300 K, avec des protons de 68 MeV et sous une fluence de $\sim 3 \times 10^{12}$ H^+/cm^2 . Ce détecteur est un superréseau InAs/InAsSb, dont la couche active est entourée de deux couches barrière [98]. En parallèle, des travaux comparatifs, réalisés par G. D. Jenkins et E. H. Steenbergen, ont montré que le détecteur MCT était plus tolérant que les détecteurs InAs/InAsSb en configuration nBn, lors d'une irradiation pendant laquelle le détecteur était maintenu à 120 K, avec des protons de 63 MeV et une fluence de $7,5 \times 10^{11}$ H^+/cm^2 [99] [100] [101] [102]. Sur la Figure 29, la durée de vie des détecteurs III-V est bien plus dégradée que celle issue de composants MCT. Cela s'expliquerait par la présence de liaisons ioniques pour les matériaux de la filière II-VI, vis-à-vis des liaisons covalentes des matériaux III-V qui sont plus robustes, et les effets sembleraient ainsi être plus irréversibles.

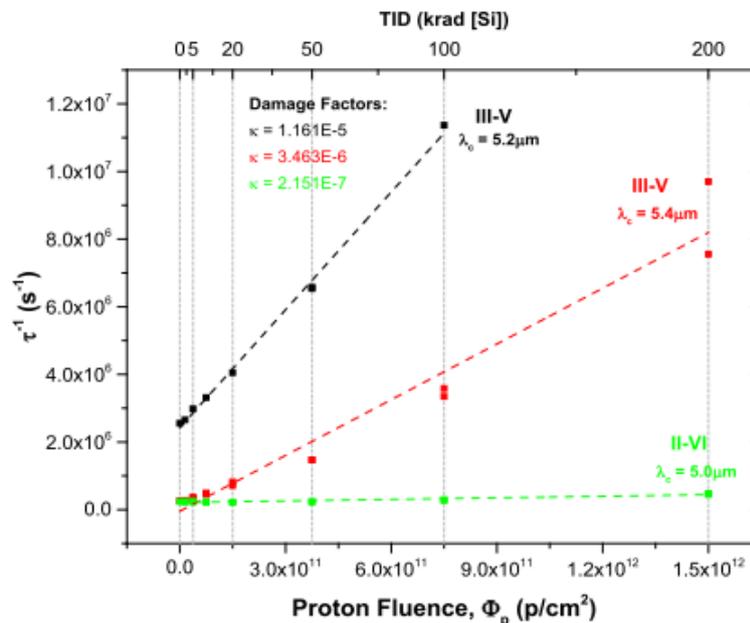


Figure 29 : Évolution de l'inverse de la durée de vie des porteurs en fonction de la fluence, pour un détecteur MCT (en vert), un détecteur T2SL InAs/InAsSb (en rouge) et un détecteur InSb (en noir).

Ces dernières années, le détecteur InAs/InAsSb en configuration nBn fonctionnant dans le MWIR, a fait l'objet de plusieurs études sous irradiation aux protons par l'AFRL, le SNL et le JPL. C'est le détecteur qui a actuellement les meilleures performances parmi les détecteurs à superréseaux. Des tests en radiations aux protons de 63 MeV sur une matrice de détecteurs InAs/InAsSb nBn opérant dans le MWIR ont été réalisés par l'AFRL, et ont montré une dégradation de sa réponse d'environ 10 %, après une fluence de $7,5 \times 10^{11}$ H^+/cm^2 [103]. En 2017, le SNL constate que l'évolution de la durée de vie de recombinaison des porteurs ne semble pas être influencée par l'énergie des protons (entre 4,5 MeV et

63 MeV) [104]. L'année suivante, C. P. Morath, dans une étude de l'AFRL, a constaté une augmentation du dopage de la zone active dans le matériau T2SL InAs/InAsSb, après une irradiation aux protons de 63 MeV, le détecteur étant maintenu à 120 K, avec une fluence de $5,3 \times 10^{11}$ H⁺/cm² [105].

Les recherches sur cette thématique sont toujours d'actualité aux États-Unis [106], mais depuis quelques années, les acteurs européens (l'ESA, le CNES, Airbus-DS, l'ONERA) s'intéressent également à l'étude des détecteurs T2SL sous irradiation (projet ESA) [107] et des R&T sur ce sujet émergent de plus en plus (comme par exemple le projet ESA, en collaboration avec l'IES, IRnova et ADS, dont l'objectif était l'étude des détecteurs T2SL dans le VLWIR, de 2016 à 2020 (les travaux de thèse de Rodolphe Alchaar [108] s'inscrivaient dans ce projet)). C'est également le cas de la société Teledyne e2v qui a considéré, en 2023, des matrices FPA de détecteurs T2SL pour réaliser des tests en radiations dans le but d'envoyer un jour, un détecteur T2SL dans une mission spatiale [109].

1.4.2. Les doses de rayonnement

Lorsqu'un détecteur est embarqué pour une mission spatiale, tous les composants de ce détecteur vont subir les conséquences des sources de radiation et vont recevoir une certaine dose de rayonnement. Les interactions rayonnement-matière sont détaillées dans l'Annexe 8.3. L'objectif de ces travaux est de quantifier ces doses reçues et d'observer leur évolution dans le temps.

Lorsque des particules énergétiques (comme des protons) rencontrent les systèmes électroniques du détecteur, l'interaction entraîne :

- Un effet cumulatif : Un rayonnement, traversant un matériau, lui cède son énergie, soit par des **effets ionisants** (excitation ou ionisation d'atomes, des charges libres sont créées), soit par des **effets dit non ionisants** (déplacements atomiques). On parle alors de la dose ionisante et de la dose de déplacement, définies respectivement dans les paragraphes 1.4.2.1. et 1.4.2.2.
- Les évènements à effet unique (SEE).

Dans le cadre de cette thèse, les détecteurs étudiés sont des mono-éléments sans circuit de lecture. Ainsi, les SEE induits par les protons ne seront pas étudiés ici, qui ont un effet principalement sur les l'électronique (circuit de lecture, transistors ...).

Dans ces travaux de thèse, en analysant les résultats obtenus, la contribution de chacune de ces deux doses (dose ionisante et dose de déplacement) est étudiée. Leur effet est différent, et amène à des dégradations en courant d'obscurité différentes. Par la suite, ces deux notions sont établies et définies.

1.4.2.1. La dose ionisante

La dose ionisante, appelée **TID (Total Ionizing Dose)** correspond à la quantité d'énergie par unité de masse dm transférée par une particule à un matériau cible sous forme d'ionisation [110]. Elle s'exprime par :

$$TID = \frac{dE}{dm} \quad (17)$$

Son unité SI est le Gray (Gy) qui vaut 1 J/kg. En revanche, dans la communauté des effets des radiations sur les détecteurs, on l'exprime en rad (1 Gy = 100 rad). Cependant, cette dose reçue est dépendante du matériau exposé et notamment de sa masse volumique. Il est donc nécessaire de préciser la nature du matériau pour déterminer cette dose ionisante. Dans ce manuscrit, les doses sont exprimées en rad(Si), par convention (**Rad = Radiation absorbed dose**).

Une énergie ionisante est déposée lorsque des photons irradient un composant :

$$TID = \Phi_{ph} \cdot (\mu_{en}/\rho) \quad (18)$$

Où :

- Φ_{ph} correspond au flux intégré de l'énergie des photons (en MeV/cm²),
- μ_{en}/ρ est le coefficient d'absorption massique (en cm²/g) relatif à l'énergie des photons.

En considérant les particules chargées, on définit le **LET (Linear Energy Transfer)** qui estime la dose ionisante reçue par un matériau [111] :

$$TID = \Phi \cdot LET \quad (19)$$

avec Φ la fluence des particules incidentes.

L'impact de la dose ionisante sur les matériaux endommage les propriétés électriques des composants électroniques (notamment le courant d'obscurité). Il s'agit d'une dégradation progressive de leurs performances sous l'effet d'une irradiation prolongée. Une seule particule chargée de haute énergie traversant un semi-conducteur, peut injecter des centaines d'électrons dans la bande de conduction, ce qui accroît le bruit électronique, lié au courant d'obscurité [112].

Dans la littérature, la dose ionisante est définie comme agissant principalement à une interface entre le semi-conducteur et un oxyde (le SiO₂ généralement). Le SiO₂ possède une bande de conduction et une bande de valence mais étant isolant, le gap est bien plus important (8,9 eV) que ceux des semi-conducteurs considérés dans ces travaux de thèse [113]. La dose ionisante peut alors augmenter localement la conductivité dans l'oxyde pouvant entraîner un courant [114], à cause d'électrons et de trous piégés dans l'oxyde. Les rayonnements ionisants génèrent principalement des paires électron-trou le long de leur trajectoire (Figure 30).

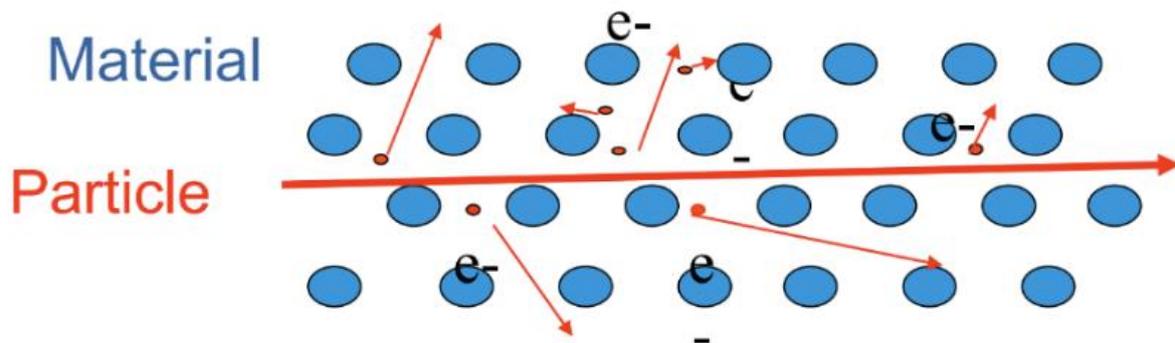


Figure 30 : Rayonnement ionisant dans un matériau [16].

1.4.2.2. La dose de déplacement

La dose de déplacement, appelée **DDD (Displacement Damage Dose)** fait intervenir un transfert d'énergie entre une particule chargée et le noyau du matériau cible. Cette énergie transférée peut déplacer les atomes de leur site et cela conduit à une désorganisation de l'arrangement atomique de la maille cristalline du semi-conducteur (Figure 31). Elle s'exprime en MeV/g [16].

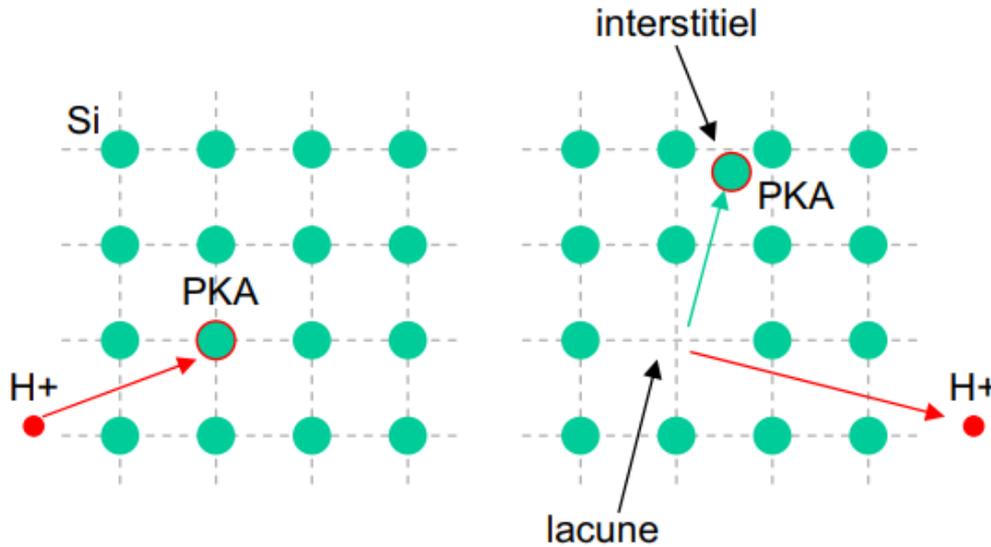


Figure 31 : Déplacement atomique dans la maille cristalline (ici Silicium), PKA =Primary Knock-on Atom, correspond au premier atome, frappé par une particule chargée, qui se déplace de son site [115-116].

Lorsqu'un atome est déplacé dans la maille cristalline, il se positionne en tant que défaut interstitiel et l'absence de ce même atome à sa position initiale est qualifié de lacune. On parle alors de paire interstitielle-lacune ou paire de Frenkel. Si cet atome déplacé (PKA : Primary Knock-on Atom) possède une énergie suffisante, il peut induire le déplacement d'autres atomes du réseau.

On définit la fluence de particules incidentes comme étant le nombre de particules par unité de surface reçues (20) et le débit de fluence, ou flux de particules, correspondant au nombre de particules par unité de surface et par seconde (21).

$$\Phi = \frac{dN}{dS} \quad (20)$$

$$\Phi' = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{dt dS} \quad (21)$$

La perte d'énergie non ionisante d'une particule dans le matériau est définie par le **NIEL (Non Ionizing Energy Loss)** qui se réduit aux interactions avec les noyaux atomiques [111] [117]. Ces interactions peuvent être élastiques (déplacement du noyau mais la structure interne n'est pas modifiée) ou inélastiques (réactions nucléaires). Ainsi, le NIEL est composé de deux composantes :

$$NIEL = NIEL_{\text{élastique}} + NIEL_{\text{inélastique}} \quad (22)$$

Le NIEL dépend de l'énergie et du type de la particule. Dans un semi-conducteur, des déplacements atomiques peuvent être observés contrairement à un matériau isolant (comme le SiO₂) dont la structure est amorphe. Ainsi, la DDD est quantifiée par le NIEL [16] :

$$DDD = \phi \cdot NIEL \quad (23)$$

Comme le NIEL est inversement proportionnel à l'énergie de la particule chargée (Figure 32), au cours de sa trajectoire (durant laquelle l'énergie diminue), le NIEL augmente. Ainsi, la majorité des déplacements atomiques, causés par la dose de déplacement, ont lieu à la fin du parcours de la particule chargée. Les déplacements atomiques entraînent certaines conséquences :

- Dans les zones neutres, si le nombre de défauts augmente à cause de la dose de déplacement, le processus de recombinaison est plus important [118], ce qui entraîne une **réduction de la durée de vie** des porteurs minoritaires [116] et donc de la **longueur de diffusion**.
- Dans la zone de déplétion, le processus de génération est également intensifié [118] ce qui entraîne une **augmentation du courant GR** [119] dès les plus faibles fluences. La **mobilité des porteurs** est aussi dégradée à plus haute fluence [116]. De plus, le **nombre de pièges de porteurs augmente** avec la dose de déplacement [117].

Sur la Figure 32, on observe que la part d'énergie perdue (NIEL pour la DDD et LET pour la TID) est plus importante pour les rayonnements ionisants. Les effets ionisants engendrent donc plus de dégradation sur les performances des détecteurs dans l'environnement spatial. Que ce soit pour les rayonnements ionisants et les rayonnements non ionisants, la quantité d'énergie perdue est plus importante quand l'énergie incidente des particules chargées diminue (Figure 32).

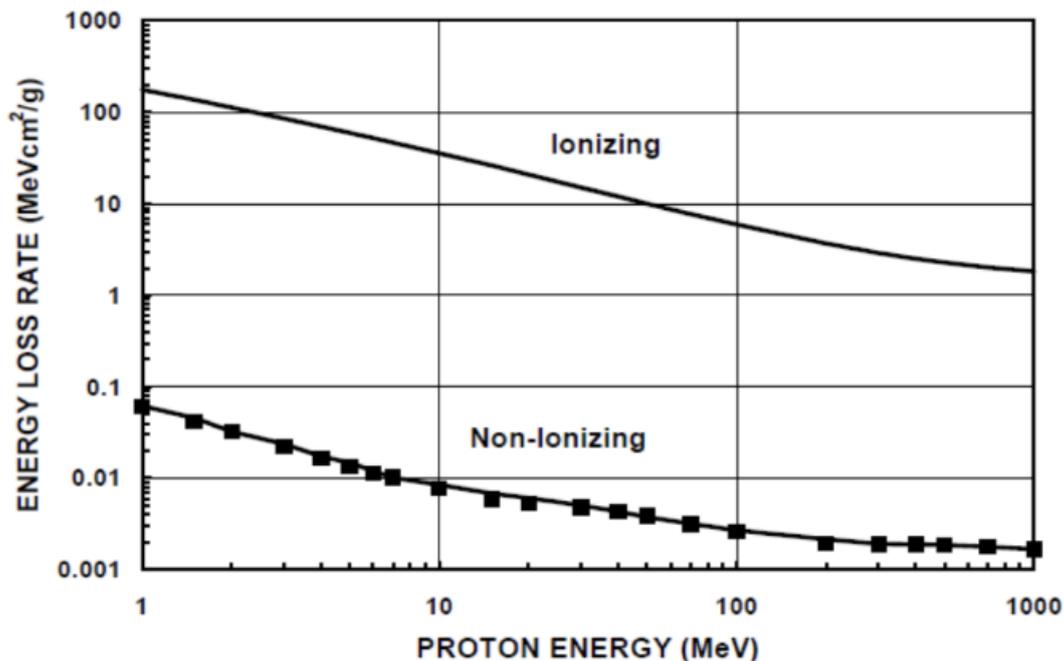


Figure 32 : Perte d'énergie (LET pour la TID et NIEL pour la DDD) en fonction de l'énergie incidente des protons [16].

1.4.2.3. Ordre de grandeur des doses de radiation dans les applications spatiales

De nombreuses particules énergétiques (principalement protons, électrons et photons) présentes dans l'environnement spatial, entraînent des dommages sur la microélectronique des détecteurs. D'une part, la dose ionisante induit des charges piégées dans les oxydes et des états d'énergie à l'interface semi-conducteur / diélectrique sont créés. D'autre part, des déplacements atomiques apparaissent lorsque des protons ou électrons très énergétiques transfèrent une partie de leur énergie aux atomes voisins de la maille cristalline. Le [Tableau 2](#) présente les ordres de grandeurs de la TID rencontrée lors de missions spatiales (avec une période d'opérabilité d'environ 10 ans) [120]. Les unités pour définir les doses sont multiples et dépendent de ce qui est réellement considéré. On retrouve dans l'[Annexe 8.4](#), une présentation des différentes grandeurs de dosimétrie.

Mission	TID
Observation de la Terre	5 – 10 krad, soit 50 – 100 Gray
Orbite basse (LEO) et géostationnaires (GEO)	10 – 30 krad, soit 100 – 300 Gray
Orbite moyenne (MEO)	Plus de 30 krad, soit plus de 300 Gray
Observation du système solaire (environnement Jovien)	Plusieurs centaines de krad(Si)

Tableau 2 : Ordre de grandeur de la TID pour les différentes missions spatiales (avec la relation 1 Gray, ancienne unité, correspond à 100 rad).

Concernant la dose de déplacement, en orbite basse, il s'agit de plusieurs dizaines de TeV/g tandis que les orbites les plus exposées présentent des doses de plusieurs milliers de TeV/g soit une fluence de 10^{10} à 10^{11} H⁺/cm² pour des protons entre 15 MeV et 100 MeV [121]. La [Figure 33](#) illustre l'ordre de grandeur des fluences de protons considérées dans le cadre de missions spatiales, réalisées à Airbus Defense & Space.

Programme	Détecteur	Spec fluence (p ⁺ /cm ²)	Fluence max test (p ⁺ /cm ²)	Energie p ⁺ (MeV)	Altitude (km)	Durée de vie (années)	Commentaires
S2 A/B&C/D	CIS VISNIR SWIR	3.54E7 MeV/g (Si)	1.6E10 2.3E10	50 100	786	7.25	ESCC basic specification n° 22900 for CIS
METImage	MWIR&VLWIR	4.5E10	9E10	60	817	7.5	Testé finalement à 6E10p ⁺ /cm ²
S5	CCD VISNIR	1.8E10	2.7E10	50	817	7.5	Testé jusqu'à 4E10p ⁺ /cm ² en éval
S5	SWIR	2E10	4E10	50	817	7.5	
IASI-NG	IR-PV et PC	4.5E10	9E10	60	817	7.5	
Trishna	LWIR/VLWIR	1.5E10	3E10	60	761	5	
LSTM	CIS VISNIR	1.35E10	2.7E10	55	650	7.5	Spec à 60 MeV
LSTM	NIRSWIR	1.1E10	2.2E10	50	650	7.5	
LSTM	LWIR/VLWIR	1E10	2E10	50	650	7.5	
CO3D	CIS VISNIR	1.2E10	2.4E10	50	500	6	Flux < 1E8 p ⁺ /cm ² /s
PNEO	CCD VISNIR	5.28E9	1.06E10	49.7	620	10	3 détecteurs non alimentés issus d'un même lot mais de 3 wafers différents

Figure 33 : Ordre de grandeur de fluence de proton lors de missions spatiales (Airbus-DS).

1.5. Conclusion du Chapitre 1

Depuis plusieurs années, les scientifiques utilisent des systèmes d'imagerie infrarouge pour les missions spatiales. De plus en plus de détecteurs, opérant dans l'infrarouge, sont embarqués dans les satellites, les fusées, les rovers... pour comprendre plus en profondeur l'Univers et son histoire. Dans ce premier chapitre, j'ai détaillé les avantages d'utiliser la détection infrarouge par rapport à la détection dans le visible, et il s'avère que les imageurs infrarouges permettent d'obtenir des informations complémentaires par rapport à celles données par des capteurs visibles (Figure 34). L'utilisation de capteurs infrarouges dans les missions spatiales est un réel atout pour espérer « voir plus loin dans le passé ».



Figure 34 : Images prises par les télescopes Hubble (à gauche) et JWST (à droite).

Actuellement, une nouvelle technologie, s'appuyant sur les propriétés des matériaux III-V, intéresse de plus en plus la communauté scientifique. Dans ce chapitre, après avoir évoqué les différents détecteurs utilisés pour le spatial (MCT, InSb, InGaSb, QWIP, bolomètres, détecteurs à impuretés), j'ai présenté les caractéristiques et les intérêts des superréseaux. Un superréseau résulte de l'empilement périodique de fines couches de différents matériaux (appelé aussi T2SL). Son avantage principal est son gap d'énergie variable (et donc sa longueur d'onde de coupure) en jouant sur la période de la structure.

Mais finalement, peut-on considérer cette nouvelle technologie pour les missions spatiales ? Est-ce que cette technologie est prête à affronter cet environnement hostile, qu'est l'Univers ? Ces questions motivent actuellement certains laboratoires de recherche américains et quelques études ont été menées pour juger de l'influence de la dose ionisante et la dose de déplacement sur la technologie des T2SL. L'objectif de cette thèse est **d'étudier l'impact des radiations sur les détecteurs infrarouges à superréseaux de type 2, récente technologie à l'étude, pour participer, dans le futur, à des missions spatiales et d'essayer de comprendre les mécanismes de dégradation qui en découlent**. À ce jour, aucun détecteur à superréseaux n'a été choisi pour des missions spatiales, mais un jour, elle pourrait peut-être partir à son tour, découvrir l'Univers pour la recherche spatiale. Le Jet Propulsion Laboratory y pense très sérieusement, une fois que la technologie sera mature pour les applications spatiales [122].

Le processus de fabrication de ces détecteurs et le plan de test des campagnes d'irradiation sont présentés dans le chapitre 2. Puis, dans le chapitre 3 et 4, nous verrons des résultats expérimentaux obtenus lors des campagnes d'irradiation (aux protons et aux photons γ) sur des détecteurs T2SL Ga-containing (en configuration p-i-n dans le MWIR et avec une structure à barrière XBp dans le LWIR) et des détecteurs T2SL Ga-free (dans le MWIR avec une structure à barrière). Ces résultats expérimentaux me permettront de réaliser une étude analytique en courant d'obscurité (figure de mérite que je considère principalement dans mes travaux) pour tenter de comprendre les mécanismes mis en jeu.

Les études réalisées sur cette nouvelle technologie de détecteurs sous irradiation (décrites dans le paragraphe 1.4.1) indiquent que très peu d'investigations ont été menées en Europe. Depuis quelques années, cette problématique intéresse fortement des acteurs européens du domaine, comme l'ESA, le CNES, Airbus Defense and Space (ADS) ou encore l'ONERA. En particulier, cela a motivé une action du CNES à travers une R&T (2019), dans laquelle s'inscrit les travaux de ma thèse effectuée à l'IES, en collaboration avec ADS pour le co-financement avec la région Occitanie. De ce fait, les études des détecteurs T2SL sous irradiation ont une place de plus en plus importante dans les échanges de la communauté « détecteurs infrarouges pour les applications spatiales ». Cela a notamment été le cas, par exemple, lors d'un workshop, organisé par le COMET (Communautés d'Experts) en juin 2023, où la place des détecteurs T2SL était importante.

La Figure 35 présente les différents acteurs qui ont participé à l'encadrement et au déroulement de ma thèse.



Figure 35 : Encadrement de ma thèse.

2 – Chapitre 2 : Composant et Environnement Expérimental

Mise en œuvre expérimentale pour l'étude des superréseaux sous irradiation

Sommaire

2 – Chapitre 2 : Composant et Environnement	51
2.1. Structure détaillée des superréseaux.....	52
2.2. Mesures électriques	61
2.3. Irradiation aux protons	66
2.4. Irradiation aux photons γ	70
2.5. Conclusion du Chapitre 2.....	73

Dans ce deuxième chapitre, je présente les différentes structures des superréseaux irradiés lors de mes travaux de thèse. Je détaille notamment les matériaux utilisés, les types de passivation possibles (qui me permettront ensuite de voir la contribution de la dose ionisante sous irradiation aux protons) ... Puis, dans une seconde partie, j'illustre les bancs expérimentaux utilisés tout au long de ma thèse lors des campagnes d'irradiation pour réaliser les mesures qui me permettent de quantifier l'effet des radiations sur les photodétecteurs mono-éléments. Enfin, je termine par détailler les deux types d'irradiations réalisés lors de mes travaux.

2.1. Structure détaillée des superréseaux

Aujourd'hui, il existe différentes structures de superréseaux qui n'opèrent pas dans la même gamme spectrale (MWIR, LWIR) [123]. Ils sont donc dédiés à diverses applications. Dans ce manuscrit, je considère deux configurations (structure p-i-n ou structure à barrière, détaillées dans le chapitre 1) pour pouvoir comprendre l'effet des irradiations sur le superréseau. Sous irradiation, trois structures ont été étudiées à base de deux SR (T2SL InAs/GaSb et T2SL InAs/InAsSb).

2.1.1. Deux superréseaux étudiés

2.1.1.1. Le superréseau InAs/GaSb

Le premier SR présenté dans ces travaux est le T2SL InAs/GaSb sur substrat GaSb. La Figure 36 présente son diagramme en énergie ainsi que son taux de recouvrement des fonctions d'onde associé. Les électrons sont plutôt confinés dans l'InAs et les trous sont principalement dans le GaSb comme le montre la densité de probabilité des porteurs. Le trou a une masse plus grande que l'électron ce qui explique la plus forte probabilité de présence dans les puits de potentiel du GaSb. Par ailleurs, de manière générale, plus la masse du porteur est faible, plus la largeur de la minibande est grande.

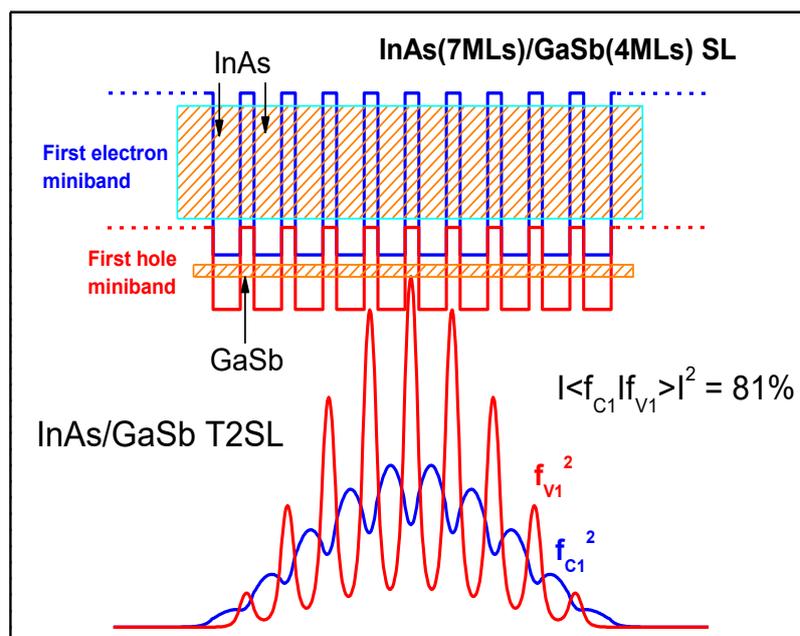


Figure 36 : Diagramme en énergie du T2SL InAs/GaSb et densité de probabilité de présence associée aux niveaux fondamentaux des deux minibandes de trous lourds et d'électrons.

La longueur d'onde de coupure (λ_c) du SR InAs/GaSb varie entre $3\mu\text{m}$ et $32\mu\text{m}$ [124] [125]. En augmentant la période du SR, son gap d'énergie diminue (Figure 37). En revanche, cela entraîne une diminution du coefficient d'absorption [126].

Ce SR permet une grande flexibilité car il opère du MWIR au VLWIR mais la durée de vie des porteurs est faible (autour de 100 ns dans le MWIR) [127].

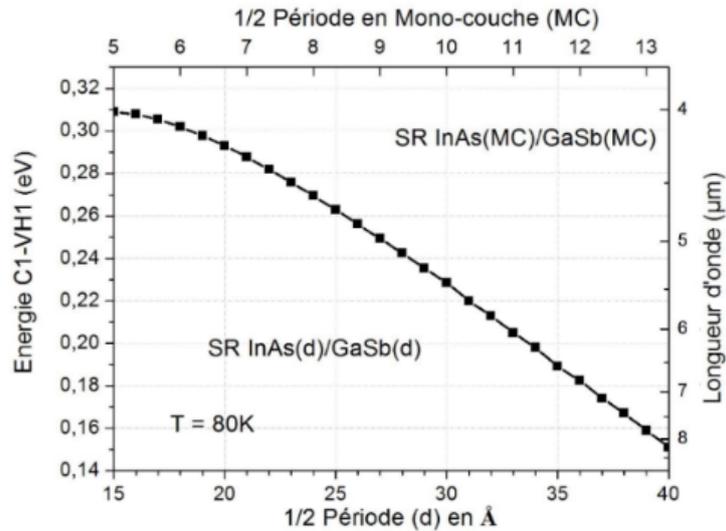


Figure 37 : Energie de transition fondamentale correspondant au gap d'énergie du T2SL InAs/GaSb en fonction de l'épaisseur des couches exprimées en Å ou en mono couche (1 MC = 3 Å), image issue de [73].

2.1.1.2. Le superréseau InAs/InAsSb

Au début des années 2010, certains groupes de recherches ont observé une limite dans les performances (notamment en termes de durée de vie des porteurs) du T2SL InAs/GaSb qui semble être due à la présence du Gallium dans le superréseau [79]. C'est alors que le T2SL InAs/InAsSb, de type 2, est considéré comme une alternative plus qu'avantageuse [79] [128]. Pour ajuster l'énergie du gap, il est possible de varier la période du SR (comme pour le T2SL InAs/GaSb) et également de modifier la concentration d'antimoine.

La Figure 38 présente le diagramme en énergie de ce nouveau T2SL InAs/InAsSb ainsi que les densités de probabilité de présence des porteurs associées. L'électron est à présent délocalisé sur toute la minibande du fait de sa faible masse et de la réduction en profondeur du puits de potentiel. En revanche, le trou est très localisé dans les couches InAsSb présentant un puits de potentiel profond.

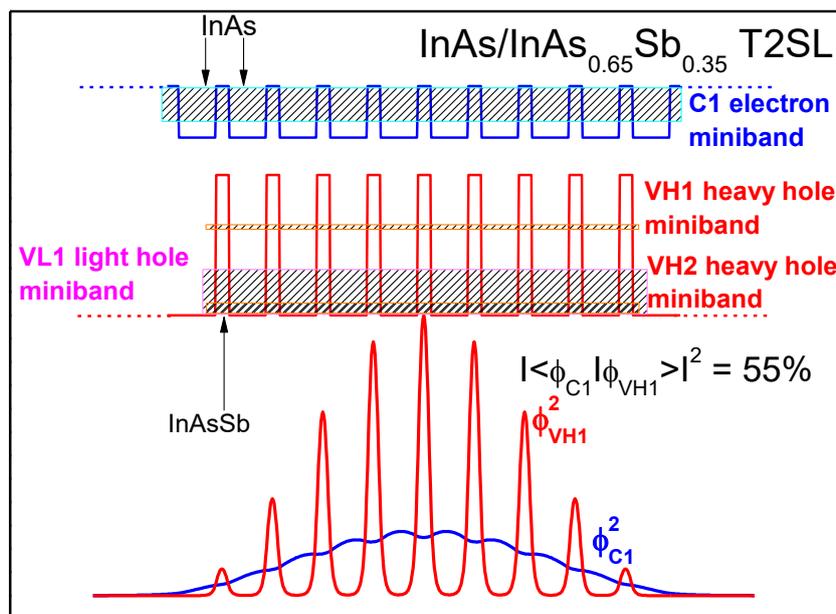


Figure 38 : Diagramme en énergie du T2SL InAs/InAsSb (Ga-free) et probabilité de présence associée aux niveaux fondamentaux des deux minibandes de trous lourds et d'électrons.

2.1.1.3. Comparaison des deux superréseaux

Premièrement, probablement du fait de la présence de défauts natifs au Gallium dans le T2SL InAs/GaSb, la durée de vie des porteurs est pénalisée [73], contrairement à celle dans le T2SL InAs/InAsSb [79] [80].

De plus, le T2SL InAs/GaSb est de type II broken gap tandis que le T2SL InAs/InAsSb est de type II. Pour ce dernier, ses niveaux de pièges sont dans les bandes permises et non dans la bande interdite [129], ce qui le rend plus tolérant aux défauts (Figure 39). Cela permet de réduire la densité de centres de recombinaison SRH, et ainsi d'augmenter la durée de vie des porteurs minoritaires. Le courant d'obscurité est donc amélioré [74].

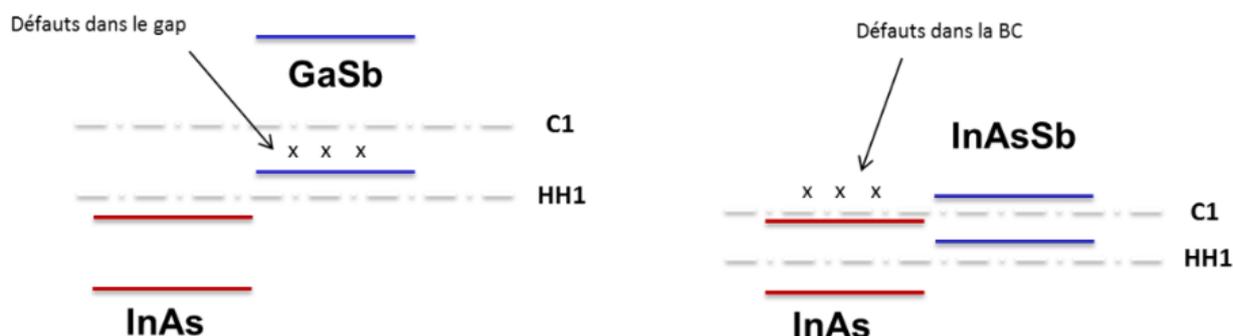


Figure 39 : Localisation des défauts dans un SR InAs/GaSb et dans un SR InAs/InAsSb [130].

La durée de vie des porteurs dans un superréseau est gouvernée par des mécanismes radiatifs et non radiatifs. Dans le cas idéal, la durée de vie radiative, intrinsèque au matériau, est la composante limitante du temps de vie. En revanche, cette durée de vie est dégradée par des mécanismes non radiatifs, du fait de la présence de défauts dans le matériau : la durée de vie SRH (par la présence de pièges SRH) ou la durée de vie Auger (limitante à haute température et pour des dopages élevés, dès 10^{16} cm^{-3}) [131]. Ici, dans le MWIR, la durée de vie est meilleure dans le T2SL InAs/InAsSb (de l'ordre de plusieurs microsecondes [74] [132] contre une centaine de nanosecondes pour le T2SL InAs/GaSb [127]). Ainsi, le courant d'obscurité ($J_{obs} \propto \frac{1}{N_D \tau}$) est plus faible pour le SR InAs/InAsSb.

En revanche, le T2SL InAs/InAsSb possède un inconvénient majeur notamment dans la gamme spectrale **LWIR**, par rapport au T2SL InAs/GaSb : un faible coefficient d'absorption [79]. En effet, pour réaliser un SR opérant dans le LWIR, il est nécessaire d'augmenter la période du superréseau, ce qui a pour effet de réduire le recouvrement des fonctions d'onde des porteurs et ainsi le coefficient d'absorption est plus faible. Dans le LWIR ($\lambda_c = 8 \mu\text{m}$), le coefficient d'absorption est de 1250 cm^{-1} avec le T2SL InAs/GaSb et seulement de 700 cm^{-1} avec le T2SL InAs/InAsSb [133].

Finalement le choix entre les deux types de superréseau avec structure à barrière dépend du domaine d'application et de la bande spectrale considérée : Dans le MWIR, le détecteur InAs/InAsSb en configuration XBn présente des performances optimales, mais dans le LWIR, le détecteur InAs/GaSb en configuration XBp reste à priori, le plus performant.

2.1.2. Schéma des trois structures superréseaux

Trois structures différentes à base de superréseaux (Figure 40) ont été utilisées dans ces travaux pour observer et comprendre l'impact des radiations sur les SR :

- Structure p-i-n : T2SL InAs/GaSb opérant dans le MWIR.
- Structure à barrière : T2SL InAs/GaSb en configuration XBp fonctionnant dans le LWIR.
- Structure à barrière : T2SL InAs/InAsSb en configuration XBn opérant dans le MWIR.

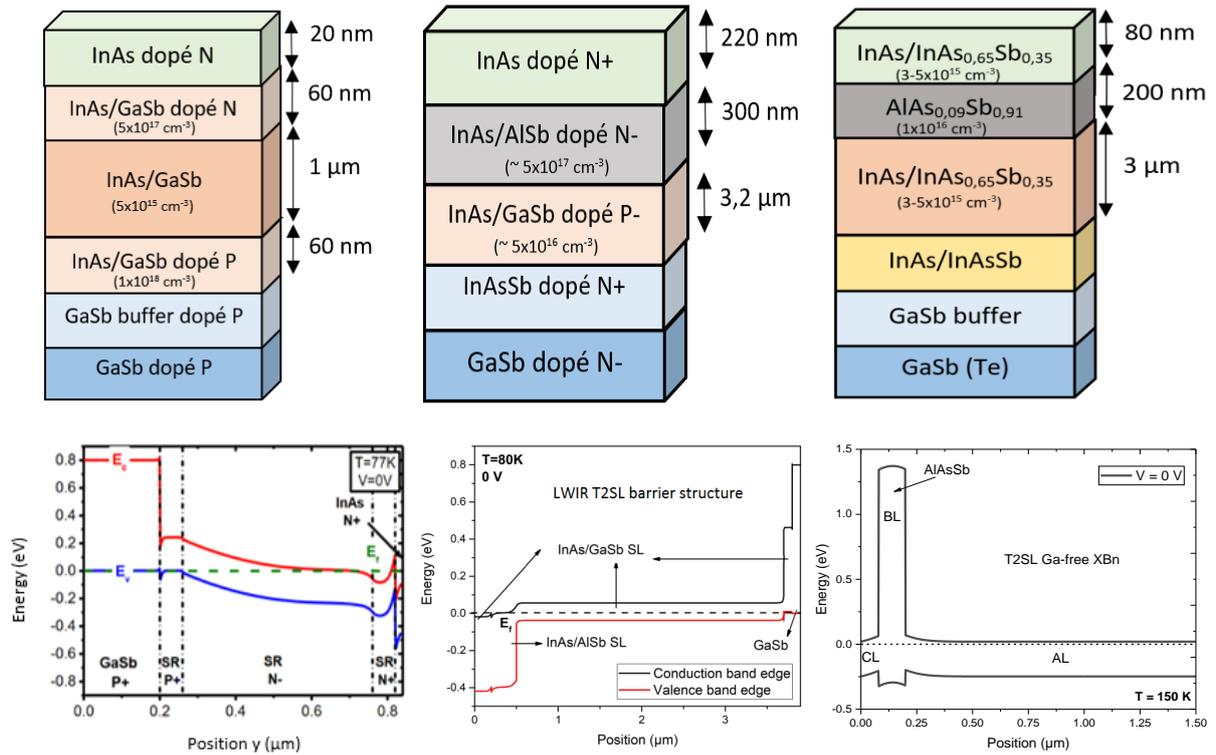


Figure 40 : p-i-n MWIR InAs/GaSb (à gauche), XBp LWIR InAs/GaSb (au centre), XBn MWIR InAs/InAsSb (à droite) et leur diagramme de bande associé à tension nulle.

Ces structures détectrices ont été réalisées dans le cadre de précédentes thèses effectuées à l'IES : Les structures p-i-n MWIR InAs/GaSb proviennent de la thèse de Marie Delmas [69], les structures XBp LWIR InAs/GaSb sont issues de la thèse de Rodolphe Alchaar [108] et les structures XBn MWIR InAs/InAsSb sont les dernières structures réalisées dans le cadre de la thèse de Maxime Bouschet [132].

Il existe des variantes au niveau de l'épaisseur de la couche d'absorption (AL), pour les détecteurs InAs/GaSb. Les différentes épaisseurs de AL utilisées dans ces travaux sont données dans le Tableau 3 :

	Détecteur InAs/GaSb p-i-n MWIR			Détecteur InAs/GaSb XBp LWIR			
Épaisseurs de l'AL	0,5 μm	1 μm	4 μm	1,5 μm	3,2 μm	3,5 μm	5,5 μm

Tableau 3 : Épaisseurs de la couche d'absorption pour les détecteurs Ga-containing.

Une mesure de photoluminescence (PL) en température permet d'extraire les paramètres de Varshni $E_g(0)$, α et β . Cette mesure a été réalisée dans [69] pour les p-i-n (Figure 41), [108] pour les XBp (Figure 42) et [132] pour les XBn (Figure 43). Une fois les paramètres de Varshni extraits, il est possible de calculer l'énergie du gap en température, grâce à la relation [134] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (24)$$

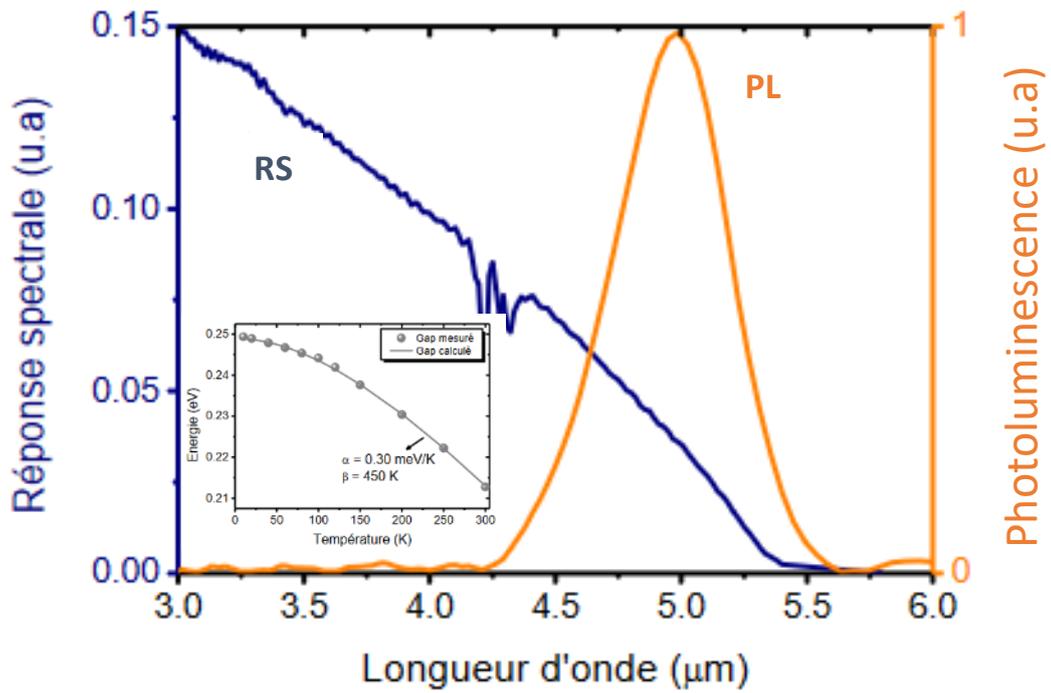


Figure 41 : Photoluminescence et réponse spectrale du détecteur p-i-n MWIR InAs/GaSb et évolution du gap d'énergie en température [69].

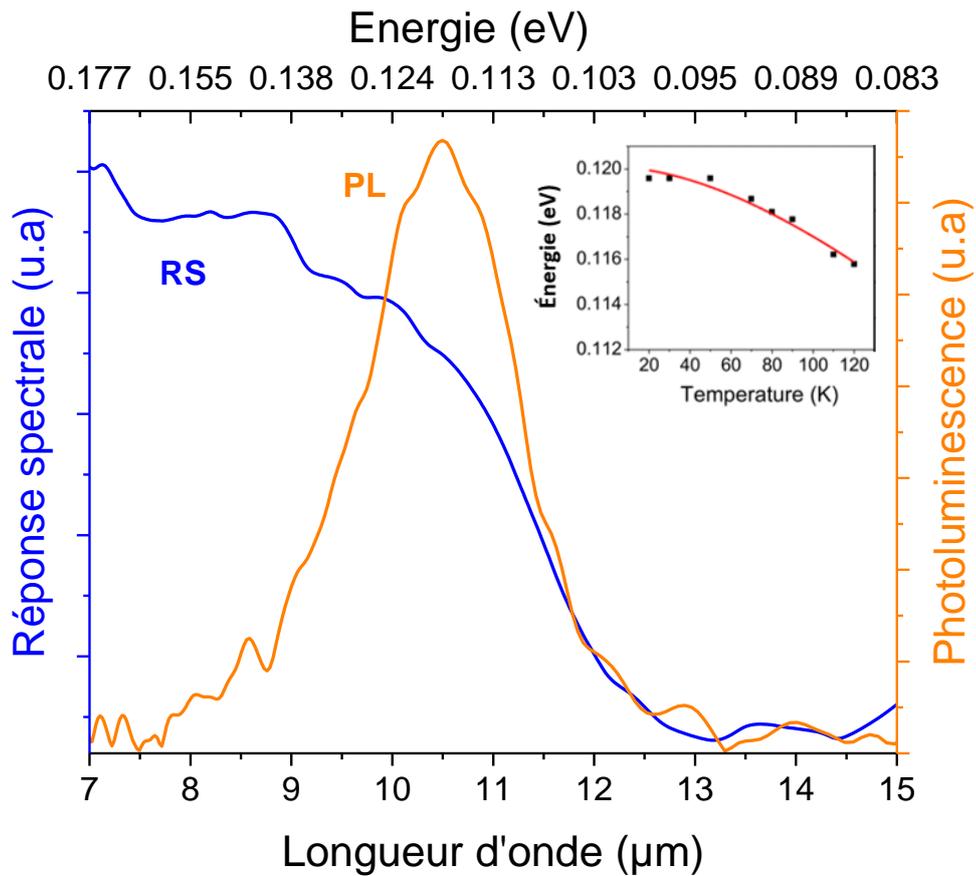


Figure 42 : Photoluminescence et réponse spectrale du détecteur XBP LWIR InAs/GaSb et évolution du gap d'énergie en température [108].

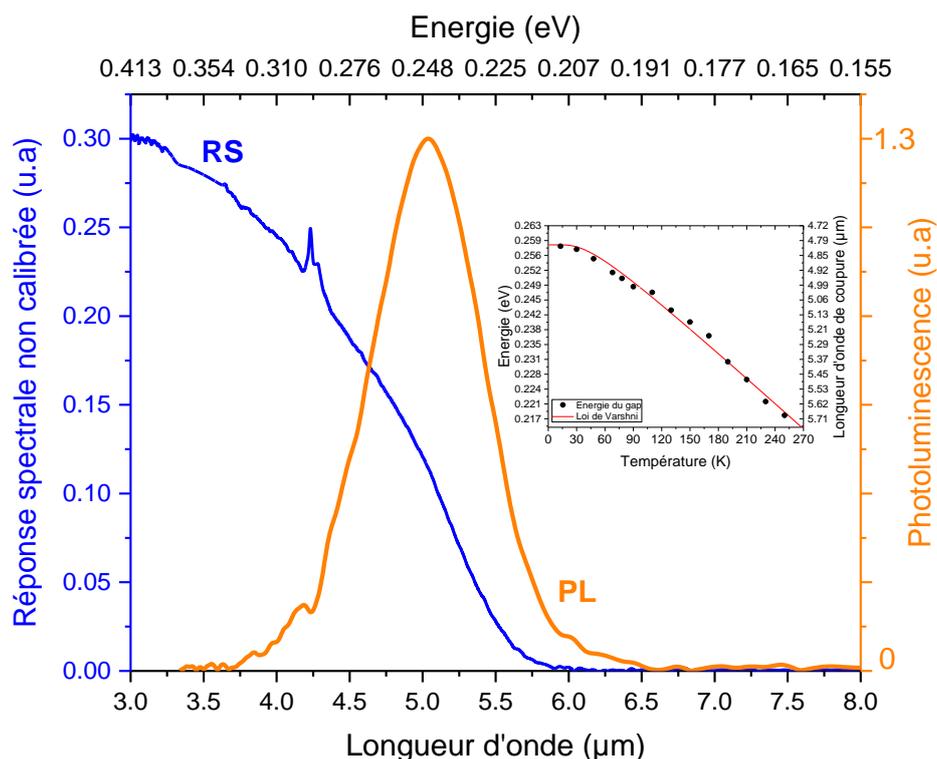


Figure 43 : Photoluminescence et réponse spectrale du détecteur XBN MWIR InAs/InAsSb et évolution du gap d'énergie en température [132].

Les données extraites pour chacune des trois structures sont données dans le [Tableau 4](#).

	InAs/GaSb p-i-n MWIR	InAs/GaSb XBp LWIR	InAs/InAsSb XBN MWIR
$E_g(0)$	0,25 eV	0,12 eV	0,258 eV
α	0,30 meV/K	$1,18 \times 10^{-4}$ eV/K	$2,013 \times 10^{-4}$ eV/K
β	450 K	286 K	117,6 K
$E_g(T)$	0,245 eV à 100 K	0,117 eV à 100 K	0,241 eV à 150 K
λ_c	$\sim 5 \mu\text{m}$ à 100 K	$\sim 11 \mu\text{m}$ à 100 K	$\sim 5 \mu\text{m}$ à 150 K

Tableau 4 : Paramètres de Varshni, énergie du gap et longueur d'onde de coupure associée pour les trois détecteurs.

Mon travail de thèse n'est pas dédié à la croissance des matériaux ni au processus de fabrication des diodes, cependant, il me semble important de présenter brièvement ces techniques qui permettent de fabriquer les échantillons, irradiés par la suite.

2.1.3. Croissance d'une structure superréseau

2.1.3.1. Principe de l'épitaxie par jet moléculaire et processus de fabrication

Il existe différentes techniques pour réaliser la croissance des matériaux, cependant, l'épitaxie par jets moléculaires (EJM) reste la méthode la plus utilisée pour fabriquer des détecteurs à superréseaux. La méthode par épitaxie (du latin *epi* = sur et *taxi* = arrangement) consiste à faire croître un cristal, couche par couche, sur un second cristal (GaSb dans cette étude) qu'on nomme « substrat ». Les matériaux choisis pour la croissance par MBE sont soit évaporés soit sublimés, formant un « jet » qui se propage dans le bâti sous ultravide (10^{-10} Torr). Deux paramètres permettent de contrôler la croissance du cristal : la température du substrat et la valeur des flux des matériaux considérés. Grâce à cette technique de croissance dite lente (vitesse inférieure à $1 \mu\text{m/h}$), il est possible d'obtenir des couches très minces avec une grande précision et des vitesses de croissance maîtrisées. La croissance par MBE permet de réaliser des structures très complexes que sont les superréseaux. Les conditions de croissance optimales des superréseaux sont précisées dans de précédentes thèses [68] [135]. La Figure 44 présente le bâti d'épitaxie par jet moléculaire à l'IES avec lequel on réalise la croissance des détecteurs à superréseaux.

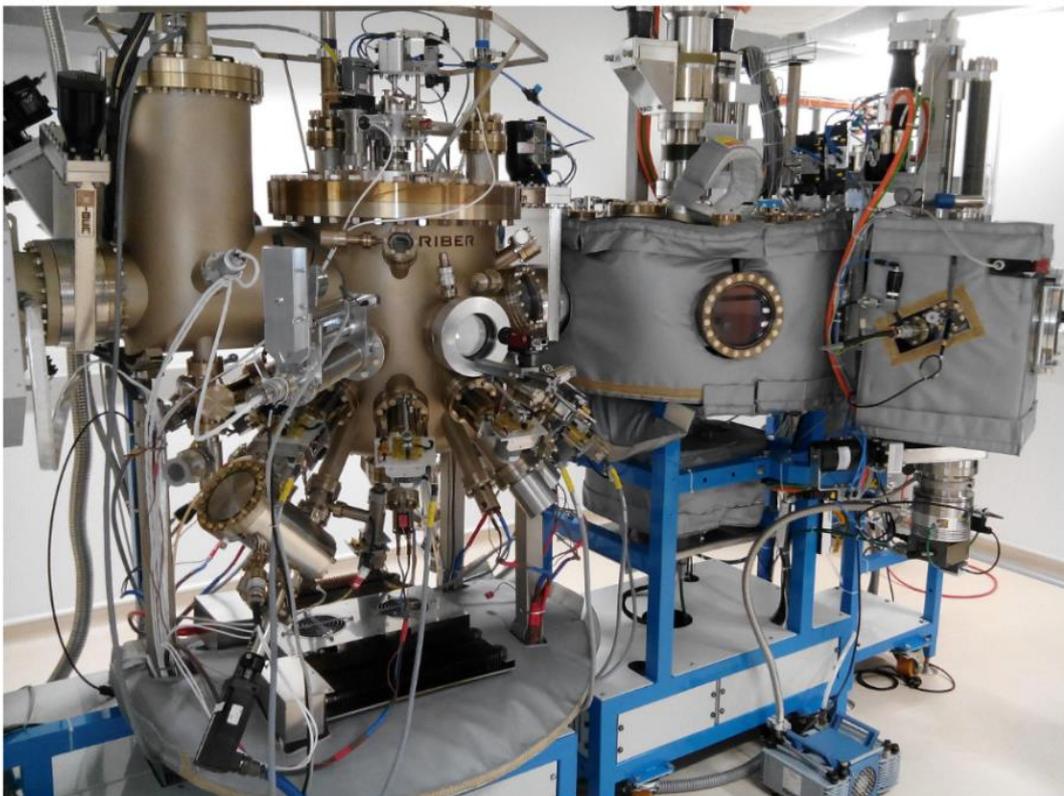


Figure 44 : Bâti d'épitaxie par jet moléculaire (EJM) RIBER 412, à l'Institut d'Électronique et Systèmes, pour la croissance des structures à superréseaux.

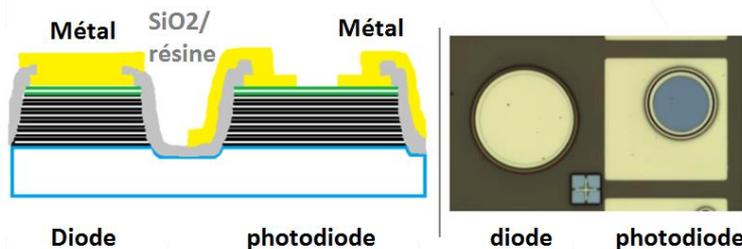
Les deux superréseaux InAs/GaSb et InAs/InAsSb sont réalisés sur substrat GaSb, qui correspond à la famille $6,1 \text{ \AA}$. Chacun d'eux est dit à « contrainte compensée » *i.e.* leur paramètre de maille cristalline peut être ajusté à celui du substrat GaSb, en variant les épaisseurs des couches constituant le SR. Le Tableau 5 présente les épaisseurs de chacun des matériaux des trois structures considérées.

	InAs/GaSb (MWIR)	InAs/GaSb (LWIR)	InAs/InAs _{0,65} Sb _{0,35} (MWIR)
Période du SR	3,3 nm	6,6 nm	5,5 nm
Matériau 1	$e_{\text{InAs}} = 2,1$ nm	$e_{\text{InAs}} = 4,5$ nm	$e_{\text{InAs}} = 4,1$ nm
Matériau 2	$e_{\text{GaSb}} = 1,2$ nm	$e_{\text{GaSb}} = 2,1$ nm	$e_{\text{InAsSb}} = 1,4$ nm
λ_c à $T_{\text{fonctionnement}}$	5 μm à 80 K	11 μm à 80 K	5 μm à 150 K

Tableau 5 : Périodes des superréseaux InAs/GaSb et InAs/InAsSb, permettant d'obtenir les énergies de gap souhaitées.

Les détails de fabrication de la structure InAs/GaSb (MWIR) sont donnés dans la référence [69]. Ceux de la structure InAs/GaSb (LWIR) sont illustrés dans la référence [108] et ceux de la structure InAs/InAsSb (MWIR) sont expliqués dans la référence [132].

Après avoir réalisé la croissance du superréseau, des caractérisations structurales permettent de valider la qualité cristalline du photodétecteur (diffraction aux rayons X, microscopie à force atomique). Ces caractérisations sont complétées par des mesures de photoluminescence (PL) et PL résolue en temps (TRPL). Puis, un processus technologique de fabrication en salle blanche est réalisé afin d'obtenir les différentes diodes de test. Toutes ces étapes ne sont pas décrites dans ce manuscrit, mais, pour le lecteur intéressé, elles sont détaillées dans [68] [108] [132]. La Figure 45 présente la structure des diodes et des photodiodes. Si les diodes ont une couche de métal (Ti/Pt/Au) de 200 nm d'épaisseur recouvrant leur zone de détection, elles sont dites « aveugles ».

Figure 45 : Structures des diodes aveugles et des photodiodes (La diode a un diamètre de 310 μm et la photodiode, un diamètre de 210 μm).

2.1.3.2. Deux types de passivation/protection

La passivation est réalisée soit par un diélectrique soit par de la photorésine, dont l'épaisseur est de 1,7 μm . Le diélectrique permet de compléter les liaisons pendantes [136]. La photorésine correspond uniquement à une couche de protection, le protocole est plus accessible et elle n'est utilisée que dans les échantillons de test. Les matrices de détecteur à base de superréseaux possèdent une passivation diélectrique. Dans ces travaux, nous considérons uniquement des mono-éléments, donc la plupart des échantillons sont protégés avec de la photorésine, car ils sont encore à l'étude. Quelques échantillons ont une passivation diélectrique et cela nous permettra de voir l'influence de la passivation sur les SR sous irradiations.

Composition chimique de la photorésine : La photorésine utilisée est la *résine positive AZ1518*. Elle se compose de différentes substances chimiques qui sont répertoriées dans le Tableau 6 [137].

Composition chimique	Concentration	CAS-n°
1-Methoxy-2-propanol acetate	70 % - 75 %	108-65-6
Cresol novolac resin	20 % - 25 %	117520-84-0
Diazonaphthoquinonesulfonic ester	5 % - 10 %	68510-93-0

Tableau 6 : Composition chimique de la photorésine AZ518 positive.

- Le 1-Methoxy-2-propanol acetate (ou PGMEA) [138] correspond à un éther de glycol de type P (dérivé du propylène-glycol). Il est utilisé comme solvant anthropique, à base de composés organiques volatils. Sa formule est $C_6H_{12}O_3$.
- La résine crésol novolac [139] est un polymère phénolique à base d'atomes de carbone, d'oxygène et d'hydrogène.
- Le DiazoNapphtoQuinone (DNQ) [140] est un dérivé diazoïque de la naphtoquinone. C'est donc un réactif important dans les technologies de photorésine dans le domaine des semi-conducteurs. Sa formule est $C_{10}H_6N_2O$.

Ainsi la résine, utilisée pour protéger les échantillons irradiés, est une forme de polymères de synthèse organiques. Les polymères sont plus sensibles aux radiations que les matériaux inorganiques : leur conductivité thermique et leur conductivité électrique sont plus faibles. Sous irradiation, les propriétés mécaniques des polymères sont modifiées (taille de la chaîne organique, résistance à la traction plus faible, scission de la chaîne organique...) [141].

Le diélectrique SiO_2 : Le SiO_2 s'obtient à partir d'une oxydation thermique du silicium. Son gap d'énergie est de 8,9 eV, ce qui montre son caractère isolant. Sa constante diélectrique relative reste faible (3,9) par rapport à celle de la photorésine [142].

Des charges fixes sont localisées à l'interface semi-conducteur/ SiO_2 . Ces charges sont attribuées à des excès de silicium figés à la fin du processus d'oxydation [143]. Sous irradiation, des charges à l'interface entre le semi-conducteur et le diélectrique peuvent être piégées, ce qui dégrade notamment le courant d'obscurité de surface [144]. Le comportement du diélectrique est plutôt bien connu sous irradiation.

Une fois la croissance des couches épitaxiées réalisée ainsi que les étapes de fabrication des diodes et photodiodes, le photodétecteur à superréseau est prêt à la caractérisation électrique. La Figure 46 représente la surface du superréseau avec des photodiodes (P1, P2, P3 et P4) et des diodes qui sont des « diodes aveugles » (C1, C2, C3 et C4) dont leur diamètre varie de $310 \mu m$ à $60 \mu m$. Le SR est monté sur un PLCC (68 Pin Leadless Chip Carrier).

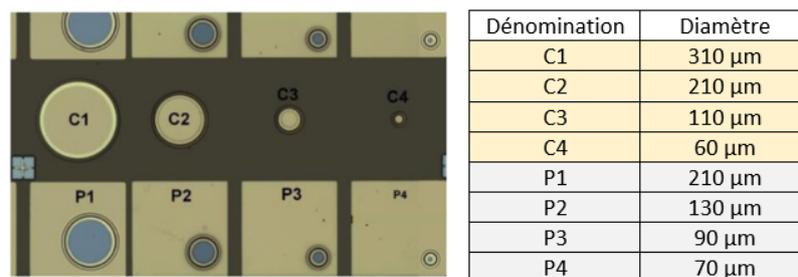


Figure 46 : Surface d'un échantillon à superréseau fabriqué à l'IES avec ses diodes (C) et photodiodes (P) de différentes tailles, dont leurs dimensions sont recensées dans le tableau à droite.

2.2. Mesures électriques

Afin de quantifier la dégradation des photodiodes et diodes aveugles après irradiation (protons, photons γ), des caractérisations électriques sont réalisées. Cela nous permet d'observer l'évolution des performances des diodes et photodiodes en densité de courant, en résistance dynamique et en capacité-tension. Ces caractérisations sont faites, dans un premier temps, dans une station sous pointes, qui permet de réaliser une cartographie des performances des diodes d'un échantillon. Puis, une fois les meilleures diodes sélectionnées, elles sont câblées en salle blanche et insérées dans un cryostat de laboratoire, pour réaliser les mesures électriques pendant les différentes irradiations.

2.2.1. Dans une station sous pointes

2.2.1.1. Banc de test de mesures

La première étape est d'utiliser une station sous pointes, reliée à une pompe (composée d'une pompe primaire et d'une pompe turbo) [145] et à un compresseur d'hélium en circuit fermé [146]. À 300 K, il est possible d'atteindre un vide de 10^{-5} Torr dans la chambre à vide. Puis, à basse température, le vide obtenu est de 10^{-6} / 10^{-7} Torr (80 K). Une vanne permet de maintenir le vide à l'intérieur, à l'arrêt de la pompe. Un système de résistance chauffante permet par la suite d'obtenir une régulation en température de 300 K à environ 80 K. La station sous pointes comprend quatre pointes qui sont placées directement sur les reperts de contacts métalliques des diodes. Des mesures de courant d'obscurité sont ainsi possibles grâce à l'ouverture et la fermeture d'un hublot au-dessus de la chambre à vide.

Le banc de test expérimental de mesures réalisées dans la station sous pointes est présenté à la [Figure 47](#). On peut également y voir un échantillon de test mesuré à l'aide des pointes.

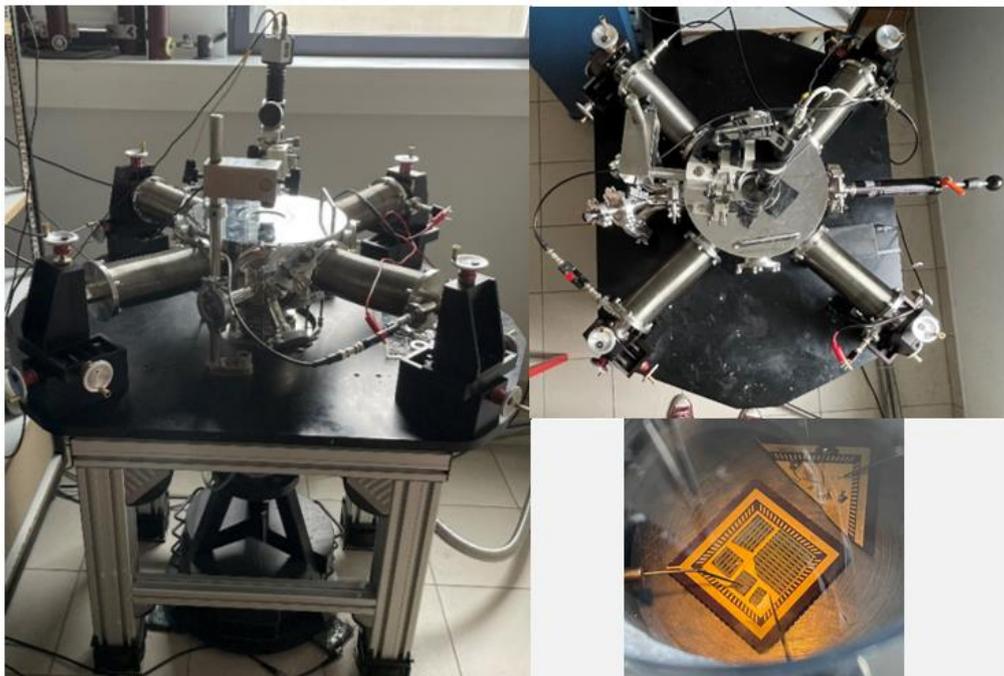


Figure 47 : Station sous pointes avec un échantillon sur PLCC à caractériser.

2.2.1.2. Mesures en densité de courant d'obscurité et résistance dynamique

Afin de réaliser une mesure J-V, un balayage en tension est appliqué sur l'une des pointes et une seconde permet de récolter la valeur en courant qui en résulte. Grâce à la mesure J-V, on peut en extraire la résistance dynamique associée, calculée à l'aide de la relation :

$$R_d A = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)^{-1} \quad (25)$$

La résistance dynamique en fonction de la tension (et notamment ses extrema locaux) nous permet ainsi de déterminer les différents régimes de fonctionnement d'une diode (Figure 48).

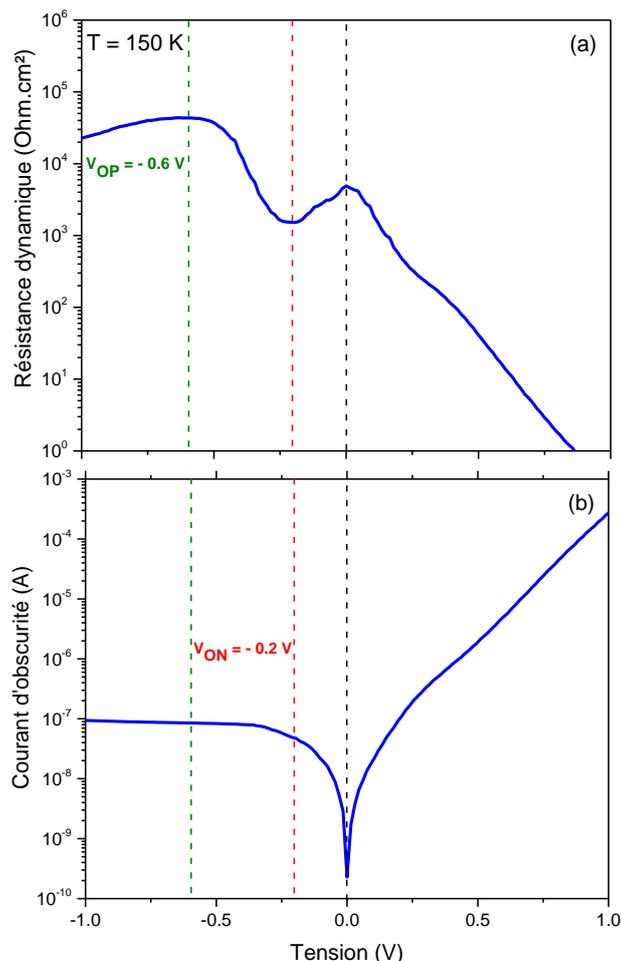


Figure 48 : Exemple de mesure J-V sur une structure à barrière XBn : Résistance dynamique (a) obtenue à partir du courant d'obscurité (b) mesuré à 150 K sur une diode ($\Phi = 350 \mu\text{m}$). La tension nulle correspond au trait noir, la tension d'établissement V_{ON} est représentée par le trait rouge et la tension d'opération V_{OP} correspond au trait vert.

Dans le cas d'un photodétecteur avec une structure à barrière :

À $V = 0 \text{ V}$, le transport des porteurs minoritaires est bloqué par une barrière de potentiel non souhaitée ou « offset de bande » dans la bande de valence (respectivement la bande de conduction) pour les détecteurs InAs/InAsSb (respectivement les détecteurs InAs/GaSb). Le courant est **minimal** tandis que la résistance dynamique est **maximale**.

Pour collecter les premiers porteurs minoritaires, il est nécessaire d'appliquer une certaine tension (appelée V_{ON} , **tension d'établissement**) en inverse et ainsi contrer cet offset de bande. Cette tension correspond au **premier minimum** de la résistance dynamique.

La barrière de potentiel est alors totalement supprimée lorsque la tension augmente et atteint V_{OP} , la **tension d'opération**. Cette tension correspond au **premier maximum** de la résistance dynamique. À la tension V_{OP} , la collecte des porteurs minoritaires est optimale.

Le V_{ON} et le V_{OP} doivent être le plus faible possible pour un meilleur fonctionnement du détecteur. De plus, les offsets de bande dépendent à la fois des matériaux constitutifs de la couche d'absorption et de la couche barrière, et aussi de leur niveau de dopage.

2.2.1.3. Mesures en capacité-tension

Après une irradiation, les dopages des couches du superréseau peuvent être modifiés [105]. La caractérisation capacité-tension permet d'extraire les valeurs de dopage des couches. Plus le diamètre de la diode est grand, plus les effets de capacités parasites sont réduits. Cette caractérisation C-V est réalisée sur des diodes préalablement choisies grâce à la mesure J-V pour en connaître ses performances en densité de courant (Figure 49 (a)).

Une jonction avec une présence de champ, peut être assimilée à une capacité C, mesurée à une tension donnée, suivant la relation :

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{\varepsilon A}{W} \quad (26)$$

Avec :

- ε la permittivité du semi-conducteur,
- A l'aire de la diode,
- W la largeur de la zone d'espace créée à la jonction considérée. La largeur de la zone d'espace varie avec la tension appliquée aux bornes de la diode (10).

À la jonction, à tension nulle, le champ électrique est confiné dans la barrière. Puis, quand une tension est appliquée, le champ électrique peut s'étaler dans la couche d'absorption. C'est cette présence de champ électrique à la jonction qui crée un condensateur plan.

L'inverse au carré de la capacité surfacique permet d'extraire le dopage des différentes couches (couche d'absorption et couche barrière), grâce à (27). Le coefficient de la pente (Figure 49 (b)) noté « a » permet d'extraire le dopage des couches N_{res} (28) :

$$\frac{A^2}{C^2} = \frac{W^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = \frac{2 \times V_d}{q \varepsilon_0 \varepsilon_r N_{res}} - \frac{2}{q \varepsilon_0 \varepsilon_r N_{res}} V \quad (27)$$

$$a = \frac{2}{q \varepsilon_0 \varepsilon_r N_{res}} \quad (28)$$

On trouve ainsi :

$$N_{res}(BL) = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_{res}(AL) = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

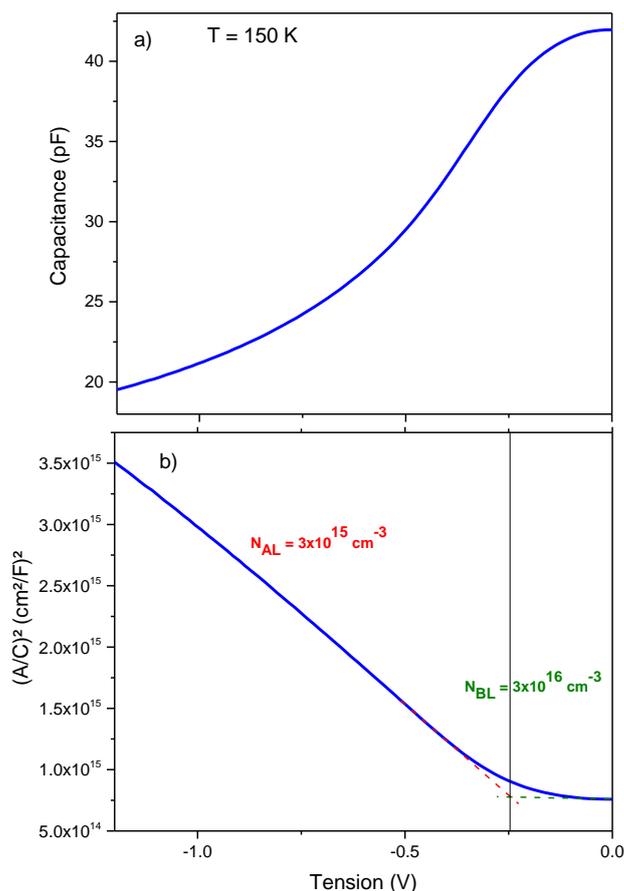


Figure 49 : Exemple de mesure C-V sur une structure à barrière XBn : Inverse de la capacité surfacique au carré (b) obtenu grâce à la capacité (a) mesurée sur une diode aveugle ($\Phi = 350 \mu\text{m}$) à 150 K en fonction de la tension appliquée.

2.2.2. Dans un cryostat

Afin de réaliser les tests d'irradiation à température cryogénique, un cryostat du CNES a été utilisé (Figure 50). Ce setup expérimental a été utilisé pour les campagnes d'irradiations aux protons et aux photons γ . Le principe est le même que dans la station sous pointes pour mettre sous vide le cryostat. Une pompe composée d'une pompe primaire et également d'une pompe turbo permet d'atteindre un vide de $10^{-6}/10^{-7}$ Torr. En revanche, pour obtenir des températures cryogéniques, de l'azote liquide est directement versé dans le cryostat, dans une chambre isolée (en vert sur la Figure 50), qui peut contenir jusqu'à 3,5 L. Cette chambre d'azote est reliée à un doigt froid en cuivre (en rouge sur la Figure 50) où sont directement placés les échantillons à irradier. Afin de connaître et de réguler la température du cryostat, on utilise un contrôleur de température (TC Lakeshore 336) avec une thermistance PT100 (détecteur de température à résistance avec $R = 100 \Omega$ à 0°C) et un système de résistances chauffantes.

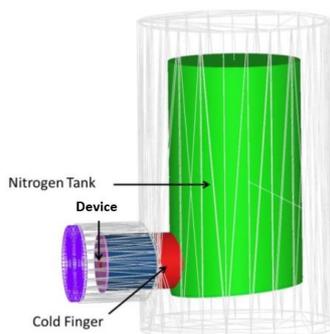


Figure 50 : Cryostat du CNES schématisé [147].

La régulation en température du cryostat est très rapide (Figure 51). Pour une consigne de 150 K, cette valeur est atteinte de manière stable, au bout de **5 minutes**.

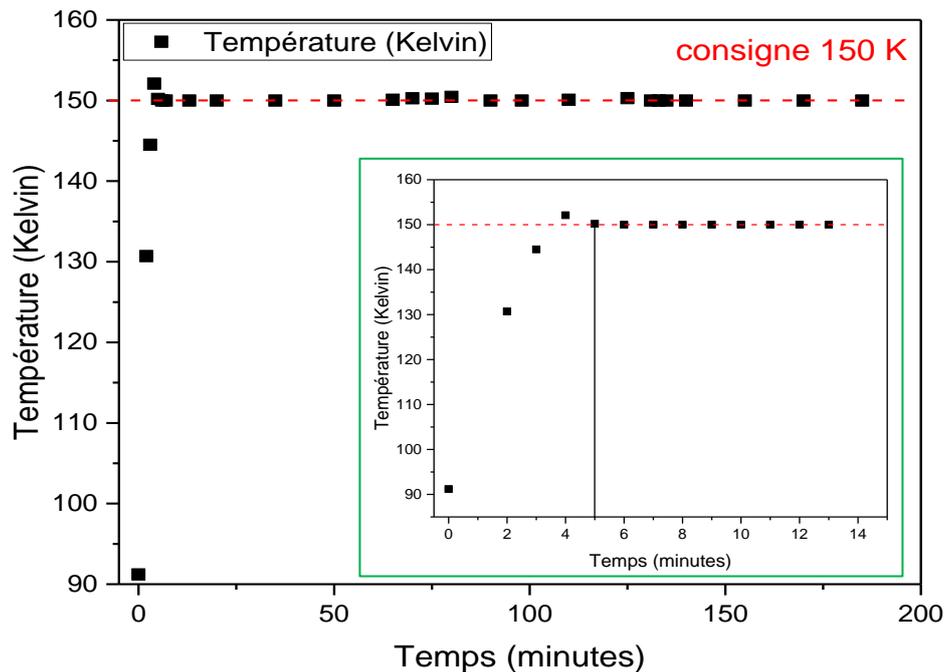


Figure 51 : Régulation en température pour une consigne à 150 K.

La Figure 52 présente les différentes étapes de la mise en préparation du cryostat pour les irradiations.

- Câblage des échantillons dans le cryostat.
- Pompage du cryostat.
- Mise en froid du cryostat.



Figure 52 : Préparation du cryostat pour une campagne d'irradiation.

Des caractéristiques J-V et C-V peuvent être réalisées sur les échantillons placés dans le cryostat. Les échantillons sont, au préalable, câblés en salle blanche avec un fil d'or de 50 μm de diamètre, afin d'assurer un contact électrique entre le report de contact de la diode et les pistes du PLCC. De plus, un câble de 10 mètres est nécessaire, il permet de déporter les mesures du cryostat, placé dans la pièce d'irradiation et donc non accessible pendant l'irradiation.

2.3. Irradiation aux protons

2.3.1. Présentation du lieu d'irradiation

Les irradiations aux protons ont été réalisées à l'Université Catholique de Louvain (UCL), en Belgique. Le cyclotron de Louvain La Neuve (nommé CYCLONE) accélère différents types d'ions qui peuvent être utilisés pour la caractérisation de composants électroniques sous irradiations : il est possible d'utiliser :

- Un faisceau d'ions lourds (**HIF : Heavy Ion Facility**) notamment pour voir l'effet des SEE sur les transistors électroniques par exemple.
- Un faisceau d'ions légers (**LIF : Light Ion Facility**) avec des protons ([Figure 53](#)).

Le LIF, dont la source est anisotrope, a été utilisé lors des différentes campagnes d'irradiation, réalisées dans le cadre de ma thèse. L'UCL assure une homogénéité de l'arrivée des protons sur une surface de 8 cm de diamètre. Les échantillons reçoivent donc la même quantité de protons. Le flux de protons est de 2×10^8 protons/(cm².s) et il est mesuré à l'aide d'une chambre de transmission, placée entre la source et l'élément à irradier. Un programme à distance contrôle l'irradiation en indiquant spécifiquement l'énergie des protons souhaitée, la fluence et le temps nécessaire pour atteindre cette fluence.



Figure 53 : Pièce d'irradiation aux protons.

Les différentes campagnes de protons ont eu leurs propres objectifs. Elles sont répertoriées dans le [Tableau 7](#).

Date	Échantillons irradiés par des protons
29 septembre 2020	InAs/GaSb XBp LWIR dans le cryostat à 100 K Énergie de protons : 60 MeV
27 avril 2021	InAs/GaSb p-i-n MWIR dans le cryostat à 100 K 2 énergies de protons : 60 MeV et 30 MeV
23 novembre 2021	InAs/GaSb p-i-n MWIR dans le cryostat à 100 K InAs/GaSb p-i-n MWIR hors cryostat à 300 K Énergie de protons : 60 MeV
24 mai 2022	InAs/GaSb p-i-n MWIR dans le cryostat à 100 K polarisé ou non InAs/GaSb p-i-n MWIR hors cryostat à 300 K Énergie de protons : 60 MeV
28 février 2023	InAs/InAsSb XBn MWIR dans le cryostat à 150 K polarisé ou non InAs/InAsSb XBn MWIR hors cryostat à 300 K InAs/GaSb XBp LWIR hors cryostat à 300 K Énergie de protons : 60 MeV

Tableau 7 : Les différentes campagnes d'irradiation.

2.3.2. Pouvoir d'arrêt des protons

L'irradiateur peut fournir des protons allant jusqu'à 62 MeV. Deux énergies initiales de protons sont considérées dans ces travaux : 62 MeV et 30 MeV. Cette énergie diminue avec la distance parcourue, selon la loi de Beer-Lambert. Les échantillons sont placés à 1,14 mètre de la source de protons. Lorsqu'ils sont irradiés à basse température, ils sont à l'intérieur du cryostat, à 2,5 centimètres derrière une « fenêtre avant » en aluminium, dont l'épaisseur est de 2 millimètres. Ainsi, avant d'interagir avec nos composants, les protons parcourent une distance de 1,167 mètre, dont 2 millimètres dans la fenêtre en aluminium. Lorsque les échantillons sont irradiés à température ambiante, les protons parcourent uniquement une distance de 1,14 mètre dans l'air ambiant.

Un calcul, réalisé à l'aide du logiciel SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter), nous permet de conclure que les protons arrivent bien sur les composants, et ne sont pas arrêtés sur leur parcours en amont. La [Figure 54](#) nous montre le pouvoir d'arrêt des protons dans l'aluminium et dans l'air ambiant en fonction de l'énergie des protons incidents.

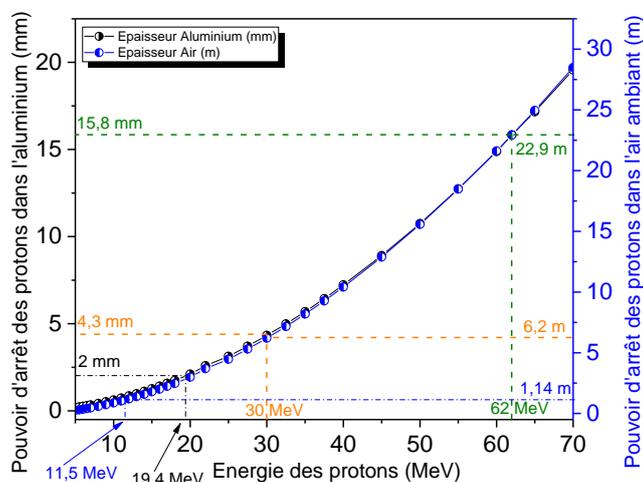


Figure 54 : Pouvoir d'arrêt des protons dans l'aluminium et dans l'air ambiant en fonction de leur énergie.

En considérant des protons de 62 MeV, il faut, soit placer une plaque en aluminium de 15,8 millimètres d'épaisseur entre les composants et la source, soit placer le cryostat à 22,9 mètres de la source, pour que les protons s'arrêtent juste avant les échantillons. Avec des protons de 30 MeV, la distance parcourue est plus faible, et il suffit uniquement d'une plaque en aluminium de 4,3 millimètres ou de placer le cryostat à 6,2 mètres de la source.

Quelles que soient ces deux énergies, les protons atteignent les composants puisque la distance entre la source et le cryostat, comme l'épaisseur de la fenêtre avant, sont bien plus faibles que les valeurs limites, données ci-dessus.

Une analyse de la [Figure 54](#) me permet de constater que, dans la configuration du set-up expérimental utilisé dans mes travaux, :

- Les protons dont l'énergie est inférieure à 19,4 MeV sont arrêtés, lors de l'irradiation réalisée à basse température, puisque les composants sont placés derrière une fenêtre en aluminium d'épaisseur de 2 millimètres.
- Les protons dont l'énergie est inférieure à 11,5 MeV sont stoppés, lors de l'irradiation réalisée à température ambiante, puisque les échantillons sont placés à 1,14 mètre de la source, hors du cryostat.

En considérant les deux énergies de protons de 30 MeV et de 62 MeV, lors d'une irradiation réalisée à basse température, les énergies des protons arrivant à la surface des composants, sont diminuées de 1,4 % tandis que pour une irradiation à température ambiante, elles sont réduites de 0,1-0,2 %. La différence étant très faible, **nous considérons donc par la suite que tous les échantillons sont irradiés à 30 MeV ou à 62 MeV, sans considérer la faible part d'énergie perdue, quelle que soit la température du détecteur lors de l'irradiation.**

Afin d'obtenir des protons avec une énergie de 30 MeV arrivant sur les échantillons dans le cryostat, des atténuateurs sont placés entre la source et le cryostat ([Figure 55](#)). L'objectif est de connaître l'influence de l'énergie des protons sur l'évolution du niveau de courant après irradiation.



Figure 55 : Set up pour obtenir une énergie de protons de 30 MeV arrivant sur le cryostat.

2.3.3. Dose équivalente

Comme étudiée dans le chapitre 1, la dose ionisante correspond au produit entre le LET et la fluence (19). Ainsi, la Figure 56 (a) montre l'évolution décroissante de la TID en fonction de l'énergie des protons. À une énergie donnée (62 MeV dans la Figure 56 (b)), on remarque qu'il existe une relation linéaire entre la fluence de protons et la dose ionisante équivalente.

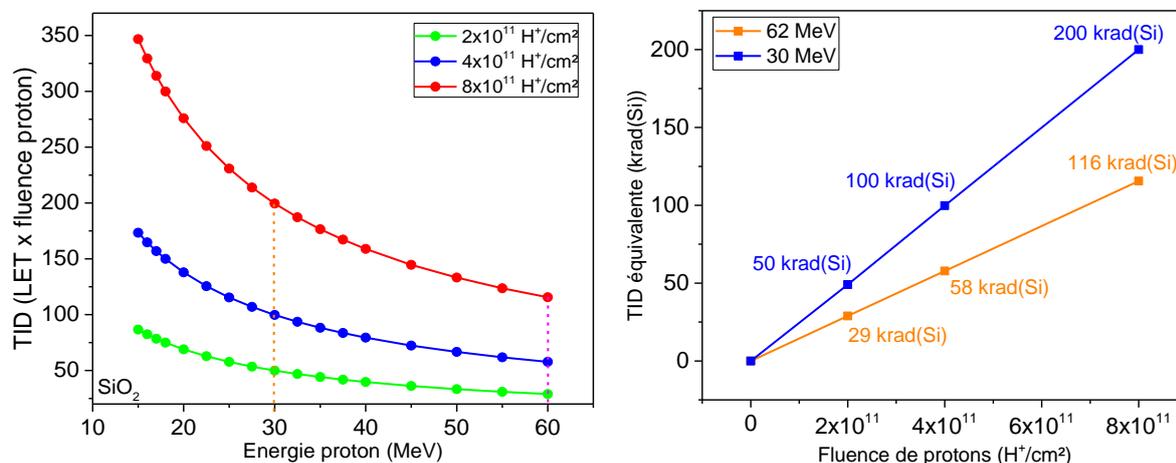


Figure 56 : Évolution de la TID en fonction de l'énergie des protons (a) et équivalence TID avec la fluence des protons (b).

Par exemple, une fluence de $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$ équivaut à 116 krad(Si) pour une énergie de protons de 62 MeV. Notons que cette fluence est élevée pour les applications spatiales. En effet, la Figure 33 nous montre l'ordre de grandeur de la fluence de protons qui se situe autour de $4 \times 10^{10} \text{ p}/\text{cm}^2$, pour certaines missions spatiales réalisées à Airbus Defense & Space. Cependant, dans ces travaux, j'ai choisi cette fluence en termes de fluence maximale pour me placer dans un « pire cas », et bien visualiser les mécanismes entrant en jeu lors d'une irradiation.

La Figure 57 présente le matériel expérimental utilisé lors de la campagne d'irradiation : la source de protons à gauche, les échantillons irradiés à 300 K au centre et les échantillons à l'intérieur du cryostat irradié à température cryogénique à droite.

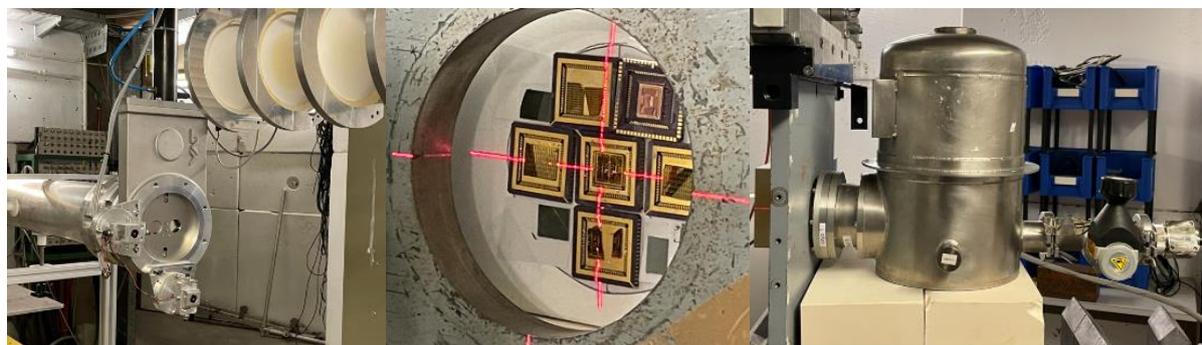


Figure 57 : Source de protons (à gauche), échantillons irradiés à 300 K (au centre), cryostat, irradié à la température cryogénique (correspondant à la température de fonctionnement du détecteur). Les échantillons sont câblés à l'intérieur permettant des mesures à des niveaux intermédiaires (à droite).

2.4. Irradiation aux photons γ

En complément des irradiations aux protons, quelques irradiations aux photons γ ont été également réalisées dans le cadre de cette thèse. L'objectif est de déterminer la part de dose ionisante induite dans les superréseaux. Les photons γ , émis par une source Cobalt, sont à haute fréquence, très énergétiques (autour de 1,25 MeV) mais n'induisent aucun effet de déplacement dans la maille cristalline du superréseau, puisque ces particules sont sans masse. Ils pénètrent plus profondément dans le matériau et étalent ainsi leur dépôt d'énergie contrairement aux protons qui déposent leur énergie très localement.

La Figure 58 présente les pouvoirs de pénétration en fonction du type du rayonnement incident. On remarque que les photons γ sont stoppés par un mur de béton.

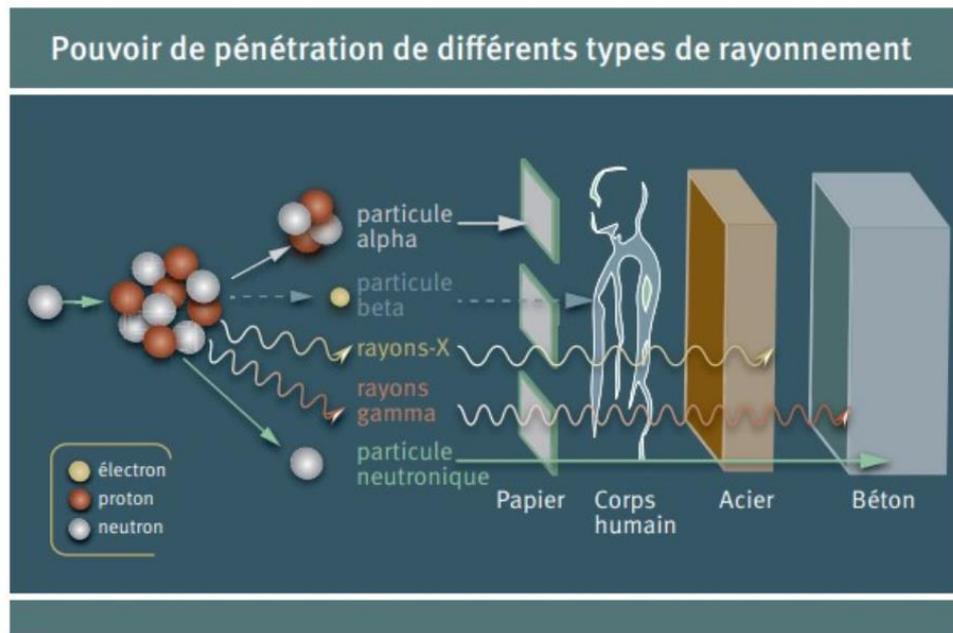


Figure 58 : Pouvoir de pénétration de différents types de rayonnement [148].

2.4.1. Bunker MEGA, ONERA Toulouse

Les irradiations ont été réalisées à l'ONERA à Toulouse, dans le département Physique Instrumentation Environnement Espace (DPHY). Les deux campagnes ont eu lieu en avril 2021 et avril 2022. Elles ont été réalisées au bunker MEGA, qui contient un gammagraphe ACTEMIUM GMA 2500 équipé d'une source Cobalt 60, source isotrope (Figure 59).



Figure 59 : Bunker MEGA (ONERA Toulouse) (a) et Gammagraphe ACTERIUM GMA 2500 du bunker MEGA (b).

Une mesure de débit de dose est nécessaire afin de savoir à quelle distance placer le cryostat par rapport à la source. L'activité de la source variant au cours du temps, cette mesure de débit de dose devait être faite avant chacune des deux irradiations. Un radiamètre RADCAL 2026C (n°260217) avec une sonde de détection de type chambre d'ionisation 20X6-0.6 de 0,6cm³ (n°22053) a été utilisé pour réaliser cette mesure, effectuée dans l'air ambiant. Il est important de définir cette valeur puisque le débit de dose joue un rôle non négligeable sur la quantité de dégradation.

2.4.2. Choix du débit de dose

La sonde de détection a été placée à l'intérieur du cryostat, sur le doigt froid (place des échantillons pendant l'irradiation). Le cryostat a par la suite été positionné devant la source Cobalt 60 pour connaître le débit de dose en fonction de la distance (Figure 60). Le débit de dose est inversement proportionnel au carré de la distance (29) [149]. La source est à 61 cm du sol. La hauteur du cryostat est ajustée pour que le centre de la face avant soit également à 61 cm du sol.

$$D_B = \frac{D_A \times A^2}{B^2} \quad (29)$$

Avec :

- D_A le débit de dose obtenu à la distance A ,
- D_B le débit de dose obtenu à la distance B .

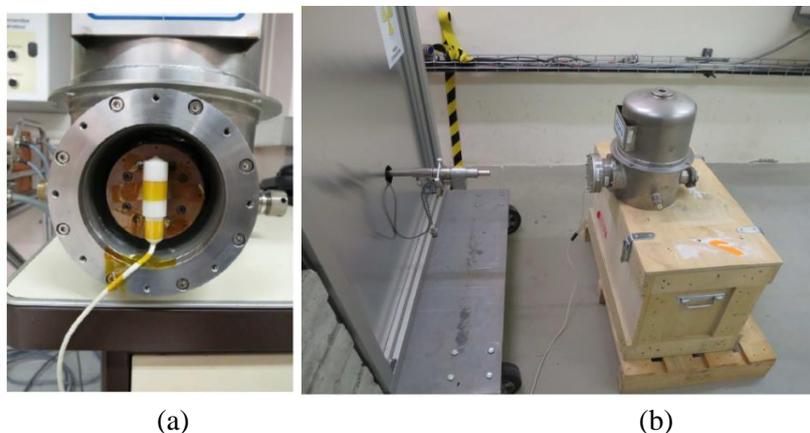


Figure 60 : Sonde de détection placée à l'intérieur du cryostat (a) et cryostat avec la sonde de mesure placé juste devant la source pour connaître le débit de dose en fonction de la distance (b).

Un débit de dose de **22,5 Gy/h** est souhaité au niveau des échantillons, à l'intérieur du cryostat, derrière la fenêtre avant du cryostat de 2 mm d'Aluminium. Cette valeur de débit de dose a été choisie pour des raisons de temps d'irradiation et de dose totale souhaitée (50 krad (Si) soit 507 Gy). Pour cela, le cryostat a été placé à 29,6 cm de l'embout d'éjection du porte-source.

Au cours du temps, l'activité de la source diminue. Entre les deux campagnes réalisées, l'activité de la source est passée de 290 Ci à 255 Ci en 352 jours, soit une diminution de 12 %. La demi-période du Cobalt 60 est de 5,2714 ans. Afin d'obtenir le même débit de dose de 22,5 Gy/h que lors de la première campagne, il a fallu réduire la distance entre l'embout d'éjection de la source et la face avant du cryostat. La [Figure 61](#) représente le set up expérimental de la seconde campagne d'irradiation aux photons γ .



Figure 61 : Cryostat et échantillons irradiés par la source isotrope Cobalt 60 dans le bunker MEGA de l'ONERA.

2.5. Conclusion du Chapitre 2

Dans ce second chapitre, nous avons présenté les deux superréseaux, qui sont considérés par la suite, dans ces travaux de thèse : le T2SL InAs/GaSb (dit « Ga -containing ») et le T2SL InAs/InAsSb (dit « Ga-free »).

Leurs caractéristiques de photoluminescence, de réponse spectrale et de gap d'énergie ont été établis pour chacun des trois détecteurs étudiés, à savoir un composant p-i-n en InAs/GaSb opérant dans le MWIR et deux détecteurs en configuration à barrière, l'un en InAs/GaSb fonctionnant dans le LWIR et l'autre en InAs/InAsSb opérant dans le MWIR.

De plus, la fabrication d'une structure à superréseau est précisée :

- La croissance d'épitaxie par jet moléculaire, réalisée à l'IES, qui permet de réaliser des structures aussi complexes que sont les superréseaux.
- Les couches de protection et de passivation choisies dans le processus de fabrication, réalisées en salle blanche : la photorésine utilisée dans les échantillons de test et le dépôt diélectrique de SiO₂, complétant les liaisons pendantes du cristal à sa surface, permet ainsi une meilleure passivation que la photorésine.

Dans un deuxième temps, les bancs de test de mesures utilisés pour quantifier la dégradation des photodiodes sous irradiation, sont présentés. La station sous pointes et le cryostat m'ont permis de réaliser des mesures courant-tension (J-V) en obscurité, afin de connaître le courant d'obscurité des photodiodes. En station sous pointes, quelques mesures capacité-tension (C-V) ont également été faites dans le cadre des travaux, afin de mesurer une potentielle évolution du dopage des couches de la structure, sous irradiation.

Enfin, en dernière partie, le cadre des campagnes d'irradiation aux protons et aux photons γ est exposé. Plusieurs paramètres doivent être fixés en amont dans le plan de test, comme l'énergie et le flux des particules, la fluence ou le débit de dose. Une variation de ces paramètres peut amener à amplifier ou, à l'inverse, réduire la dégradation du matériau, sous irradiation. Une relation a également été établie entre la dose ionisante et la fluence de protons afin de pouvoir avoir une équivalence entre la DDD et la TID.

Le prochain chapitre est dédié à l'étude des détecteurs T2SL InAs/GaSb sous irradiation.

3 – Chapitre 3 : Étude sur le détecteur InAs/GaSb

Caractérisations du détecteur T2SL InAs/GaSb sous irradiation

Sommaire

3 – Chapitre 3 : Étude sur le détecteur InAs/GaSb.....	75
3.1. Influence des irradiations aux protons sur les détecteurs T2SL InAs/GaSb	76
3.2. Influence de la température du détecteur lors de l’irradiation.....	91
3.3. Influence des propriétés de la structure quantique des T2SL.....	106
3.4. Conclusion du Chapitre 3.....	110

Dans ce chapitre, j’aborde les caractérisations électriques sous irradiation de photodétecteurs mono-éléments. Deux types de composants T2SL InAs/GaSb sont considérés : un échantillon en configuration p-i-n, opérant dans le MWIR et un échantillon en configuration barrière XBp, fonctionnant dans le LWIR. En tant que figure de mérite, l’évolution de leur densité du courant d’obscurité est étudiée sous irradiation.

La première partie est dédiée à l’étude de l’évolution du courant des détecteurs sous irradiation de protons, réalisée dans les conditions proches de celles des missions spatiales. Puis, la température du détecteur pendant l’irradiation est modifiée, et cela a une réelle influence sur la dégradation du courant d’obscurité. J’envisagerai certaines hypothèses pour expliquer les tendances observées. Une irradiation aux photons γ sera réalisée afin d’observer uniquement la contribution de la dose ionisante sur la dégradation du courant, et ainsi permettre de confirmer les tendances observées sous une irradiation aux protons. Enfin, j’étudierai, en troisième partie de ce chapitre, si une variation au niveau du nombre d’interfaces InAs/GaSb ou de la longueur d’onde de coupure a un effet sur la dégradation en courant, après irradiation.

Afin de comprendre davantage les mécanismes mis en jeu pendant l’irradiation, mes observations sont accompagnées, dans plusieurs cas, par des calculs analytiques du courant d’obscurité.

3.1. Influence des irradiations aux protons sur les détecteurs T2SL InAs/GaSb

Les caractéristiques des différents photodétecteurs mono-éléments de T2SL InAs/GaSb sont détaillées dans le [Tableau 8](#) et leurs structures (empilement des couches) sont présentées à la [Figure 40](#).

T2SL InAs/GaSb	Structure p-i-n (MWIR)			Structure à barrière XBp (LWIR)			
Nom de l'échantillon	V1476	V1477	V1611	C577	C695	C696	C697
λ_c (100K) (en μm)	5	5	5	11	11	11.5	13
Couche d'absorption (en μm)	0.5	1	4	3.2	1.5	5.5	3.5
Nombre d'interfaces	151	302	1208	485	227	833	530

Tableau 8 : Caractéristiques des photodétecteurs InAs/GaSb irradiés

Deux détecteurs mono-éléments « de référence », V1476 (en configuration p-i-n dans le MWIR) et C577 (structure à barrière XBp dans le LWIR), en bleu dans le [Tableau 8](#), seront d'abord considérés. Je présenterai les résultats obtenus de ces deux composants sous irradiation aux protons, réalisée à 100 K, leur température de fonctionnement. Puis, je m'intéresserai à l'influence de la température du détecteur lors de l'irradiation, sur les performances de dégradation en courant, notamment en considérant une nouvelle température d'irradiation : 300 K. Enfin, j'observerai l'influence des propriétés de la structure quantique du matériau sous irradiation aux protons, en faisant varier le nombre d'interfaces (*i.e.* le nombre de périodes du SR) et la longueur d'onde de coupure (en considérant les composants V1477, V1611 et C695, C696, C697).

Ces trois axes me permettront ainsi de répondre à plusieurs objectifs. En effet, le but est d'observer l'impact des radiations aux protons sur le courant d'obscurité mais également d'observer l'influence de différents paramètres :

- **Influence de la température du détecteur lors de l'irradiation aux protons.** Je considère le détecteur irradié à sa température de fonctionnement (pour être dans le cas le plus représentatif des missions spatiales) mais j'observe également son comportement lorsqu'il est irradié à température ambiante.
- **Influence de la couche de protection / passivation.** La couche de protection ou de passivation a une incidence directe sur les courants en surface dans un superréseau, ce qui pourrait entraîner une modification dans la contribution de la dose ionisante, sous irradiation. Ainsi, considérer une couche en photorésine ou une couche en diélectrique SiO₂ est un moyen d'observer la présence de la TID en comparant la variation du courant sous irradiation.
- **Influence de la taille et du type des diodes.** Comme présenté à la [Figure 45](#), les échantillons de test utilisés présentent des tailles différentes de photodiodes et de « diodes aveugles ». Je cherche ainsi à comparer la dégradation de leur courant d'obscurité, et peut être voir une influence sur la taille des photodiodes. En revanche, la plupart des mesures dans ces travaux a été réalisée sur des photodiodes, composants à considérer pour réaliser une matrice de détecteurs.
- **Influence du nombre d'interfaces.** Dans un SR, augmenter l'épaisseur de la zone d'absorption revient à augmenter le nombre de périodes de la structure quantique et donc le nombre

d'interfaces. Il est important de juger si cela peut influencer la dégradation du courant sous irradiation.

- **Influence de la longueur d'onde de coupure.** La longueur d'onde de coupure a une influence sur les propriétés optiques et de transport du détecteur. Il est donc intéressant de pouvoir juger de l'impact des protons sur un composant présentant une faible variation de longueur d'onde de coupure au sein d'une même gamme spectrale.
- **Influence de l'énergie des protons incidents.** Plus l'énergie des protons est grande, plus la particule chargée pénètre le matériau qui s'ionise le long de sa trace. En revanche, à la fin de son parcours, la quantité d'énergie transférée à la cible est plus faible, et la dose de déplacement induite est donc réduite.
- **Influence de la polarisation des diodes lors de l'irradiation.** Considérer le détecteur sous polarisation lors de l'irradiation permet de se rapprocher du cas représentatif des missions spatiales. Selon la tension de polarisation appliquée lors de l'irradiation, les effets de la TID pourraient être plus ou moins marqués.

Remarques :

Dans ces travaux, nous nous intéressons uniquement au courant d'obscurité. Sur les courbes courant-tension (J-V), nous allons donc considérer la tension inverse (négative). Dans ce manuscrit, par abus de langage, nous choisissons d'écrire que lorsque la tension est inférieure à une tension négative donnée, cela signifie que la tension est comprise entre 0 et cette tension négative. Un exemple est schématisé sur la Figure 62. Lorsque la tension $V < -0,5$ V, c'est qu'elle est comprise entre 0 et $-0,5$ V. Cela se justifie lorsque nous parlons de tension d'opération V_{op} du détecteur. Dire que la tension n'a pas atteint sa tension V_{op} , signifie que $V < V_{op}$, mais la tension V est comprise entre 0 et V_{op} . Afin de rester homogène, cela sera appliqué sur tous les composants (quelle que soit sa structure).

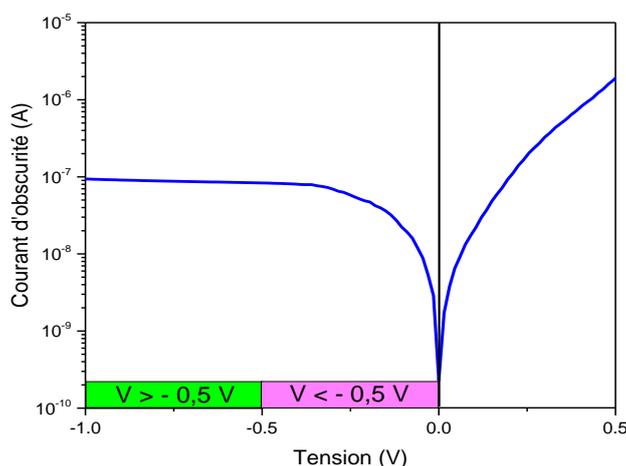


Figure 62 : Exemple de mesures courant / tension (I-V) à différents niveaux de fluence (a) et mesures du produit R_dA associées (b). La température du détecteur lors de l'irradiation est de 100 K et les mesures sont réalisées à 100 K.

Par ailleurs, le terme « cycle thermique » sera évoqué régulièrement dans mes travaux. J'en donne une définition en début de ce chapitre. Le cycle thermique consiste à ce que le composant remonte à 300 K pendant un temps défini puis redescende à sa température de fonctionnement, notamment pour réaliser des mesures J-V supplémentaires.

3.1.1. Détecteur InAs/GaSb avec une structure p-i-n opérant dans le MWIR

3.1.1.1. Mesures J-V à plusieurs niveaux de fluence jusqu'à $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$

L'échantillon V1476 est protégé avec de la photorésine. Il a été placé dans le cryostat, et a été irradié à 100 K, sous vide par des protons de 62 MeV, avec un flux de 2×10^8 protons/cm²/s. L'échantillon n'est pas polarisé pendant l'irradiation. Des mesures J-V ont été réalisées à différents niveaux de fluence (2×10^{11} , 4×10^{11} , $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$). La Figure 63 présente l'évolution de la densité du courant d'obscurité d'une photodiode de diamètre 130 μm , en fonction de la tension appliquée (Figure 63 (a)) et le produit de la résistance dynamique par la surface du détecteur ($R_d A$) associée à chacune des fluences considérées est illustré à la Figure 63 (b).

La tension de -100 mV est choisie comme tension caractéristique V_c de ce composant. Comme on peut le voir sur la Figure 63 (b), à $V = -100 \text{ mV}$, le produit de la résistance dynamique avec la surface du détecteur est maximal. Or, plus ce produit ($R_d A$) est élevé, plus la détectivité du détecteur D^* est importante (30).

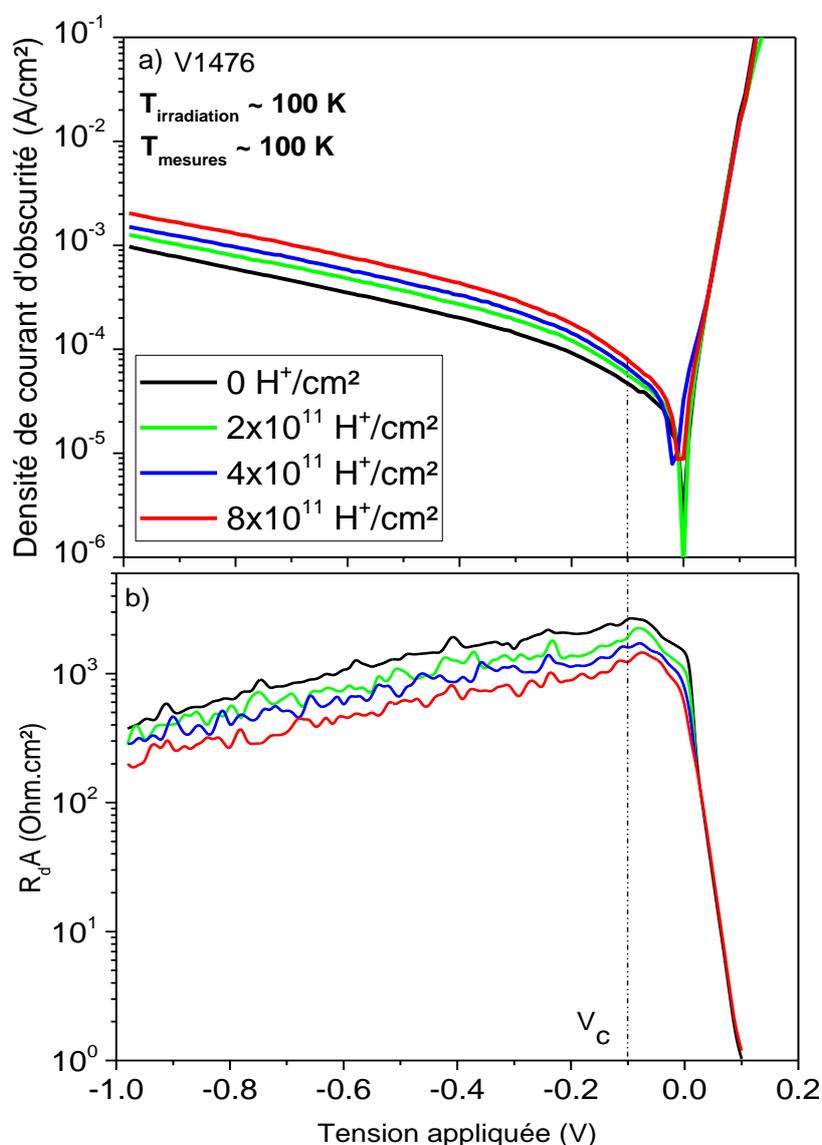


Figure 63 : Détecteur p-i-n MWIR V1476 : Mesures J-V à différents niveaux de fluence (a) et mesures du produit $R_d A$ associées (b). La température du détecteur lors de l'irradiation est de 100 K et les mesures sont réalisées à 100 K.

$$D^* = R_\lambda \sqrt{\frac{1}{2qJ_{obs} + \frac{4kT}{R_d A}}} \quad (30)$$

Avec :

- R_λ la réponse spectrale exprimée en A/W,
- J_{obs} la densité de courant d'obscurité.

Le courant d'obscurité se dégrade avec la fluence, jusqu'à $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$. À la tension $V_c = -100 \text{ mV}$, il est multiplié par un facteur **1,7**. Cette dégradation est observée sur toutes les photodiodes irradiées, à la même fluence. De plus, la résistance dynamique, reliée à la détectivité (30), diminue avec la fluence des protons. Au dernier niveau de fluence, à la tension $V = V_c$, elle est divisée par 2.

L'évolution du niveau de courant d'obscurité en fonction de la fluence est présentée à la [Figure 64](#), pour trois tensions différentes (V_c , $2V_c$ et $3V_c$). La quantité de dégradation du courant peut s'exprimer de deux façons. En notant J la densité de courant d'obscurité après irradiation à une fluence donnée, et J_0 la densité de courant d'obscurité initial, avant irradiation, on peut considérer :

- Le taux de dégradation en courant J/J_0
- La variation de courant $\Delta J_{obs} = J - J_0$

Si on considère le dernier niveau de fluence ($\Phi = 8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$), d'après la [Figure 64](#), on peut voir que :

$$\frac{J}{J_0}(V = -400 \text{ mV}) \cong 1,3 \times \frac{J}{J_0}(V = -100 \text{ mV}) \quad (31)$$

$$\Delta J_{obs}(V = -400 \text{ mV}) \cong 7,1 \times \Delta J_{obs}(V = -100 \text{ mV}) \quad (32)$$

Ainsi, après une fluence de protons $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, le taux J/J_0 augmente de 30 % tandis que la variation ΔJ_{obs} est multipliée par 7. Il est donc important de bien déterminer quel terme est utilisé. Avant irradiation, il y a déjà un facteur 4,3 entre les deux niveaux de courants initiaux considérés (à -100 mV et à -400 mV). Le choix de considérer J/J_0 ou ΔJ_{obs} dépend principalement de la communauté scientifique.

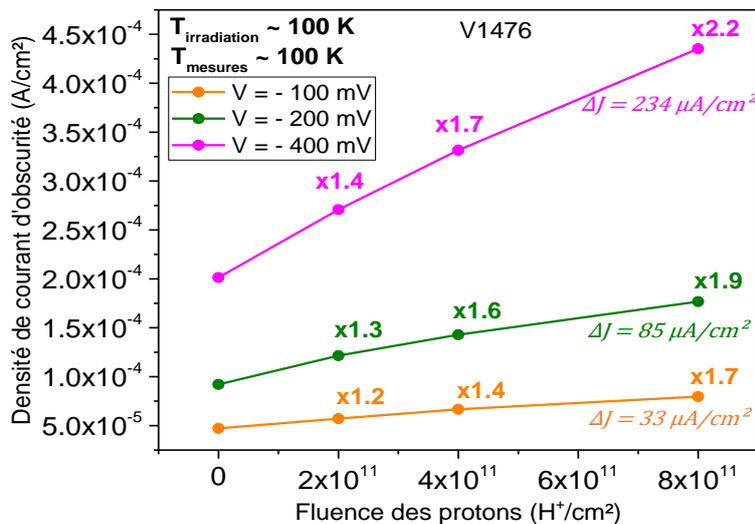


Figure 64 : Détecteur p-i-n MWIR V1476 : $J(V_c)$, $J(2V_c)$ et $J(3V_c)$ en fonction de la fluence de protons, le composant est irradié à 100 K.

Quel que soit le terme utilisé (J/J_0 ou ΔJ_{obs}), il est évident que **plus la tension appliquée aux bornes de la diode augmente, plus la dégradation en courant est importante.**

Influence de la polarisation pendant l'irradiation :

Lors d'une mission spatiale, le détecteur fonctionne à sa tension de fonctionnement. Et, lors d'une irradiation, un composant électronique peut réagir différemment selon qu'il est polarisé ou non [150]. Par exemple, dans une capacité MOS, le champ électrique dans l'isolant joue un rôle majeur dans la réponse à la dose ionisante. Finalement, la dégradation observée sur le composant V1476 pourrait être sous-estimée. Je décide donc de considérer un autre composant, V1476_{polarisé}, polarisé à la tension $V_c = -100$ mV pendant l'irradiation, et de le comparer avec le composant précédent non polarisé V1476, irradié simultanément. La Figure 65 représente la variation de courant $\Delta J_{\text{obs}} = J - J_0$ aux différents niveaux de fluence.

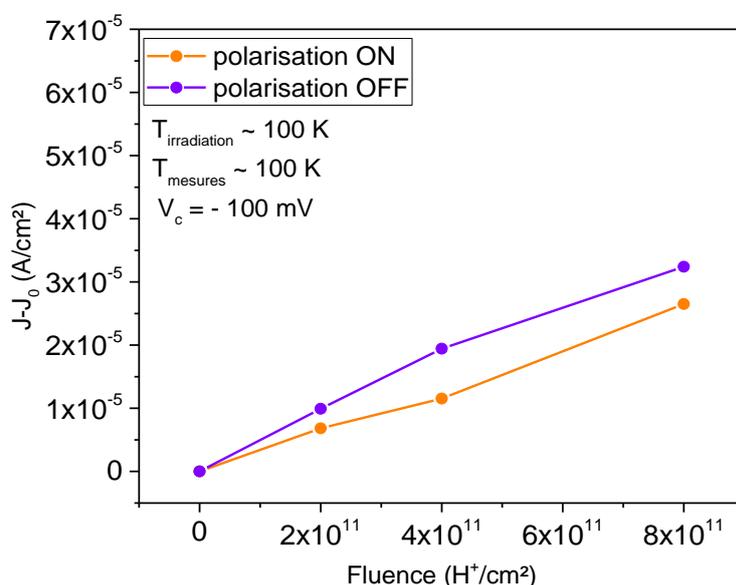


Figure 65 : Détecteur p-i-n MWIR V1476 : Évolution de la variation en courant d'obscurité ΔJ_{obs} pour deux photodiodes : l'une est polarisée (en orange) à une tension $V_{\text{op}} = -100$ mV et l'autre est non polarisée (en violet). Ces deux photodiodes ont été irradiées simultanément à 100 K.

Dans ces conditions d'irradiation, polariser une diode à une tension caractéristique V_c de -100 mV n'induit pas plus de dégradation sur le courant d'obscurité que si elle n'est pas polarisée pendant l'irradiation. Rappelons que ce résultat s'applique à ce type de composant qui est un T2SL InAs/GaSb avec une structure p-i-n, opérant dans le MWIR, et protégé par de la photorésine, irradié à 100 K.

Comparaison avec un détecteur MCT :

Par comparaison, je considère les résultats obtenus dans la référence [102] présentant la dégradation du courant d'obscurité sur des photodiodes MCT sur substrat Si, avec une longueur d'onde de coupure de $5,1 \mu\text{m}$, irradiées par des protons de 63 MeV, jusqu'à une fluence de 6×10^{11} H⁺/cm². Les photodiodes, polarisées à -100 mV pendant l'irradiation, sont restées à 130 K pendant l'irradiation. La Figure 66 présente l'évolution de la densité de courant en fonction de la fluence, à la tension $V = -100$ mV. Il est cependant important de souligner que ce composant ne présente pas des niveaux de courant d'obscurité à l'état de l'art.

Afin de pouvoir comparer ces deux résultats issus des [Figures 65 et 66](#), il est nécessaire de préciser qu'après une fluence de protons de $6 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, la densité du courant d'obscurité, pour le composant V1476_{polarisé}, augmente de $19 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Concernant la photodiode MCT, sur la [Figure 66](#), on constate que sa densité de courant d'obscurité augmente de $12 \mu\text{A}/\text{cm}^2$.

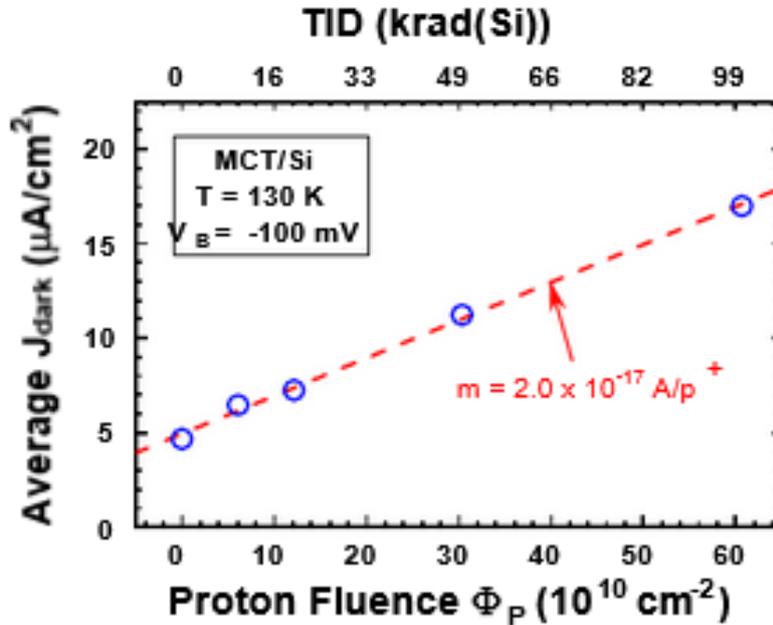


Figure 66 : Densité de courant d'obscurité moyen en fonction de la fluence de protons, à la tension $V = -100 \text{ mV}$, pour une photodiode MCT sur substrat Si, irradiée à 130 K. Résultats issus de E.H. Steenbergen et al. [102]. Le coefficient m correspond au facteur de dommage, qu'on définit par la suite.

Le composant V1476_{polarisé}, faisant parti des matériaux III-V, possède des liaisons covalentes contrairement à la photodiode MCT, qui présente des liaisons ioniques. Les modifications de la maille cristalline (induites par des particules énergétiques) dépendent de la nature de ces liaisons. En effet, d'après la référence [151], de manière générale, pour déplacer un atome du réseau, il faut que l'énergie de la particule incidente soit supérieure à l'énergie atomique de la liaison. On parle alors d'énergie de déplacement seuil E_d . On peut approximer E_d par :

$$E_d \cong 2 \times E_B + U \quad (33)$$

Avec :

- E_B l'énergie de liaison,
- U l'énergie nécessaire pour pousser un atome de son site, et créer ainsi une paire de Frenkel.

Or, le détecteur MCT possède une énergie de déplacement seuil plus faible que le détecteur T2SL, étant donné la souplesse des liaisons ioniques par rapport aux liaisons covalentes. Les liaisons covalentes, plus robustes, engendrent ainsi des modifications plus importantes de la maille cristalline lorsqu'un atome est déplacé de son site, par rapport aux liaisons ioniques. Cela pourrait donc expliquer la dégradation du courant d'obscurité plus importante observée sur le matériau T2SL.

3.1.1.2. Facteur de dommage

La définition du facteur de dommage peut varier d'une communauté scientifique à une autre. Ici, je considère, comme il est défini à la [Figure 66](#) par le coefficient m , comme étant la pente de la courbe de la densité de courant en fonction de la fluence, à une tension donnée. Sur la [Figure 66](#), on constate que le facteur de dommage pour une photodiode MCT vaut $2 \times 10^{-17} \text{ A/H}^+$, à la tension $V = -100 \text{ mV}$.

Concernant le composant V1476, en se plaçant à la même tension caractéristique $V_c = -100 \text{ mV}$, le facteur de dommage vaut $4 \times 10^{-17} \text{ A/H}^+$ (d'après la [Figure 64](#)). Et d'après la [Figure 65](#), le composant V1476_{polarisé} montre un facteur de dommage de $3 \times 10^{-17} \text{ A/H}^+$, soit environ 1,5 fois plus élevé que celui de la photodiode MCT. Cela confirme donc que, en considérant le courant d'obscurité comme figure de mérite, le matériau T2SL est plus dégradé que le détecteur MCT.

3.1.1.3. Influence de la couche de passivation

Le composant V1476 est protégé avec de la photorésine. Cette couche de protection, uniquement utilisée dans les échantillons de test, n'est pas la passivation considérée dans l'industrie des photodétecteurs. La passivation se réalise généralement avec une couche diélectrique en SiO_2 ou SiN . Mais finalement, on se pose la question suivante : **la couche de passivation choisie a-t-elle une influence sur la dégradation en courant lors de l'irradiation ? Est-ce que la quantité de dégradation de courant n'a pas été sous-estimée avec le composant V1476 par rapport aux photodétecteurs dans l'industrie ?**

C'est pour répondre à cette problématique que je considère ici, un échantillon T2SL InAs/GaSb en configuration p-i-n, opérant dans le MWIR, qui est passivé avec un dépôt diélectrique SiO_2 . Étant donné que la structure quantique du matériau est identique à celle du composant V1476 protégé avec de la photorésine, ce composant, passivé avec un dépôt diélectrique SiO_2 , est nommé dans mes travaux, V1476_{SiO2}.

Ce composant a été irradié dans les mêmes conditions expérimentales que l'échantillon V1476 à savoir :

- Température du détecteur pendant l'irradiation : $T_{\text{irrad}} = 100 \text{ K}$,
- Fluence maximale : $\Phi = 8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergie de proton : $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,
- Flux : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation des diodes pendant l'irradiation : OFF.

La [Figure 67](#) présente l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la tension pour différentes fluences et l'évolution du produit résistance dynamique – surface du détecteur ($R_d A$), au dernier niveau de fluence, dans l'encart de la [Figure 67](#). Les mesures ont été réalisées avec l'échantillon dans le cryostat, à 100 K lors de l'irradiation. Comme précédemment, la tension caractéristique $V_c = -100 \text{ mV}$ correspond au maximum du produit de la résistance dynamique avec la surface du détecteur, permettant ainsi d'obtenir le maximum de la détectivité (30).

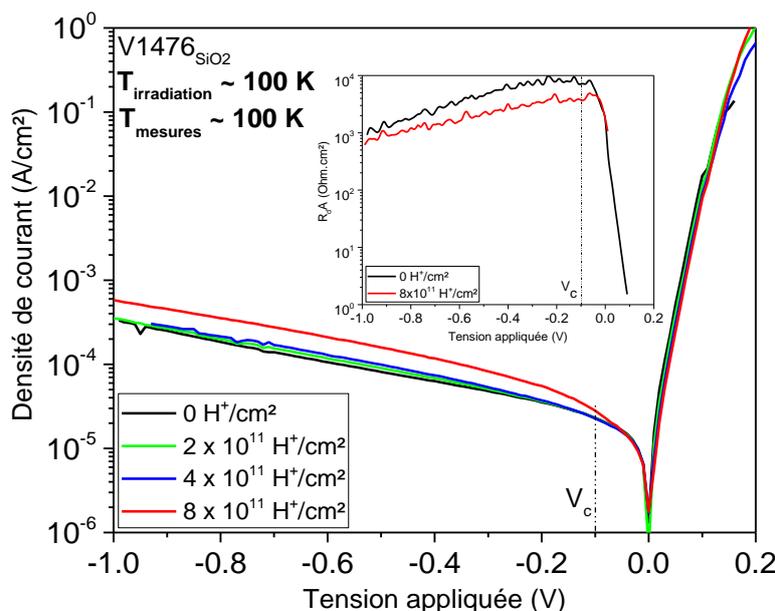


Figure 67 : Détecteur p-i-n MWIR V1476_{SiO2} : Mesures J-V à différents niveaux de fluence à 100 K, pour un échantillon p-i-n passivé avec un dépôt diélectrique de SiO₂. Les mesures du produit R_dA associées sont dans l'encart.

Comme pour l'échantillon p-i-n protégé résine (Figure 63 (a)), on observe une augmentation du niveau du courant d'obscurité. À la tension $V_c = -100$ mV, la densité de courant d'obscurité a été multipliée par **1,3** (pour rappel, celle de l'échantillon p-i-n protégé avec de la photorésine est dégradée d'un facteur 1,7). La différence observée n'est donc pas réellement significative.

On peut donc confirmer que la dégradation en courant n'a pas été sous-estimée dans ces conditions d'irradiation particulières (température du détecteur à 100 K lors de l'irradiation, énergie des protons incidents de 62 MeV, photodiodes non polarisées pendant l'irradiation, ...).

De plus, le produit de la résistance dynamique avec la surface du détecteur diminue d'un facteur 2 après une fluence de 8×10^{11} H⁺/cm², à la tension $V_c = -100$ mV, indiquant que les quantités de dégradations observées en courant d'obscurité, sur les composants V1476 et V1476_{SiO2} sont similaires. **La couche de protection utilisée ne semble donc pas avoir d'influence significative sur la dégradation en courant, dans ces conditions expérimentales d'irradiation.** Deux hypothèses sont alors possibles :

- Hypothèse 1 : la photorésine et le SiO₂ auraient des propriétés similaires sous irradiation, ce qui expliquerait que la contribution de la TID est relativement la même sur les deux composants.
- Hypothèse 2 : la contribution de la TID serait masquée dans ces conditions d'irradiation, ne permettant pas de voir une différence significative sur l'évolution du courant sous irradiation.

Dans la suite des travaux, nous pourrions voir que c'est la deuxième hypothèse qui est la plus probable.

3.1.1.4. Influence de l'énergie des protons incidents

Dans l'environnement radiatif spatial, comme nous pouvons le voir dans l'Annexe 8.2, l'énergie des particules énergétiques interagissant avec les composants électroniques, varie. Par exemple, dans les ceintures de Van Allen, l'énergie des protons varie de 1 keV à 100 MeV [152]. Je vais ainsi observer l'influence de l'énergie des protons sur la dégradation en courant d'obscurité en considérant une irradiation avec des protons de plus faible énergie. J'ai choisi des protons de 30 MeV pour cette nouvelle

irradiation, énergie disponible à l'UCL, où ont eu lieu les irradiations de nos composants. L'énergie étant plus faible, les doses ionisante et non ionisante seront donc plus importantes. Ainsi, pour cette étude, je considère deux composants passivés avec un dépôt diélectrique de SiO_2 : les échantillons $\text{V1476}_{\text{SiO}_2}$ et $\text{V1611}_{\text{SiO}_2}$. Bien que ce dernier ait une couche d'absorption huit fois plus grande, nous verrons plus tard (dans le paragraphe 3.1.1.) que le nombre d'interfaces dans le T2SL n'influence pas la dégradation du courant sous irradiation. Les conditions expérimentales d'irradiation sont les suivantes :

- Température du détecteur pendant l'irradiation : $T_{\text{irrad}} = 100 \text{ K}$,
- Fluence : $\Phi = 4 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergies de proton : $E_{\text{proton}} = 30 \text{ MeV}$ et $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,
- Flux : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation des diodes pendant l'irradiation : OFF.

L'échantillon $\text{V1611}_{\text{SiO}_2}$ a été irradié par des protons de 30 MeV, qui correspond à deux fois moins d'énergie que ceux pour irradier l'échantillon $\text{V1476}_{\text{SiO}_2}$. La Figure 68 représente l'évolution de leur densité de courant normalisée à J_0 , en fonction de la fluence à la tension caractéristique $V_c = -100 \text{ mV}$. Les photodiodes ont une surface de $90 \mu\text{m}$. Dans cette étude, la fluence maximale de protons considérée est de $4 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$.

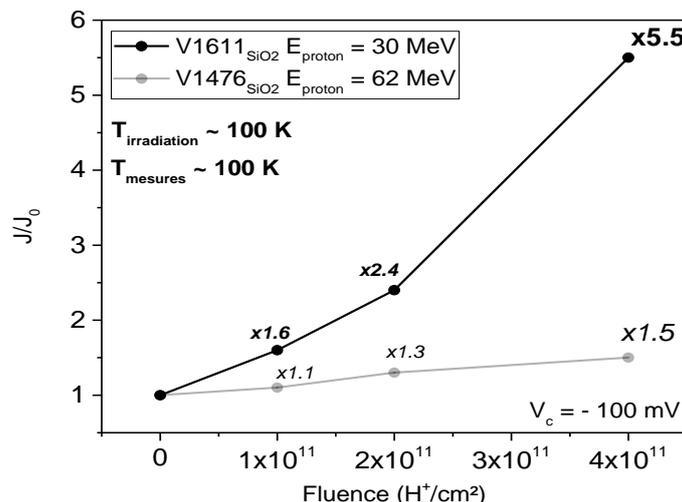


Figure 68 : Détecteur p-i-n MWIR $\text{V1476}_{\text{SiO}_2}$ et $\text{V1611}_{\text{SiO}_2}$: Évolution de la densité de courant normalisée, mesurée à 100 K à la tension caractéristique $V_c = -100 \text{ mV}$, pour l'échantillon $\text{V1476}_{\text{SiO}_2}$ irradié par des protons de 62 MeV à 100 K (en gris) et l'échantillon $\text{V1611}_{\text{SiO}_2}$ irradié par des protons de 30 MeV à 100 K (en noir).

On observe, après une fluence de protons de $4 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, que la densité de courant noir du composant $\text{V1611}_{\text{SiO}_2}$ est plus que trois fois plus dégradée que celle de l'échantillon $\text{V1476}_{\text{SiO}_2}$. Par ailleurs, en déterminant les facteurs de dommage des deux composants, on obtient :

$$K_{\text{V1611}} = 5,3 \times 10^{-16} \text{ A/H}^+$$

$$K_{\text{V1476}} = 5,8 \times 10^{-17} \text{ A/H}^+$$

Le facteur de dommage augmente d'un facteur 9 lorsque l'énergie des protons est divisée par 2. On constate que la dégradation du courant n'est pas inversement proportionnelle à l'énergie des protons. Il faut également savoir que le ratio entre la TID et la DDD déposées par les protons varie en fonction de l'énergie des protons mais de façon non linéaire. En effet, sur la Figure 32, les énergies perdues par la TID et par la DDD ne se superposent pas. Des études plus poussées dans les simulations de Monte Carlo pourraient apporter davantage de compréhension sur les phénomènes observés.

3.1.2. Détecteur InAs/GaSb à barrière de type XBp fonctionnant dans le LWIR

3.1.2.1. Mesures J-V à différents niveaux de fluence jusqu'à $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$

L'échantillon C577, avec une structure à barrière de type XBp, est également protégé avec de la photorésine. Comme l'échantillon V1476, il a été placé dans le cryostat, et a été irradié à 100 K, sous vide, par des protons de 62 MeV. Des mesures électriques ont été réalisées, sur une diode de diamètre 210 μm , et sont présentées à la Figure 69 (comme précédemment, la Figure 69 (a) montre la courbe courant-tension (J-V) et la Figure 69 (b) représente l'évolution de la résistance dynamique par la surface du détecteur ($R_d A$) en fonction de la tension appliquée).

D'après la Figure 69 (b), la tension d'opération de ce composant vaut -150 mV, tension pour laquelle le produit de la résistance dynamique avec la surface du détecteur, est maximal, et par conséquent, la détectivité également (30).

Une mesure J-V supplémentaire a été réalisée 150 jours après l'irradiation, pour voir l'évolution temporelle de la densité de courant après l'irradiation (elle est schématisée par des traits pointillés sur les Figures 69 (a) et (b)). L'échantillon a, par conséquent, subi un cycle thermique de 100 K à 300 K sur 150 jours. Le composant est resté à l'intérieur du cryostat à 300 K pendant 150 jours, temps correspondant à la durée de désactivation du cryostat.

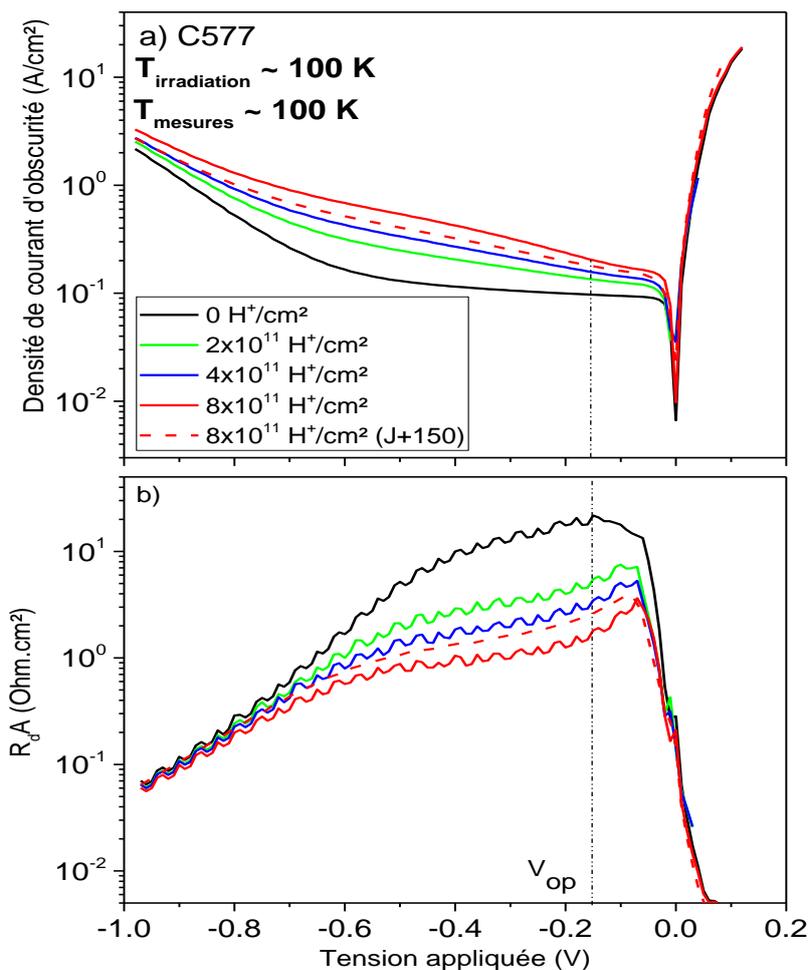


Figure 69 : Détecteur XBp LWIR C577 : Mesures J-V à différents niveaux de fluence (a) et mesures du produit $R_d A$ associées (b). La température du détecteur lors de l'irradiation est de 100 K et les mesures sont réalisées à 100 K.

Le courant d'obscurité se dégrade au fur et à mesure que la fluence de protons augmente. **Avant irradiation**, sur la [Figure 69 \(a\)](#), on observe un **plateau de diffusion jusqu'à $V = -0,5$ V**. Puis, à plus haute tension, on observe une forte augmentation du courant total. Des calculs analytiques (réalisés dans le paragraphe 3.2.2.3) nous permettront de qualifier cette forte augmentation du courant par l'apparition de la contribution du courant J_{TAT} , à partir de $V = -0,5$ V.

Dès le premier niveau de fluence (2×10^{11} H^+/cm^2), le **plateau de diffusion disparaît**, laissant la place à un autre régime de courant. Plus loin dans ce chapitre, nous verrons qu'il s'agit du courant de génération-recombinaison ([Figure 72](#)). Une zone déplétée apparaît donc dans la couche d'absorption. Par ailleurs, on observe également que la contribution du courant J_{TAT} augmente avec la fluence de protons.

De plus, sur la [Figure 69 \(b\)](#), on constate que le produit de la résistante dynamique par la surface du détecteur ($R_d A$) diminue de plus d'un facteur 10 après le dernier niveau de fluence, affectant automatiquement la détectivité du détecteur (30). Le maximum du produit $R_d A$, se rapproche de 0 V, et la tension d'opération semble « disparaître ». Les porteurs majoritaires, ici les trous, ne seraient donc plus bloqués par la couche barrière dans la bande de valence et finalement, une zone de déplétion apparaît dans la couche d'absorption et augmente avec la tension appliquée. Le fonctionnement de cette barrière pourrait s'apparenter à une structure p-n avec une zone déplétée dans la couche d'absorption, après irradiation.

L'évolution du niveau de courant d'obscurité en fonction de la fluence est représentée à la [Figure 70](#), pour trois tensions différentes (V_{op} , $4V_{op}/3$ et $3V_{op}$).

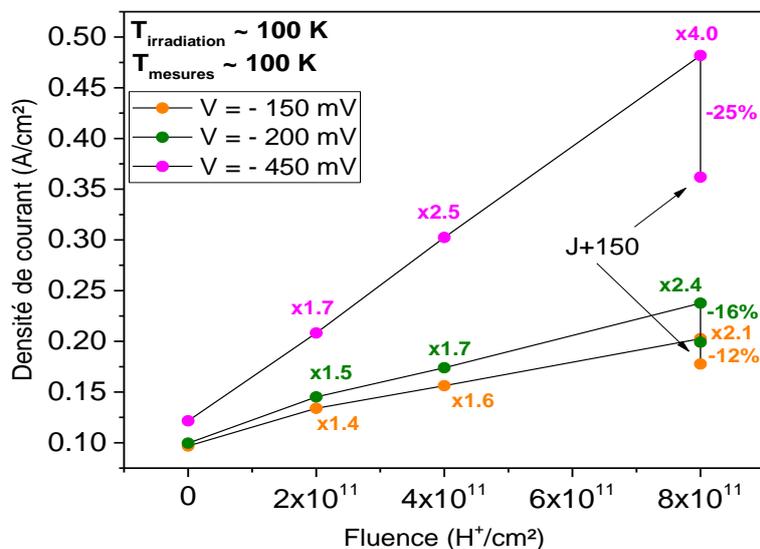


Figure 70 : Détecteur XBp LWIR C577 : $J(V_{op})$, $J(4V_{op}/3)$ et $J(3V_{op})$ en fonction de la fluence de protons, puis mesures complémentaires 150 jours après l'irradiation. Le composant a été irradié à 100 K.

La [Figure 70](#) montre bien, comme pour l'échantillon V1476, que la dégradation en courant est plus forte quand la tension appliquée augmente. Le taux de dégradation du courant d'obscurité, au dernier niveau de fluence (8×10^{11} H^+/cm^2) double quand la tension appliquée sur la diode augmente d'un facteur 3.

Si on considère la tension d'opération $V_{op} = -150$ mV, au dernier niveau de fluence (8×10^{11} H^+/cm^2), le niveau de courant est multiplié par un facteur **2,1**. Puis, 150 jours après l'irradiation et après un cycle thermique (de 100 K à 300 K), le niveau de courant diminue de **12 %**. Même si le courant d'obscurité se guérit légèrement dans le temps, le plateau de diffusion n'est pas retrouvé ([Figure 69 \(a\)](#)).

Finalement, une zone déplétée qui apparaît dans la couche d'absorption semble être une action irréversible, malgré un cycle thermique réalisé. **Le rôle de la couche barrière permettant de contenir le champ électrique (et de supprimer la composante G-R) est totalement supprimé sous irradiation de protons.** En revanche, réaliser des recuits isochrones ou isothermes sur le composant serait une perspective pour tenter d'améliorer davantage la guérison du courant d'obscurité.

La guérison du courant résulterait de la capacité d'une lacune atomique et d'un interstitiel à se recombinaison, qui dépend de la force de la liaison du matériau pour être lié à l'énergie du réseau.

Dans la référence [151], l'auteur mentionne que la recombinaison des défauts atomiques est facilitée dans les matériaux II-VI du fait de leur énergie de réseau plus faible, par rapport aux matériaux antimoniures. Les atomes pourraient plus facilement retrouver leur position initiale et une guérison du courant d'obscurité serait meilleure. Cela constitue un réel avantage pour la technologie des détecteurs MCT.

Sous irradiation, le nombre de défauts créés puis activés par le champ électrique, augmente. L'équation (34), issue de la référence [105], montre qu'une augmentation de la concentration de défauts activés (N_t) entraîne une diminution de la durée de vie SRH des porteurs τ (la probabilité qu'un porteur soit capturé augmente) et a pour conséquence d'augmenter le courant d'obscurité.

$$\frac{1}{\tau(\Phi)} = \sigma v_{th} N_t(\Phi) \quad (34)$$

Avec :

- Φ la fluence des protons,
- σ la section de capture des porteurs minoritaires, *i.e.* la zone où un porteur peut être piégé autour de chaque défaut,
- N_t la densité de pièges, *i.e.* la concentration de défauts activés par le champ électrique,
- v_{th} la vitesse thermique (vitesse des porteurs non soumis à l'action du champ électrique) définie par :

$$v_{th} = \sqrt{3k_B T/m} \quad (35)$$

- m la masse des porteurs minoritaires.

Étant donnée la relation de proportionnalité entre N_t et la fluence de protons Φ [101], la durée de vie est donc inversement proportionnelle à Φ . Or, d'après (5) et (9) on sait que :

$$J_{Diff} \propto \frac{\sqrt{D\tau}}{\tau} \propto \frac{1}{\sqrt{\tau}} \quad (36)$$

$$J_{GR} \propto \frac{1}{\tau} \quad (37)$$

Donc on peut en déduire que :

$$J_{Diff} \propto \sqrt{\Phi_p} \quad (38)$$

$$J_{GR} \propto \Phi_p \quad (39)$$

Sur la Figure 70, quand on considère une tension élevée ($V = -450$ mV, par exemple), le courant est GR-limité puisqu'il y a une relation linéaire entre la densité de courant et la fluence (39). En revanche, à plus faible tension, ($V = -150$ mV et $V = -200$ mV, par exemple, sur la Figure 70), l'évolution du courant avec la fluence ne suit ni une loi linéaire (39), ni une loi en racine carré (38). Ainsi, les contributions de courant J_{diff} et J_{GR} sont présentes dans le courant total, et on n'observe pas de nette prédominance de la diffusion ou de la génération-recombinaison dans le courant total.

Les travaux de V. M. Cowan *et al.* [87], considèrent un détecteur T2SL InAs/GaSb en configuration pBp avec une double barrière en InAs/AlSb et une longueur d'onde de coupure de 8,1 μm , irradié par des protons de 63 MeV à la température de fonctionnement du détecteur, soit 80 K. Il observe également une dégradation en courant puis une guérison partielle du courant de 33 % après un cycle thermique (de 80 K à 300 K).

Notre détecteur ayant une longueur d'onde de coupure plus faible, il n'est pas intéressant de comparer quantitativement la dégradation en courant, mais d'un point de vue plutôt qualitatif, V. M. Cowan suggère que l'irradiation aux protons entraînerait :

- Une forte augmentation des courants de surface (plutôt induite par la TID), guéris, dans la plupart du temps, grâce à un cycle thermique réalisé de 80 K à 300 K.
- Une faible augmentation des courants en volume, quant à eux, non guéris avec un cycle thermique à 300 K.

Ainsi, la guérison partielle observée sur l'échantillon C577 pourrait être liée à la diminution des courants de surface et la part de courant non guérie après le cycle thermique pourrait être assimilée à la dose de déplacement.

Cependant, comme évoquée dans la proposition de V. M. Cowan, la contribution de la TID serait plus forte que celle de la DDD sous irradiation. Or, la guérison en courant, sur le composant C577, reste assez faible (uniquement 12 % à la tension V_{op}). Trois hypothèses peuvent alors être posées :

- Hypothèse 1 : Certains effets ou mécanismes liés à la TID pourraient finalement être masqués lorsque le composant est irradié dans ces conditions expérimentales.
- Hypothèse 2 : Le cryostat comprend plusieurs pièces métalliques, proche de l'échantillon (la « fenêtre avant » en aluminium, le porte échantillon en cuivre). Or, des protons de haute énergie sont capables d'activer des matériaux denses comme le cuivre ou le fer. Ainsi, des particules secondaires pourraient être générées par l'interaction de protons incidents avec le cryostat et cela aurait pour conséquence d'augmenter encore la dose reçue sur l'échantillon, même après l'irradiation. Comme l'expliquent *F. Bezerra et al.* dans la référence [147], dans les 30 minutes qui suivent l'irradiation aux protons, la distribution de la dose équivalente autour de la fenêtre du cryostat, n'est pas négligeable. Ainsi, la guérison partielle observée est peut-être légèrement sous-estimée.
- Hypothèse 3 : Le composant est protégé avec de la photorésine, et non passivé avec un dépôt diélectrique de SiO_2 . Le type de passivation n'est pas donné dans la référence [87] mais l'évolution du courant sous protons peut varier selon le type de passivation pour ce détecteur, ce qui pourrait expliquer une contribution plus faible de la TID dans cette étude.

Dans la suite des travaux, nous pourrions voir que c'est la première hypothèse qui est la plus probable.

3.1.2.2. Mesures J-V en température

Des mesures complémentaires de densité de courant noir à différentes températures ont été réalisées sur l'échantillon C577 de 80 K à 140 K, afin d'**extraire l'énergie d'activation pour identifier les régimes de courant**. Ces mesures ont été réalisées en station sous pointes, cinq mois après l'irradiation, après un cycle thermique (de 100 K à 300 K).

La [Figure 71](#) présente la densité en courant d'obscurité à plusieurs températures en fonction de la tension, avant (en traits pointillés) et après (en traits pleins) irradiation.

À basse température (jusqu'à 110 K), l'allure de la courbe après irradiation diffère de celle avant irradiation montrant que les contributions dominantes en courant sont modifiées :

- Avant irradiation, le courant J_{diff} domine et le courant J_{TAT} apparaît à plus haute tension (à partir de -0,5 V).
- Après 150 jours de l'irradiation, la composante G-R semble être devenue prépondérante à basse température. Cette observation nécessite d'être confirmée par une analyse d'un graphe d'Arrhenius.

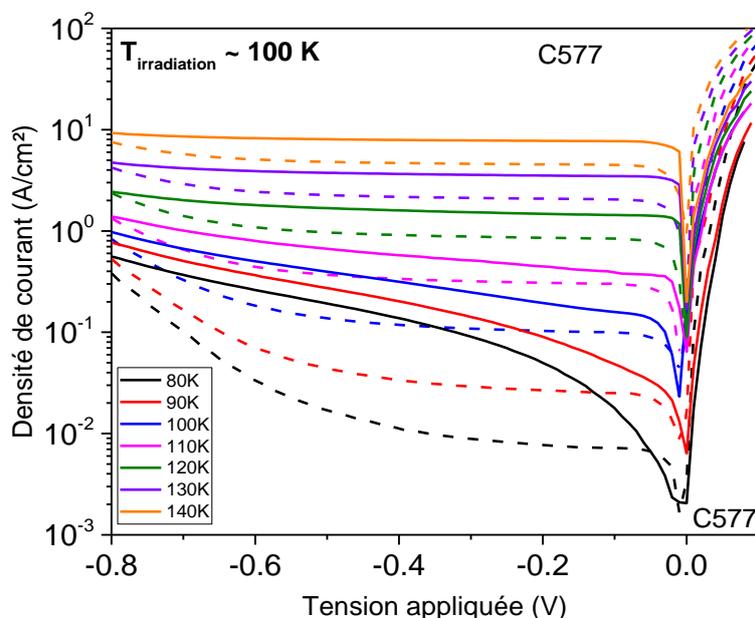


Figure 71 : Détecteur XBp LWIR C577 : Mesures J-V réalisées dans la station sous pointes à différentes températures. Le niveau en courant avant irradiation est représenté en traits pointillés tandis que le niveau en courant 5 mois après irradiation est en trait plein.

Un graphe d'Arrhenius, extrait de ces mesures à la tension $V_{\text{op}} = -150$ mV, est présenté à la [Figure 72](#). La pente permet d'extraire les énergies d'activation et de les comparer à l'énergie du gap ($E_g = 113$ meV à 100 K).

Avant irradiation, quelle que soit la température, l'énergie d'activation est égale à l'énergie du gap. Le courant d'obscurité est **diffusion-limité** sur toute la gamme de température. La couche barrière joue parfaitement son rôle dans cette structure XBp. Après irradiation, on observe à haute température, une **augmentation du courant de diffusion d'un facteur 1,7**. À basse température ($T < 100$ K), l'énergie d'activation est proche de $E_g/2$. **Le courant est donc dominé par les mécanismes G-R en dessous de 100 K**, encore 150 jours après l'irradiation. À basse température, les défauts activés par le champ électrique constitueraient une action irréversible. On peut également remarquer que, pour une

température de 100 K, après irradiation, le courant mesuré à la tension $V_{op} = -150$ mV, marque le croisement entre la pente en $-E_g/(k_B T)$ et celle en $-E_g/(2k_B T)$. Ainsi, cela confirme bien que à cette tension, les contributions de courants J_{diff} et J_{GR} sont juxtaposées, et aucune ne prédomine à 100 K.

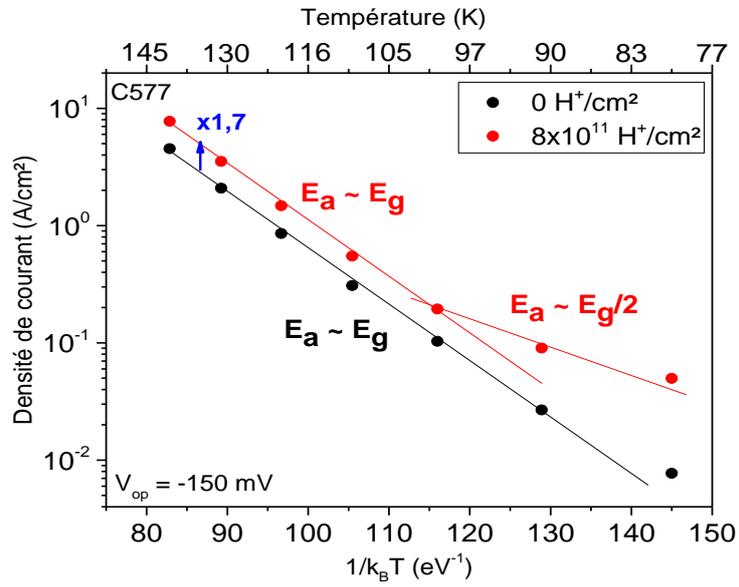


Figure 72 : Graphe d'Arrhenius à $V_{op} = -150$ mV, avant irradiation (en noir) et 150 jours après irradiation (en rouge).

3.2. Influence de la température du détecteur lors de l'irradiation

Lors d'une mission spatiale, le photodétecteur embarqué, est maintenu à sa température de fonctionnement. Mais, parfois, le détecteur doit remonter à une température autour de 25 à 35 °C afin de réaliser un dégazage des matériaux lors d'une étape de décontamination. Ces maintenances ne représentent pas une durée importante sur l'échelle temporelle de la mission (elles sont réalisées sur un ou deux jours, deux ou trois fois par an). Cependant, pendant ce temps de maintenance, le détecteur n'est pas exempté de rencontrer des particules fortement énergétiques et donc de voir ses performances électroniques se dégrader. Les dégradations en courant pourraient ainsi varier avec la température. C'est pour cette raison que, selon moi, considérer le détecteur irradié à une autre température que sa température de fonctionnement est une étude intéressante et à ma connaissance, une comparaison de la dégradation en courant d'obscurité en fonction de la température du détecteur pendant l'irradiation n'a jamais été investiguée sur les détecteurs à superréseaux.

Ainsi, je considère une température de 300 K pour réaliser de nouvelles irradiations aux protons, et ainsi connaître l'influence de la température du détecteur pendant l'irradiation sur la dégradation en courant pour les détecteurs T2SL InAs/GaSb étudiés précédemment, à savoir les composants V1476, V1476_{SiO2} et C577.

3.2.1. Composant T2SL InAs/GaSb en configuration p-i-n

3.2.1.1. Résultats expérimentaux

Dans ce paragraphe, je considère les composants V1476 (protection avec de la photorésine) et V1476_{SiO2}, (passivation avec un dépôt diélectrique de SiO₂). Ces deux échantillons ont été irradiés simultanément par des protons dans les conditions expérimentales suivantes :

- Température du détecteur pendant d'irradiation : $T_{\text{irrad}} = 300 \text{ K}$,
- Fluence : $\Phi = 8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergie de proton : $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,
- Flux : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation des diodes pendant l'irradiation : OFF.

La [Figure 73](#) représente l'évolution de la densité de courant en fonction de la tension pour ces deux composants, juste après l'irradiation, ainsi que dix jours après l'irradiation. Ils sont placés directement devant le faisceau de protons, hors cryostat. Il est important de préciser que les mesures électriques ont été faites à la température de fonctionnement du détecteur (100 K). Les deux courbes J-V en noir représentent les niveaux de courant initial qui se superposent pour les deux composants. Puis, l'évolution du courant pour l'échantillon V1476 est schématisée en bleu tandis que celle du composant V1476_{SiO2} est en rouge.

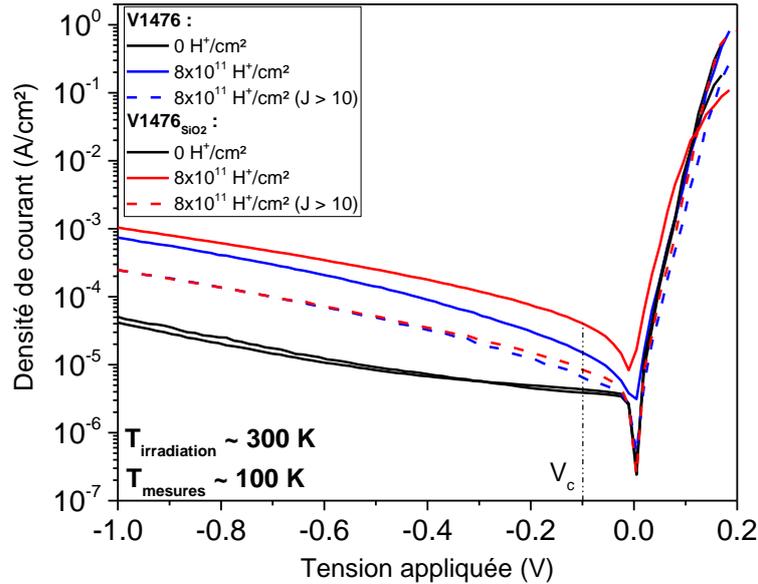


Figure 73 : Détecteur p-i-n MWIR V1476 et V1476_{SiO₂} : Mesures J-V à 100 K pour une irradiation aux protons (après une fluence de 8×10^{11} H⁺/cm²) réalisée avec le détecteur à 300 K : V1476 en bleu et V1476_{SiO₂} en rouge. Des mesures complémentaires ont été réalisées dix jours après l'irradiation pour les deux composants (en traits pointillés).

En comparant ces mesures J-V avec celles des [Figures 63 \(a\) et 97](#), d'une manière générale, les photodiodes connaissent une plus forte dégradation du courant d'obscurité que lorsqu'elles sont irradiées à 100 K. Pour rappel, les composants irradiés à 100 K montraient une augmentation en courant inférieure à un facteur 2, à la tension caractéristique $V_c = -100$ mV. Ici, le courant est dégradé d'un facteur 4 pour le composant V1476 et d'un facteur 9 pour l'échantillon V1476_{SiO₂}, à la tension $V_c = -100$ mV. Ainsi, **la température à laquelle l'échantillon est irradié par des protons, influence fortement la dégradation en courant d'obscurité.**

Un autre résultat est observé. Lorsque les photodiodes sont irradiées à 300 K, **la passivation par un dépôt diélectrique de SiO₂ entraîne une plus forte dégradation du courant par rapport à une simple protection en photorésine.** Ainsi, dans ces conditions expérimentales d'irradiation, il est important de considérer que la dégradation en courant est sous-estimée avec l'échantillon V1476 par rapport à l'échantillon V1476_{SiO₂}.

Par ailleurs, toutes les photodiodes issues des deux échantillons sont dégradées du même ordre de grandeur, comme nous le montre la [Figure 74](#) représentant la densité de courant normalisée (J/J_0) en fonction du rapport P/A (avec P le périmètre de la diode et A la surface de la diode) à la tension caractéristique $V_c = -100$ mV. Ainsi, **la taille et le type de la photodiode n'influence pas la dégradation en courant sous irradiation aux protons.** Selon l'équation (40), ce serait donc la contribution du courant volumique qui augmente sous irradiation et non le courant surfacique.

$$J_{total} = J_{volume} + \frac{P}{A} \times J_{surface} \quad (40)$$

Finalement, il semblerait que la couche de passivation ou de protection choisie ait un effet sur le courant en volume, lors d'une irradiation à 300 K. Ce résultat ne semble pas cohérent avec les mécanismes connus actuellement sous irradiation. La couche de passivation étant à la surface du matériau, des courants de fuites auraient pu apparaître sous irradiation, augmentant la contribution surfacique du courant dans l'équation (40). Or, ce n'est pas le cas d'après la [Figure 74](#), ce qui signifierait

qu'un mécanisme supplémentaire, inconnu pour l'instant, est présent et cela nécessite une étude plus avancée et appuyée par des simulations pour tenter de répondre à la question suivante : *Est-ce que la TID pourrait induire aussi des courants en volume dans le matériau T2SL ?* Les recherches dans la littérature ne m'ont pas permis actuellement de répondre à cette question et ce phénomène n'a pas été constaté jusqu'à présent sur des détecteurs CMOS à base de silicium.

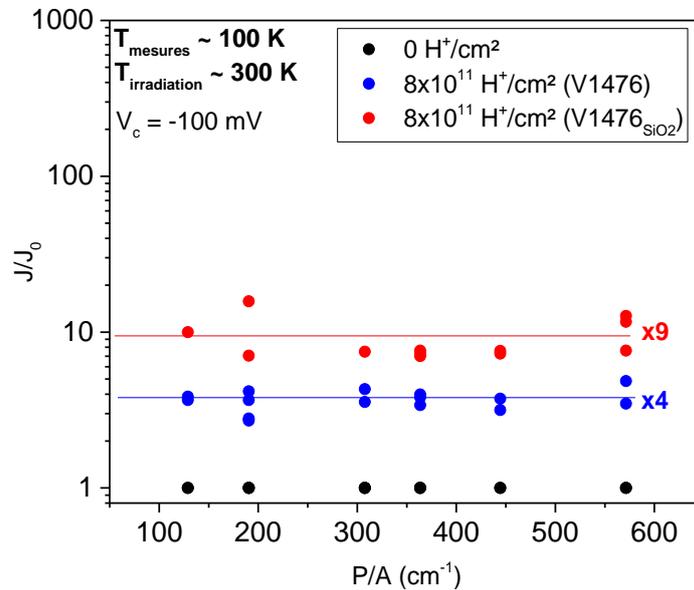


Figure 74 : Détecteur p-i-n MWIR V1476 et V1476_{SiO2} : J/J_0 (à la tension $V_c = -100 \text{ mV}$) en fonction de P/A avant (en noir) et après irradiation (en bleu pour le composant V1476, et en rouge pour l'échantillon V1476_{SiO2}). P est le périmètre de la diode et A correspond à la surface de la diode. Le détecteur est à 300 K pendant l'irradiation.

De plus, dès 10 jours après l'irradiation, on observe une guérison partielle du niveau de courant d'obscurité sur la Figure 75 pour les deux composants V1476 et V1476_{SiO2}. Cette guérison se stabilise dans le temps et n'évolue plus (jusqu'à 60 jours après l'irradiation, où des mesures complémentaires J-V ont été réalisées). La Figure 75 représente les valeurs J/J_0 à la tension $V_c = -100 \text{ mV}$, pour les deux composants considérés.

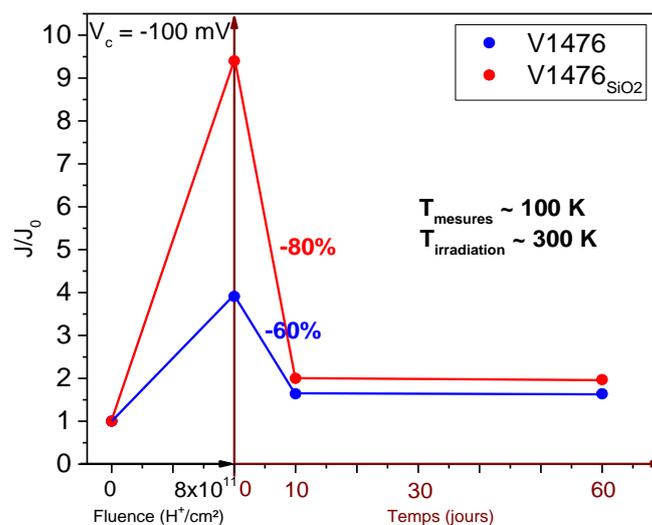


Figure 75 : Détecteur p-i-n MWIR V1476 et V1476_{SiO2} : J/J_0 (à la tension $V_c = -100 \text{ mV}$) en fonction de la fluence puis du temps, pour les échantillons V1476 en bleu et V1476_{SiO2} en rouge, irradiés à 300 K . les mesures J-V sont réalisées à 100 K .

On remarque que, même si la dégradation en courant du composant V1476_{SiO2} était plus importante, finalement **après 10 jours, les niveaux de courant des deux échantillons sont très proches**. On observe même une certaine superposition des mesures en traits pointillés sur la [Figure 73](#). La forte dégradation en courant observée pour le composant V1476_{SiO2} n'est finalement pas permanente dans le temps, et un cycle thermique de 100 K à 300 K permet une guérison du courant, mais qui reste partielle. Les performances en courant d'obscurité restent tout de même légèrement dégradées à la tension $V_c = -100$ mV, de façon permanente.

3.2.1.2. Analyses des résultats

3.2.1.2.1. Observations et hypothèses

Les résultats obtenus jusqu'à présent sur les composants V1476 et V176_{SiO2} sont multiples. Je les synthétise dans le [Tableau 9](#) afin de tenter de fournir une explication ou une hypothèse. Je considère les résultats à la tension caractéristique $V_c = -100$ mV.

Température d'irradiation du détecteur $T_{\text{irradiation}}$	V1476	V1476 _{SiO2}
J/J_0 ($T_{\text{irradiation}} = 100$ K)	1,7	1,3
J/J_0 ($T_{\text{irradiation}} = 300$ K)	4	9,5
Évolution du J/J_0 après 10 jours ($T_{\text{irradiation}} = 300$ K)	-60 %	-80 %

Tableau 9 : Évolution des niveaux de courant normalisés (J/J_0) pour les composants V1476 et V1476_{SiO2}, en fonction de la température d'irradiation du détecteur.

Comme dit précédemment, V. M. Cowan suggère que les protons amèneraient une forte contribution de la dose ionisante mais pouvant être réduite très rapidement grâce à un cycle thermique à 300 K. Ils apporteraient également une faible contribution de la dose de déplacement, mais dont l'effet est difficile à réduire avec un cycle thermique [87].

Une hypothèse peut alors être donnée à partir de ces résultats. **Lors d'une irradiation réalisée à 100 K, la dose ionisante pourrait être masquée, et il y aurait uniquement la présence de la dose de déplacement. En revanche, lors d'une irradiation réalisée à 300 K, les deux contributions de dose seraient présentes (TID et DDD).**

En effet, aucune guérison du courant n'est observée après une irradiation à 100 K, et la dégradation en courant pour les deux composants est proche. En revanche, lors d'une irradiation à 300 K, on observe une plus grande dégradation en courant dont la quantité dépend de la couche de passivation de la photodiode, mais cette forte augmentation du courant est réduite, dès 10 jours après l'irradiation. À partir de 10 jours après l'irradiation, les densités de courant d'obscurité, encore dégradées, ne dépendent plus de la couche de passivation (les courbes J-V se superposent). **La part de courant guéri dans le temps pourrait ainsi être assimilée à la dose ionisante tandis que la part de courant dégradé de façon permanente serait liée à la dose de déplacement.**

Afin d'appuyer l'hypothèse évoquée ci-dessus (la dose ionisante serait masquée lors d'une irradiation réalisée à 100 K), j'ai considéré une irradiation aux photons γ du composant V1476_{SiO2}, puisque les photons γ apportent uniquement de la dose ionisante.

3.2.1.2.2. Irradiation aux photons γ

Deux composants V1476_{SiO2} ont été irradiés par des photons γ , l'un à la température de fonctionnement du détecteur, soit 100 K et l'autre à 300 K. Ces deux échantillons ont reçu chacun une dose de 50 krad(Si). L'évolution de leur densité de courant est tracée en fonction de la tension appliquée sur la Figure 76, en bleu pour le composant irradié à 100 K et en rouge pour le composant irradié à 300 K.

Avant irradiation, les niveaux de courants initiaux (schématisés par les traits pointillés) se superposent mais après irradiation, nous observons clairement que la photodiode irradiée à 100 K n'est pas dégradée (en bleu) tandis que la photodiode irradiée à 300 K présente une densité de courant plus élevée (en rouge). À la tension caractéristique $V_c = -100$ mV, la densité de courant d'obscurité est multipliée par un facteur 3 pour une irradiation réalisée à 300 K. Cela appuie donc l'hypothèse que lors d'une irradiation à 100 K, l'effet de la dose ionisante, induite par des photons γ , est masqué.

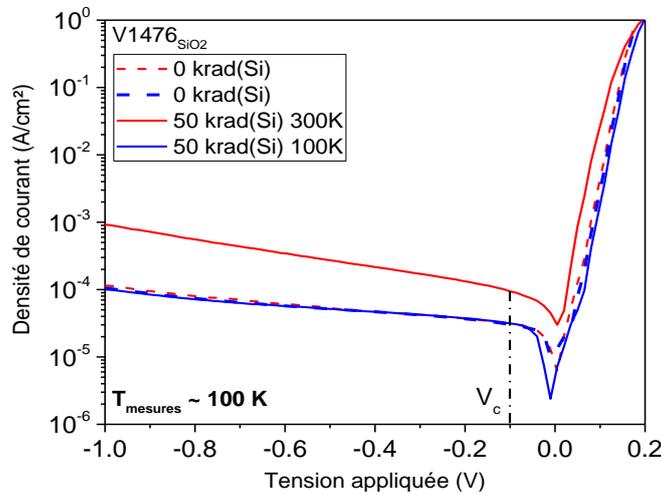


Figure 76 : Détecteur p-i-n MWIR V1476_{SiO2} : Mesures J-V pour une photodiode irradiée à 100 K (en bleu) et une photodiode irradiée à 300 K (en rouge), avant (en trait pointillé) et après (en trait plein) irradiation aux photons γ (avec une dose de 50 krad(Si)).

La Figure 77 représente la densité de courant normalisée des photodiodes (J/J_0) en fonction du rapport P/A (avec P le périmètre de la diode et A la surface de la diode) à la tension $V_c = -100$ mV. On constate que c'est bien la contribution du courant volumique qui augmente ici, et non sa contribution surfacique.

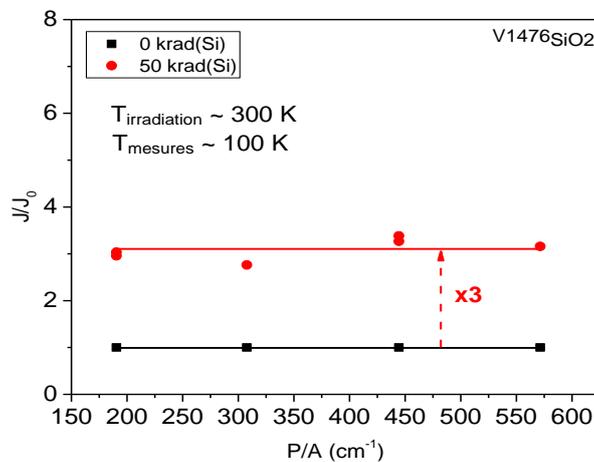


Figure 77 : Détecteur p-i-n MWIR V1476_{SiO2} : J/J_0 (à la tension $V_c = -100$ mV) en fonction de P/A avant (en noir) et après irradiation (en rouge), pour l'échantillon V1476_{SiO2}. Le détecteur est à 300 K pendant l'irradiation.

Même si la TID induite par des photons γ n'est pas équivalente à celle induite par les protons (la TID est uniforme pour les photons γ alors qu'elle ne l'est pas pour les protons), les résultats obtenus sont similaires : **la TID apportée par des protons ou des photons γ , lors d'une irradiation à 300 K, semble réellement augmenter le courant volumique.** Cette hypothèse nécessite plus d'investigations car, actuellement, elle n'a pas été démontrée dans la littérature.

Par ailleurs, l'hypothèse que la dose ionisante serait masquée lors d'une irradiation réalisée à 100 K est appuyée par ce dernier résultat, même si cette hypothèse nécessite encore plusieurs investigations pour être confirmée.

3.2.1.3. Mesures à différentes températures

Des mesures complémentaires J-V en température (de 85 K à 300 K) ont été faites en station sous pointes, un mois après l'irradiation aux protons, sur le composant V1476 irradié à 300 K. L'objectif est de déterminer les énergies d'activation, et d'observer les différents régimes de courant. La [Figure 78](#) représente les niveaux de courant avant irradiation (en traits pointillés) et après irradiation (en traits pleins) pour plusieurs températures.

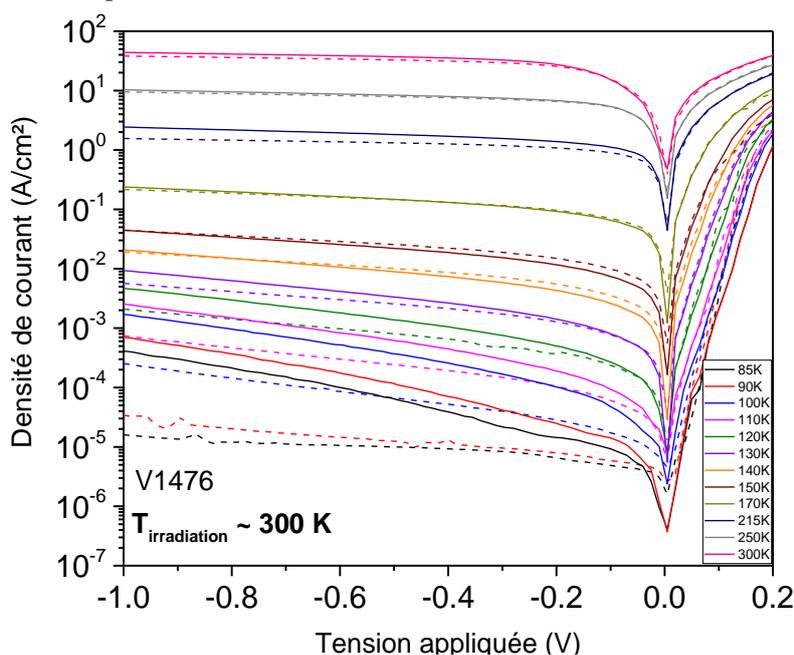


Figure 78 : Mesures J-V en température réalisées en station sous pointes, avant irradiation (trait pointillé) et un mois après irradiation (trait plein). Le composant considéré est l'échantillon V176 irradié à 300 K.

Le graphe d'Arrhenius, extrait de la [Figure 78](#), est représenté à la [Figure 79](#). On considère ici la tension $V = -250$ mV, pour s'affranchir du comportement non idéal de la caractéristique J-V proche de 0 V.

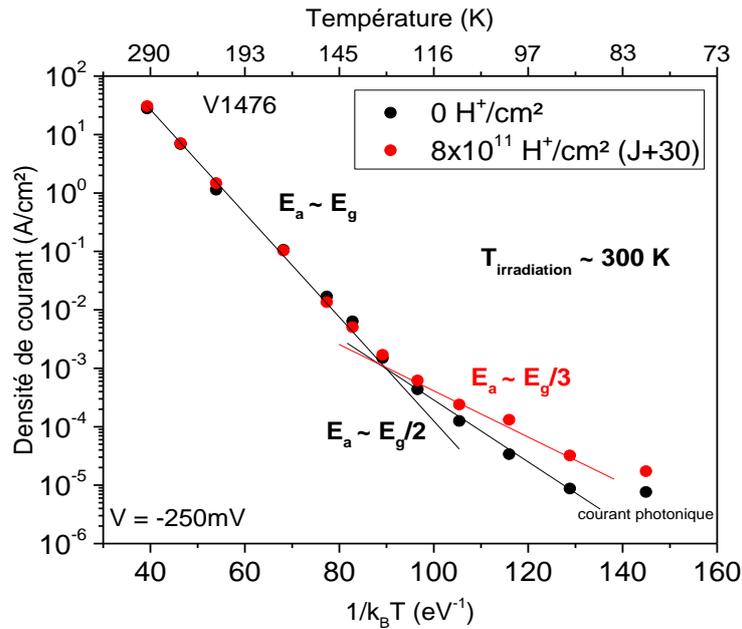


Figure 79 : Graphe d'Arrhenius à $V = -250$ mV, avant irradiation (en noir) et un mois après irradiation (en rouge), extrait de la Figure 83, pour le composant V1476 irradié à 300 K.

À haute température, les courants se superposent avant et un mois après irradiation. **Le courant de diffusion domine** et $E_a \sim E_g$ (l'énergie d'activation vaut 220 meV). À plus basse température ($T < 130$ K), on observe une augmentation du courant :

- **Avant irradiation, le courant G-R est prépondérant dans cette structure p-i-n**, l'énergie d'activation ($E_a \sim 120$ meV) étant proche de $E_g/2$.
- **Après irradiation**, l'énergie d'activation vaut 92 meV (correspondant globalement à $E_g/3$) et cela indique donc qu'un autre mécanisme de courant semble entrer en jeu.

Le mécanisme à $E_g/3$ n'est pas un mécanisme connu dans la filière des T2SL. Des simulations devront être investiguées pour tenter de comprendre plus précisément, quels types de défauts sont activés ou créés lors de l'irradiation à 300 K d'un composant en configuration p-i-n.

3.2.1.4. Résultats des calculs analytiques

Afin de mieux comprendre l'évolution du niveau de courant sous **irradiation à 300 K pour les deux composants V1476 et V1476_{SiO2}**, j'ai réalisé un **calcul analytique en courant d'obscurité**. Cette étude est une première analyse qui va permettre d'observer une tendance d'évolution de plusieurs paramètres sous irradiation. Pour rappel, le courant d'obscurité dépend de quatre composantes (4) : dans le cadre de cette étude, le courant J_{BTB} est négligé par rapport aux autres contributions et donc :

$$J_{analytique} = J_{diffusion} + J_{GR} + J_{TAT} \quad (41)$$

Les paramètres pour une température donnée (100 K) intervenant dans $J_{diffusion}$ (5), J_{GR} (9) et J_{TAT} (12) sont répertoriés dans le Tableau 10.

Paramètres	Données
Densité d'états d'électrons N_c à 100 K	$1,94 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
Densité d'états de trous N_v à 100 K	$5,86 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Densité des porteurs intrinsèques n_i à 100 K	$7,43 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
Énergie du gap E_g à 100 K	245 meV
Permittivité relative ϵ_r	15,3
Mobilité des électrons μ_e	$1000 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$
Épaisseur de la couche d'absorption e_{AL}	0,5 μm
Élément de la matrice associée au piège M^2	$2,56 \times 10^{-67} \text{ J.m}^{-3}$
Masse effective des électrons m_e	$0,025 \times m_0$
Masse effective des trous m_h	$0,25 \times m_0$
Niveau de pièges E_t	150 meV ($\sim 3E_g/5$)

Tableau 10 : Valeurs des paramètres (issues de [69]) utilisés pour le calcul analytique.

- Les densités d'états des porteurs N_c et N_v sont déterminées à l'aide des relations (42) et (43).
- L'énergie du gap à 100 K pour le photodétecteur InAs/GaSb en configuration p-i-n, avec une longueur d'onde de coupure de 5 μm , est : $E_g(T = 100 \text{ K}) = 245 \text{ meV}$.
- La longueur de diffusion des porteurs, déterminée par (6), vaut : $L_D = 6,9 \mu\text{m}$ ce qui est plus de dix fois supérieur à l'épaisseur de la couche d'absorption. C'est donc cette épaisseur e_{AL} de 0,5 μm qui est considérée dans l'équation du courant de diffusion J_{diff} (5).
- Le profil des dopages considérés à 77 K pour le composant V1476 est représenté à la Figure 80. Les dopages respectifs $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ de l'interface N⁻/N⁺, sont utilisés dans les équations de courant. On considère le dopage de la couche d'absorption égal à $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, correspondant à la couche non intentionnellement dopée dans la structure p-i-n.
- Généralement, la convention d'origine pour le choix du niveau de pièges est $E_g/2$, correspondant à la répartition statistique moyenne des pièges dans le gap d'énergie. Dans ce cas-là, le niveau de pièges (déterminé par le calcul analytique) serait $3E_g/5$ par rapport à la bande de conduction.

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (42)$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (43)$$

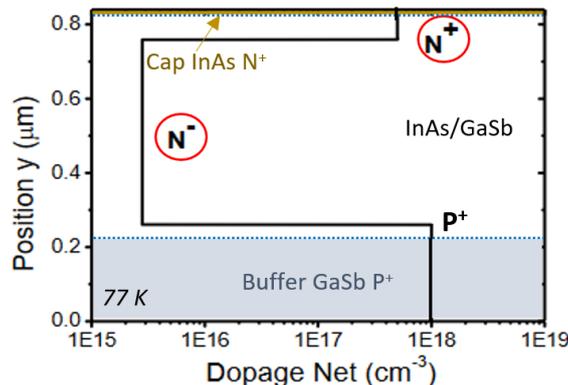


Figure 80 : Valeur des dopages des couches du superréseau InAs/GaSb p-i-n MWIR, issues de la thèse de Marie Delmas [69].

Sous irradiation, il semble que la durée de vie, le dopage de la couche d'absorption (AL) et la densité de pièges varient. Le **Tableau 11** représente l'évolution de ces différents paramètres au cours de l'irradiation à 300 K (sous une fluence de $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$) pour l'échantillon protégé par de la photorésine (en bleu) et l'échantillon passivé avec du diélectrique SiO_2 (en rouge).

Paramètres	Avant irradiation	Après irradiation – V1476	Après irradiation – V1476_{SiO2}
Durée de vie	55 ns	9 ns	3 ns
Dopage de la AL	$5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$13 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$15 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
Densité de pièges	$1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	$1,3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	$1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

Tableau 11 : Évolution des paramètres (durée de vie, dopage de la couche d'absorption, densité de pièges) sous une fluence de $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, pour une irradiation réalisée à 300 K.

Plusieurs jeux de paramètres sont a priori possibles, les valeurs données dans le **Tableau 11** correspondent à l'un d'entre eux. La **Figure 81** montre les résultats des calculs analytiques.

Pour l'échantillon V1476 :

- La durée de vie diminue d'un facteur 6.
- Le dopage de la couche d'absorption augmente d'un facteur 2,6.
- La densité de pièges augmente d'un facteur 1,3.

Pour l'échantillon V1476_{SiO2} :

- La durée de vie diminue d'un facteur 18.
- Le dopage de la couche d'absorption augmente d'un facteur 3.
- La densité de pièges augmente d'un facteur 1,5.

L'évolution de la **durée de vie** sous irradiation semble être le paramètre le plus dépendant de la couche de passivation. La durée de vie diminue trois fois plus pour le matériau passivé par du SiO_2 que celui protégé par la photorésine. En revanche, le dopage de la couche d'absorption et la densité de pièges augmentent sous irradiation et il n'y a a priori pas d'influence de la couche de protection choisie sur l'augmentation de ces deux paramètres.

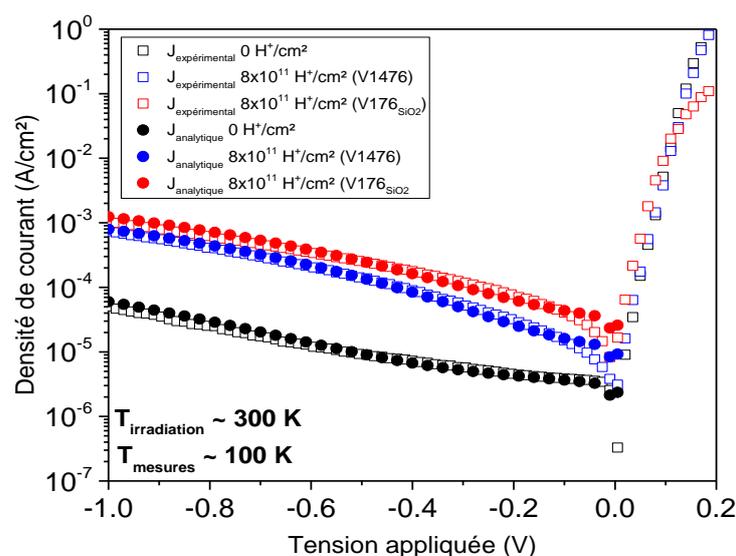


Figure 81 : Mesures J-V expérimentales (symboles carrés) avant (en noir) et après irradiation (à 300 K) pour respectivement le composant V1476 (en bleu) et V1476_{SiO2} (en rouge). Résultats des calculs analytiques (symboles ronds) superposés aux résultats expérimentaux.

La Figure 82 (a) correspond à la décomposition des différentes contributions en courant avant irradiation, tandis que les Figures 82 (b) et (c) illustrent celles après irradiation respectivement pour les composants V1476 et V1476_{SiO2}.

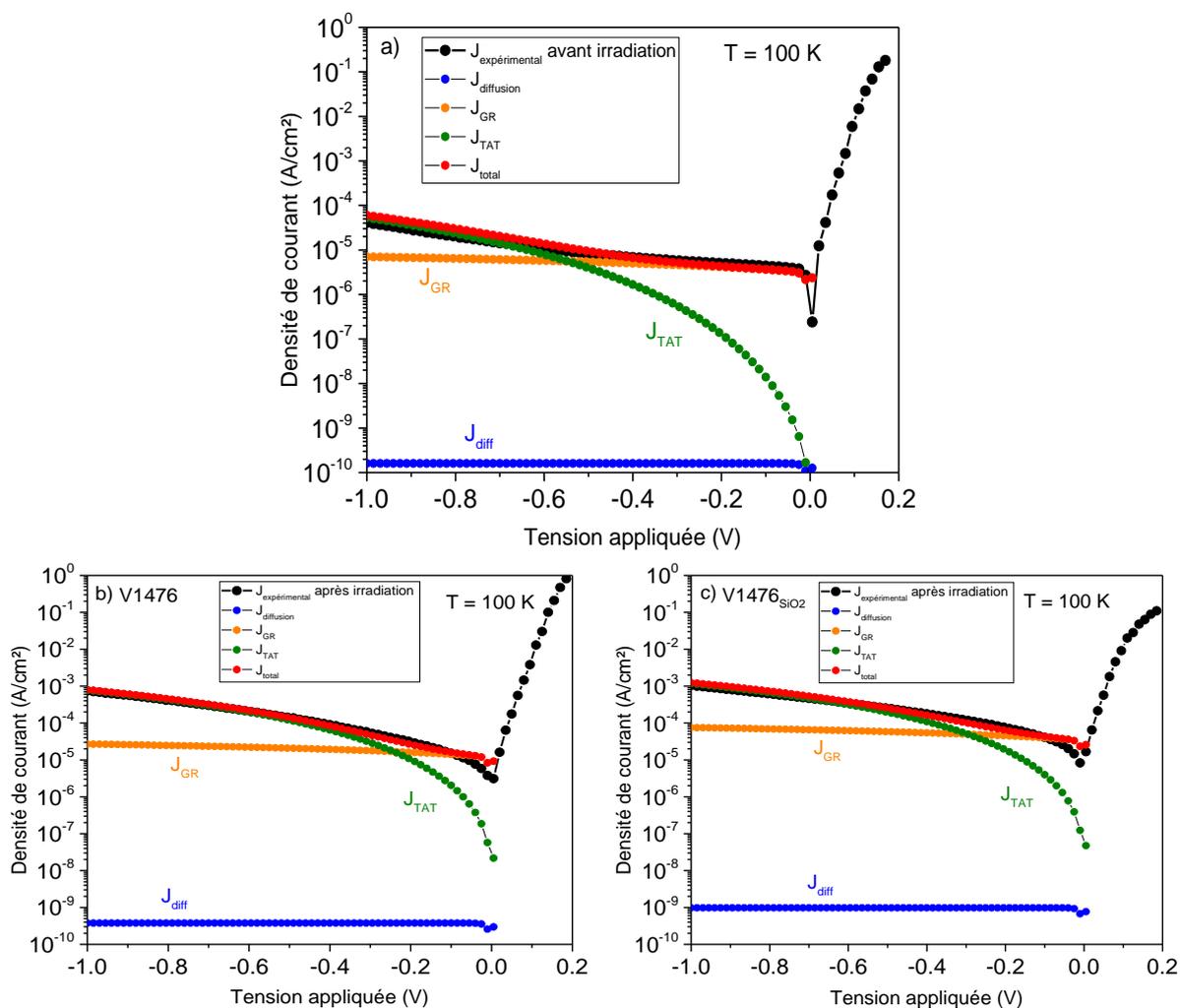


Figure 82 : Résultats des calculs analytiques en courant avant irradiation (a), après irradiation pour l'échantillon V1476 (b) et l'échantillon V1476_{SiO2} (c) à 100 K.

D'une manière générale, les **composantes J_{GR} et J_{TAT} , déjà présentes avant irradiation, augmentent sous irradiation aux protons**. Avant irradiation, le courant J_{GR} est dominant jusqu'à $-0,5$ V, puis, à plus haute tension, le courant J_{TAT} devient prépondérant. Après irradiation, ce dernier devient non négligeable plus tôt, à partir de $-0,3$ V pour les deux échantillons considérés.

3.2.2. Composant T2SL InAs/GaSb en configuration à barrière de type XBp

3.2.2.1. Résultats obtenus

Après avoir constaté une forte différence de dégradation en courant d'obscurité sur le composant V1476, selon la température du détecteur lors de l'irradiation, je réalise la même étude sur le composant C695, avec une structure à barrière de type XBp, protégé uniquement avec de la photorésine. Même si le composant C695 a un nombre d'interfaces dans le T2SL deux fois plus faible que l'échantillon C577, nous verrons plus tard, comme pour les structures p-i-n, que cela n'influence pas la dégradation du courant sous irradiation (dans le paragraphe 3.3.1.2.). Les conditions expérimentales d'irradiation sont :

- Température du détecteur pendant d'irradiation : $T_{\text{irrad}} = 300 \text{ K}$,
- Fluence : $\Phi = 8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergie de proton : $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,
- Flux : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation des diodes pendant l'irradiation : OFF.

La Figure 83 montre l'évolution de la densité de courant en fonction de la tension appliquée sous irradiation (avant en noir et après en rouge). Des mesures supplémentaires J-V ont été réalisées 10 jours (en bleu) et 60 jours (en rose) après l'irradiation aux protons.

Comme pour l'échantillon avec une structure à barrière XBp, irradié à 100 K (Figure 69 (a)), le plateau de diffusion disparaît et n'est pas retrouvé dans le temps même après plusieurs cycles thermiques de 100 K à 300 K. **Cette disparition permanente n'est donc pas fonction de la température à laquelle le détecteur est irradié.**

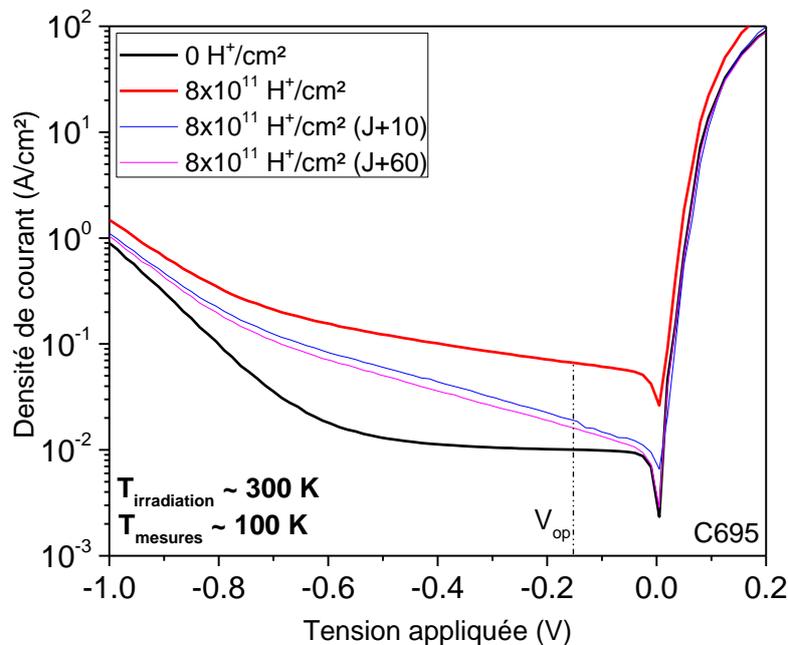


Figure 83 : Mesures J-V à 100 K du composant C695 protégé avec de la photorésine, avant irradiation (en noir), après irradiation (en rouge), 10 jours (en bleu) et 60 jours (en rose) après l'irradiation réalisée à 300 K.

La Figure 84 représente les évolutions des densités de courant normalisées au courant initial (J/J_0) à la tension d'opération ($V_{op} = -150$ mV) sous irradiation à 100 K (en bleu) et à 300 K (en rouge). Les données sont issues respectivement des Figures 69 (a) et 83.

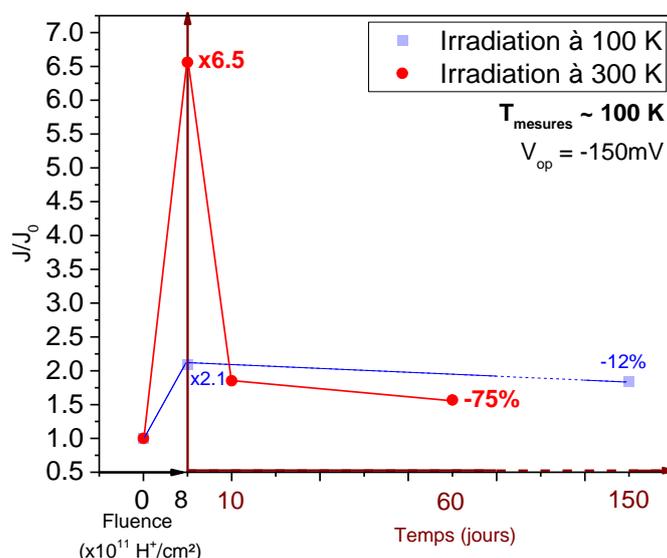


Figure 84 : Évolution du rapport J/J_0 à la tension $V_{op} = -150$ mV, sous irradiation puis dans le temps après irradiation (réalisée à 100 K en bleu et à 300 K en rouge).

Comme pour les échantillons InAs/GaSb en configuration p-i-n, la **dégradation est plus importante sous une irradiation à 300 K** mettant en avant des mécanismes d'activation/de création de défauts différents de ceux rencontrés lors d'une irradiation à 100 K. Pour tenter d'expliquer cette observation, une hypothèse donnée dans [153] serait que l'amplitude de vibration des atomes, plus importante à 300 K qu'à 100 K, affecte la production de paires de Frenkel (paire interstitielle-lacune). De plus, la section efficace est plus importante à haute température [154] ce qui signifie que la probabilité de piéger un porteur est plus grande à 300 K qu'à 100 K.

En considérant la tension $V_{op} = -150$ mV, après une fluence de 8×10^{11} H⁺/cm², le courant est multiplié par un facteur **6,5** lors d'une irradiation à 300 K contre 2 à 100 K. Puis, dix jours après l'irradiation, une guérison partielle du courant est observée à hauteur de **75 %** pour l'échantillon irradié à 300 K contre 12 % pour le composant irradié à 100 K.

L'hypothèse que la contribution de la TID pourrait être masquée lors d'une irradiation à 100 K, s'étendrait également aux détecteurs à barrière opérant dans le LWIR, puisque leur comportement sous irradiation, selon la température à laquelle ils sont irradiés, est similaire à celui des composants V1476 et V1476_{SiO2}, dans les mêmes conditions d'irradiation.

Par ailleurs, la Figure 85, correspondant à la densité de courant, à la tension $V_{op} = -150$ mV, du composant C695 (irradié à 300 K) en fonction du rapport P/A, montre que la dégradation en courant ne dépend pas de la taille des diodes. La conclusion est la même que pour l'échantillon V1476 à savoir que la contribution volumique du courant (40) augmente sous irradiation, et connaît ensuite, une guérison grâce à un cycle thermique de 100 K à 300 K. Les courants avant irradiation apparaissent en noir tandis que les courants après irradiation sont indiqués en rouge.

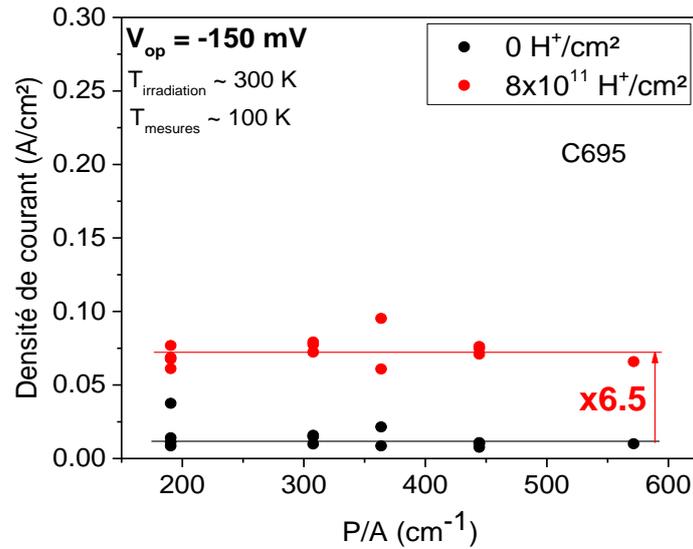


Figure 85 : Évolution du rapport J/J_0 (à la tension $V_{op} = -150$ mV) en fonction du rapport P/A avant (en noir) et après irradiation (en rouge). P est le périmètre de la diode et A correspond à la surface de la diode. Le détecteur est à 300 K pendant l'irradiation.

3.2.2.2. Mesures en température

Dans cette partie, des mesures J-V en température sont réalisées dans le but de voir si l'évolution des énergies d'activation sous irradiation, observée à la Figure 72, dépend de la température du détecteur lors de l'irradiation. La Figure 86 (a) représente les courbes J-V à différentes températures, avant (en traits pointillés) et après irradiation (en traits pleins). De cette figure peut être extrait le graphe d'Arrhenius à la tension $V_{op} = -150$ mV, représenté à la Figure 86 (b).

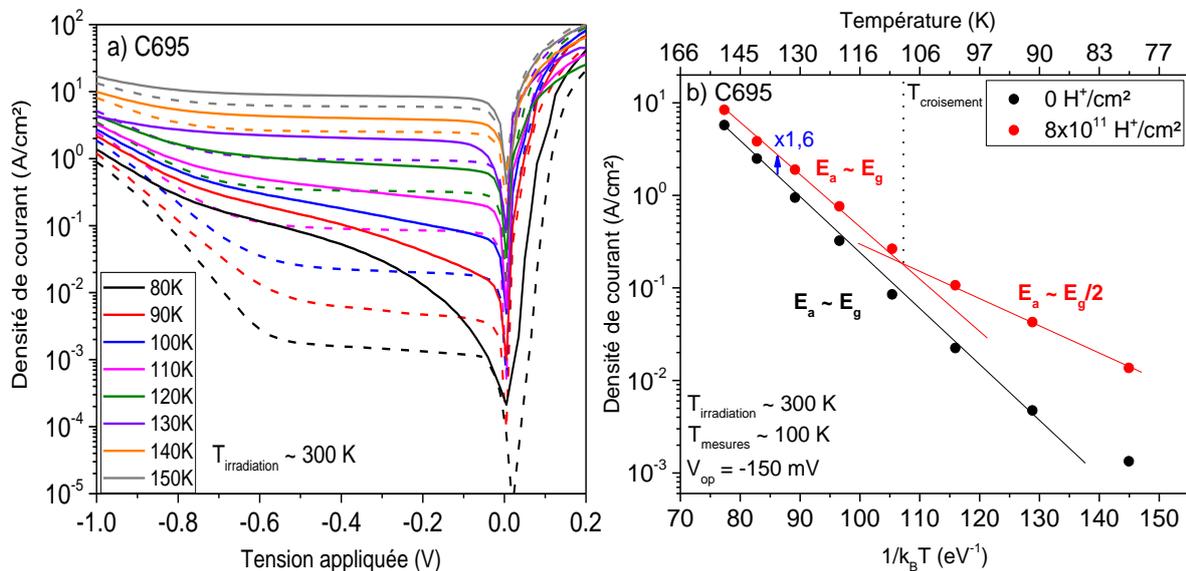


Figure 86 : Mesures J-V réalisées dans la station sous pointes à 100 K, à différentes températures. Le niveau en courant avant irradiation est représenté en pointillé tandis que le niveau en courant après irradiation est en trait plein (a). Graphe d'Arrhenius à la tension $V_{op} = -150$ mV, avant (en noir) et après l'irradiation (en rouge) réalisée à 300 K.

Comme lors de l'irradiation réalisée à 100 K (Figure 72), le courant de type GR-limité devient dominant après irradiation, à la tension de fonctionnement du détecteur. En effet, l'énergie d'activation, initialement proche du gap d'énergie, décroît à $E_g/2$ après irradiation, à basse température.

Ce comportement n'est donc pas fonction de la température d'irradiation du détecteur. En revanche, en comparant la [Figure 86 \(b\)](#) avec la [Figure 72](#), on s'aperçoit que le régime du courant G-R est dominant sur une plus grande gamme de température, lorsque l'irradiation a été réalisée à 300 K. À la tension d'opération du détecteur, ($V = -150$ mV), lors d'une irradiation réalisée à 100 K, le courant G-R domine pour les températures inférieures à 100 K tandis qu'après une irradiation à 300 K, il est prépondérant dès 110 K.

3.2.2.3. Résultats des calculs analytiques

Comme dans le paragraphe 3.2.1.4., j'ai réalisé un calcul analytique du courant d'obscurité sur le composant C695, pour observer les variations de certains paramètres physiques sous irradiation faite à 300 K. Je considère toujours le courant total comme la somme des composantes J_{diff} , J_{GR} et J_{TAT} en négligeant J_{BTB} (41). Les paramètres utilisés sont donnés dans le [Tableau 12](#), pour une température de 100 K.

Paramètres	Données
Densité d'états d'électrons N_c à 100 K	$3,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
Densité d'états de trous N_v à 100 K	$3,1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Densité des porteurs intrinsèques n_i à 100 K	$3,92 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
Énergie du gap E_g à 100 K	117 meV
Permittivité relative ϵ_r	15,3
Mobilité des électrons μ_e	$1000 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$
Épaisseur de la couche d'absorption e_{AL}	1,5 μm
Élément de la matrice associée au piège M^2	$2,56 \times 10^{-67} \text{ J.m}^{-3}$
Masse effective des électrons m_e	$0,04 \times m_0$
Masse effective des trous m_h	$0,75 \times m_0$
Niveau de pièges E_t	7 meV ($\sim E_g/15$)

Tableau 12 : Valeurs des paramètres (issues de [108]) utilisés pour le calcul analytique.

- Les densités d'états des porteurs N_c et N_v sont déterminées à l'aide des relations (42) et (43).
- L'énergie du gap à 100 K pour le photodétecteur T2SL InAs/GaSb en configuration XBp, avec une longueur d'onde de coupure de 11 μm , est de 117 meV.
- La longueur de diffusion des porteurs, déterminée par (6) vaut : $L_D = 4 \mu\text{m}$ ce qui est deux fois supérieur à l'épaisseur de la couche d'absorption. C'est donc cette épaisseur e_{AL} de 1,5 μm qui est considérée dans l'équation du courant de diffusion J_{diff} (5).
- Les dopages N_{AL} et N_{BL} sont respectivement de l'ordre de $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Ce sont des valeurs données dans [155].
- Le niveau de pièges trouvé, grâce au calcul analytique, est $E_g/15$ par rapport à la bande de conduction.
- Je choisis volontairement de ne pas faire varier le dopage de la couche barrière.

La solution proposée dans le [Tableau 13](#) est l'une des solutions possibles, mais elle n'est certainement pas unique.

Paramètres	Avant irradiation	Après irradiation
Durée de vie	18,5 ns	12,5 ns
$N_{AL_après_Irradiation} / N_{AL_avant_Irradiation}$	1	2,5
Densité de piège N_t	$8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	$12 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

Tableau 13 : Évolution des trois paramètres (durée de vie, dopage de la couche d'absorption et densité de pièges) sous une fluence de $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, pour une irradiation réalisée à 300 K.

D'après le [Tableau 13](#), les calculs analytiques montrent que la tendance d'évolution des trois paramètres est la même que pour le composant V1476. La durée de vie diminue tandis que le dopage de la couche d'absorption et la densité de pièges augmentent. La durée de vie est dégradée d'un facteur 1,5. Le dopage de couche d'absorption et la densité de pièges augmentent respectivement d'un facteur 2,5 et 1,5.

La durée de vie semble nettement moins dégradée que celle dans la structure p-i-n, pour la même fluence de protons apportée, dans des conditions expérimentales d'irradiation identiques. En revanche, les augmentations des niveaux de dopage de la couche d'absorption et de densité de pièges ne semblent pas dépendantes de la structure (p-i-n et XBp) ou de la gamme spectrale considérée. Leurs dégradations sont similaires pour les deux échantillons irradiés à 300 K.

La [Figure 87](#) présente les résultats des calculs analytiques, avec la décomposition des courants avant (a) et après (b) irradiation réalisée à 300 K.

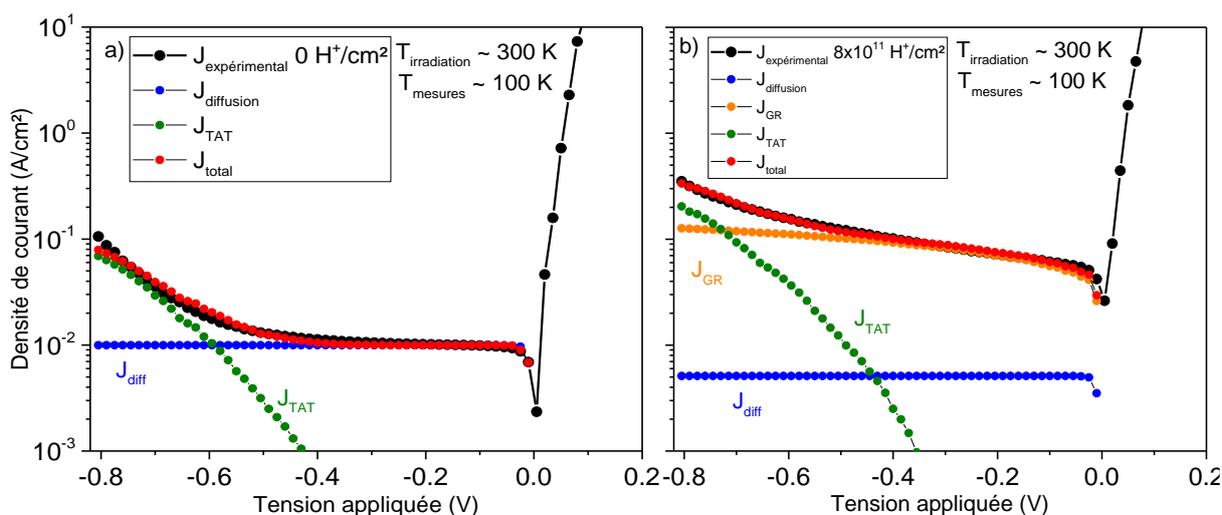


Figure 87 : Résultats des calculs analytiques en courant avant irradiation (a) et après (b) irradiation pour l'échantillon C695 irradié à 300 K.

La [Figure 87 \(a\)](#) confirme bien qu'avant irradiation, le courant est diffusion-limité pour $V < -0,5 \text{ V}$. Il n'y a pas de composante G-R. Après irradiation, la composante G-R devient prépondérante pour $V < -0,6 \text{ V}$ ([Figure 87 \(b\)](#)). Selon les résultats des calculs analytiques, avant irradiation, la zone déplétée serait de 260 nm, elle est donc contenue totalement dans la couche barrière de 300 nm. Après irradiation, cette zone déplétée pénètre la couche d'absorption. Des études plus approfondies nous permettraient de connaître la distance sur laquelle s'étend la zone déplétée dans la couche d'absorption.

En revanche l'élargissement de la zone déplétée après irradiation, élimine l'offset de bande de conduction ce qui réduit la tension d'opération V_{op} . Le résultat observé à la [Figure 69 \(b\)](#) (la tension d'opération se rapproche de 0 V sous irradiation) s'explique par cet élargissement de la zone déplétée dans la structure du matériau.

3.3. Influence des propriétés de la structure quantique des T2SL

Comme cela a été présenté dans le chapitre 1, le superréseau InAs/GaSb est constitué d'un nombre N de couches périodiques InAs/GaSb, soit $N-1$ interfaces. Mais, ce nombre d'interfaces peut varier pour créer une zone d'absorption plus ou moins grande. Ainsi, dans cette dernière partie, je m'intéresse donc à **l'influence du nombre d'interfaces des détecteurs T2SL sur la dégradation du courant d'obscurité sous irradiation aux protons**. De plus **l'influence de la longueur d'onde de coupure sous irradiation est également abordée** dans cette dernière partie.

3.3.1. Influence du nombre d'interfaces du superréseau sous irradiation

L'influence du nombre d'interfaces sur l'évolution du courant sous irradiation est étudiée sur deux types de détecteurs T2SL InAs/GaSb :

- en configuration p-i-n opérant dans le MWIR.
- en configuration à barrière, fonctionnant dans le LWIR.

3.3.1.1. Détecteurs InAs/GaSb avec une structure p-i-n opérant dans le MWIR

L'échantillon V1477 ($AL = 1 \mu\text{m}$), possédant deux fois plus d'interfaces que le composant V1476 ($AL = 0,5 \mu\text{m}$), est considéré ici. Ces deux échantillons ont été irradiés simultanément dans les mêmes conditions expérimentales, à savoir :

- Température du détecteur pendant l'irradiation : $T_{\text{irrad}} = 300 \text{ K}$,
- Fluence : $\Phi = 4 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergie de proton : $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,
- Flux : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation des diodes pendant l'irradiation : OFF.

La [Figure 88](#) représente l'évolution de la densité de courant sous irradiation (jusqu'à une fluence de $4 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$), de ces deux échantillons.

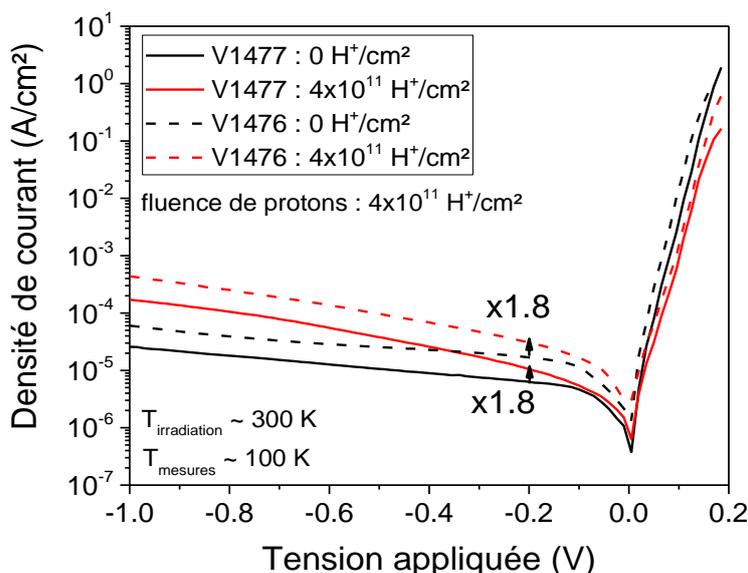


Figure 88 : Mesures J-V à 100 K pour deux échantillons (V1477 en traits pleins et V1476 en traits pointillés) irradiés à 300 K. En noir correspond la densité de courant avant irradiation et en rouge, celle après irradiation ($4 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$).

On observe une dégradation similaire pour les deux composants. À la tension caractéristique $V_c = -200$ mV, leur densité de courant est multipliée par un facteur 1,8. Ainsi, **le nombre d'interfaces de la couche d'absorption d'un détecteur T2SL InAs/GaSb en configuration p-i-n opérant dans le MWIR, ne semble pas influencer la quantité de dégradation du courant d'obscurité, sous irradiation aux protons.**

3.3.1.2. Détecteurs InAs/GaSb en configuration XBp fonctionnant dans le LWIR

De la même façon, des échantillons, avec une structure à barrière XBp fonctionnant dans le LWIR, dont le nombre d'interfaces InAs/GaSb diffère, ont été irradiés simultanément. Les conditions expérimentales d'irradiation sont les suivantes :

- Fluence : $\Phi = 8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergie de proton : $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,
- Flux : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation des diodes pendant l'irradiation : OFF.

Sur ces détecteurs, je souhaite voir s'il y a un effet de la température du détecteur pendant l'irradiation sur le résultat obtenu. Certains échantillons ont donc été irradiés à 300 K et d'autres à 100 K.

3.3.1.2.1. Détecteurs irradiés à 300 K

Le composant C695 possède une couche d'absorption de $1,5 \mu\text{m}$ et l'échantillon C696 en a une de $5,5 \mu\text{m}$, donc presque quatre fois plus grande. La Figure 89 présente l'évolution de leur densité de courant normalisée dans le temps (après l'irradiation réalisée à 300 K).

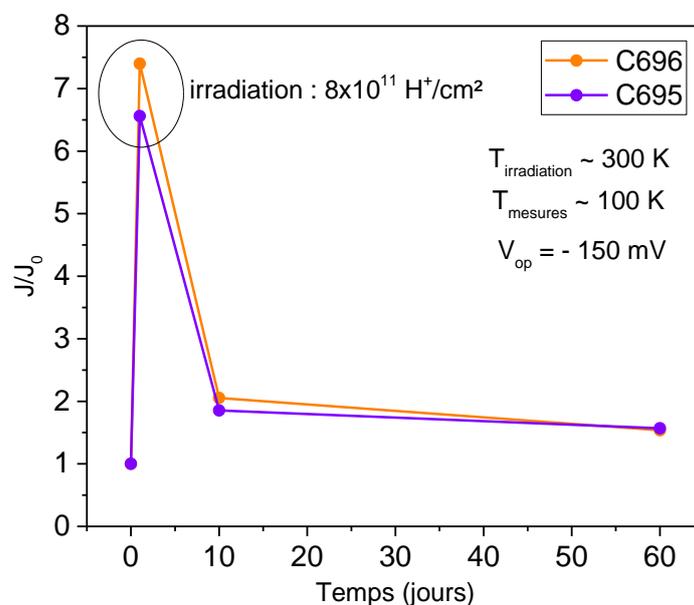


Figure 89 : Mesures J/J_0 à la tension $V_{op} = -150$ mV, à 100 K en fonction du temps, pour deux échantillons (C695 en violet et C696 en orange) irradiés à 300 K.

La dégradation en courant (comme la guérison) est similaire pour les deux échantillons. À la tension de fonctionnement $V_{op} = -150$ mV, leur densité de courant est multipliée environ par un facteur 7, ce qui est en accord avec la Figure 85.

3.3.1.2.2. Détecteurs irradiés à 100 K

Le composant C696 possède une couche d'absorption de $5,5 \mu\text{m}$ et il est comparé à l'échantillon C577 dont la couche d'absorption fait $3,2 \mu\text{m}$. La Figure 90 présente leur densité de courant normalisé (J/J_0) en fonction de la fluence de protons, à la tension $V_{\text{op}} = -150 \text{ mV}$. Les détecteurs ont été irradiés à 100 K.

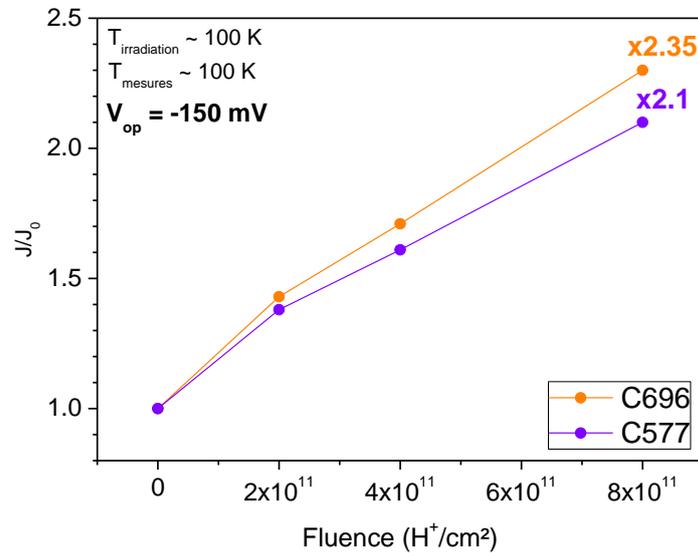


Figure 90 : Mesures J/J_0 à la tension $V_{\text{op}} = -150 \text{ mV}$, à 100 K, en fonction de la fluence, pour deux échantillons (C696 en orange et C577 en violet), irradiés à 100 K.

Comme lors de l'irradiation à 300 K, le **nombre d'interfaces InAs/GaSb n'influence globalement pas la quantité de dégradation en densité de courant**. Après le dernier niveau de fluence ($8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$), le courant d'obscurité a été multiplié par un facteur d'environ 2,2.

3.3.2. Influence de la longueur d'onde de coupure sous irradiation

Dans ce paragraphe, je cherche à voir si **une faible variation de la longueur d'onde de coupure entraîne une modification de la quantité de dégradation en courant d'obscurité après irradiation**. Pour cela, je considère le composant C697 ($\lambda_c = 13 \mu\text{m}$) comparé à l'échantillon C577 ($\lambda_c = 11 \mu\text{m}$). Ils possèdent des épaisseurs de zone d'absorption très proches ($3,5 \mu\text{m}$ et $3,2 \mu\text{m}$ respectivement). Les deux échantillons ont été irradiés simultanément dans les conditions expérimentales suivantes :

- Température du détecteur pendant d'irradiation : $T_{\text{irrad}} = 100 \text{ K}$,
- Fluence maximale : $\Phi = 8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergie de proton : $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,
- Flux : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation des diodes pendant l'irradiation : OFF.

La Figure 91 (a) représente l'évolution de leur densité de courant (en traits pleins pour le C697 et en traits pointillés pour le C577). La Figure 91 (b) montre l'évolution de leur densité de courant d'obscurité, à la tension d'opération $V_{\text{op}} = -150 \text{ mV}$, en fonction de la fluence considérée, extraite de la Figure 91 (a).

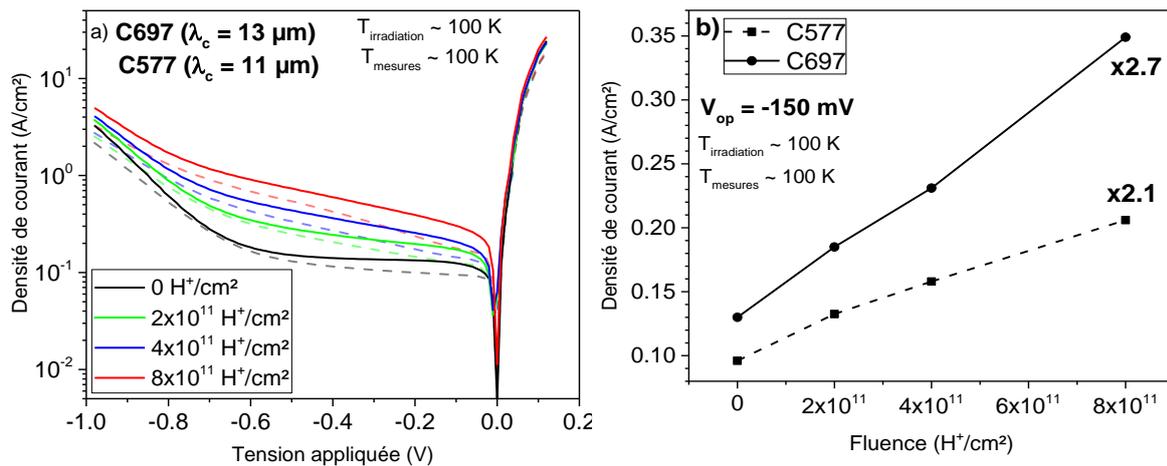


Figure 91 : Mesures J-V à 100 K du C697 (en traits pleins) à plusieurs niveaux de fluence (a) et évolution de la densité de courant en fonction de la fluence à $V_{\text{op}} = -150 \text{ mV}$ (b). Les résultats sont comparés à ceux du C577 (en traits pointillés). Les composants ont été irradiés à 100 K.

On observe qu'une longueur d'onde de coupure plus grande entraîne une dégradation en courant un peu plus importante. Or, dans [96], C. P. Morath *et al.* montrent dans une étude considérant un détecteur à barrière nBn irradié par des protons de 63 MeV, que **la dégradation du courant est proportionnelle au produit de la longueur d'onde de coupure par la température de fonctionnement du détecteur**. Ainsi, **plus la longueur d'onde de coupure est grande, plus le facteur de dommage est grand et donc le courant d'obscurité se dégrade davantage**, ce qui est en accord avec le résultat expérimental obtenu :

$$\frac{\lambda_{c1}}{\lambda_{c2}} \cong \frac{2,1}{2,7} \cong 0,8 \quad (44)$$

Avec λ_{c1} la longueur d'onde de coupure du composant C577 ($11 \mu\text{m}$) et λ_{c2} celle du composant C697 ($13 \mu\text{m}$).

3.4. Conclusion du Chapitre 3

Après avoir présenté le cadre des différentes campagnes d'irradiation, ce troisième chapitre est consacré aux résultats obtenus sur le T2SL InAs/GaSb irradié principalement par des protons, mais également par des photons γ . Deux types de composants ont été à l'étude :

- Un détecteur T2SL en configuration p-i-n opérant dans le MWIR.
- Un détecteur T2SL en configuration barrière de type XBp fonctionnant dans le LWIR.

En première partie de ce chapitre, ces deux composants ont été irradiés dans les conditions expérimentales des missions spatiales, *i.e.* à leur température de fonctionnement (100 K). Globalement, si on considère la tension pour laquelle la détectivité du détecteur est maximale, **les densités de courant d'obscurité de ces deux composants se dégradent d'un facteur 2** environ, après une fluence de 8×10^{11} H⁺/cm². De plus, pour le composant à barrière, le **plateau de diffusion disparaît**. Par ailleurs, les effets de la **polarisation** pendant l'irradiation ou de la **couche de passivation** sur la dégradation en courant est négligeable sur la structure p-i-n opérant dans le MWIR. Enfin, après un cycle thermique entre 100 K et 300 K, **pas ou peu de guérison en courant** est observée pour ces deux composants, après une irradiation réalisée à 100 K.

En seconde partie, j'ai cherché à voir l'influence de la température du détecteur pendant l'irradiation, sur la dégradation du courant d'obscurité. Il a été constaté que, quel que soit le composant considéré, **la dégradation est plus élevée lorsqu'il est irradié à température ambiante**. Mais, **la guérison du courant observée dans les jours qui suivent l'irradiation, est également plus importante**. La section de capture d'un piège serait plus grande à haute température, expliquant que la probabilité de piéger un porteur serait plus forte à 300 K qu'à 100 K.

Des observations faites lors de l'irradiation à 100 K ne sont plus valables lorsque la température d'irradiation est modifiée. Notamment, **l'influence de la couche de passivation sur la dégradation en courant n'est plus négligeable**. Le courant d'obscurité d'un composant passivé avec un dépôt de diélectrique SiO₂ est presque trois fois plus dégradé après une fluence de 8×10^{11} H⁺/cm², que celui d'un composant protégé avec de la photorésine. Mais, dans les jours qui suivent l'irradiation, les composants sont assujettis à une guérison de leur courant plus ou moins importante après un cycle thermique de 100 K à 300 K, et la **dégradation « restante » du courant par rapport au courant initial est la même** quelle que soit la couche de passivation choisie.

Une hypothèse a alors été exprimée, à savoir que la dose ionisante, qui se guérit plus facilement par rapport à la dose de déplacement (avec un cycle thermique de 100 K à 300 K), serait masquée lorsque les composants sont irradiés à 100 K. Cela est notamment appuyé en considérant une irradiation aux photons γ à 300 K et à 100 K qui montre notamment qu'aucune dégradation en courant n'est constatée lorsque le composant est irradié à 100 K.

Une autre observation a été faite sur tous les composants irradiés à 300 K, à savoir que l'irradiation (et par conséquent, la dose ionisante) entraînerait une **augmentation du courant volumique**. Cela n'a jamais été démontré dans la littérature, cette observation nécessite donc plus d'investigations pour être confirmée en tant que telle.

Le **Tableau 14** représente un bilan des dégradations en courant d'obscurité pour les composants T2SL InAs/GaSb considérés dans ce chapitre.

Influence des paramètres	Valeurs	Structure p-i-n T2SL InAs/GaSb MWIR		Structure à barrière XBp InAs/GaSb LWIR protégée avec de la photorésine
		Protégée avec de la photorésine	Passivée avec du diélectrique SiO₂	
Température du détecteur lors de l'irradiation	100 K	$J(V_c = -100 \text{ mV}) \times 1,7$	$J(V_c = -100 \text{ mV}) \times 1,3$	$J(V_{op} = -150 \text{ mV}) \times 2,1$
	300 K	$J(V_c = -100 \text{ mV}) \times 4$	$J(V_c = -100 \text{ mV}) \times 9,5$	$J(V_{op} = -150 \text{ mV}) \times 6,5$
Guérison du J_{obs} après un cycle thermique	100 K	-		Guérison de 12 % à V_{op} (J+150)
	300 K	Guérison de 60 % à V_c (J+10)	Guérison de 80 % à V_c (J+10)	Guérison de 75 % à V_{op} (J+10)

Tableau 14 : Évolution des niveaux de courant normalisé (J/J_0) pour les deux types de composants considérés (structure p-i-n et structure à barrière XBp), en fonction de la température d'irradiation du détecteur et de la couche de protection/passivation.

Grâce à des mesures courant-tension en température, le graphe d'Arrhenius a pu être extrait pour chacun des deux composants protégés avec de la photorésine :

- À haute température, après irradiation, le courant de diffusion reste dominant quel que soit la structure du composant ($E_a \sim E_g$).
- À basse température :
 - Dans une structure à barrière XBp, le courant G-R apparaît ($E_a \sim E_g/2$) et devient prépondérant après irradiation. Ce résultat a été observé quelle que soit la température d'irradiation du détecteur.
 - Dans une structure p-i-n, un autre mécanisme que le mécanisme G-R, entre en jeu après irradiation car $E_a \sim E_g/3$. Ce résultat n'a été observé que lors d'une irradiation à 300 K.

Des calculs analytiques ont révélé, dans le cadre des irradiations réalisées uniquement à 300 K, que la durée de vie des porteurs est réduite tandis que le dopage de la couche d'absorption et la densité de pièges augmentent sous irradiation. Cela est en accord avec la littérature, où certains travaux de recherche montrent également ces tendances d'évolution de ces trois paramètres.

En troisième et dernière partie, je me suis penchée sur la structure quantique des superréseaux, et notamment j'ai pu observer sous irradiation aux protons, l'influence du nombre d'interfaces dans le matériau ou de la longueur d'onde de coupure, sur la dégradation en courant. J'ai constaté que, quel que soit la structure considérée et la température du détecteur lors de l'irradiation, **le nombre d'interfaces (i.e. le nombre de périodes du SR) n'influence pas la dégradation du courant, sous irradiation**. En revanche, il existe une relation de proportionnalité entre la quantité de dégradation du courant et la longueur d'onde de coupure. **Plus la longueur d'onde de coupure augmente, plus la dégradation observée du courant d'obscurité sera importante**. Ce dernier résultat a été montré lors d'une irradiation à 100 K sur un composant LWIR XBp.

4 – Chapitre 4 : Étude sur le détecteur InAs/InAsSb

Le détecteur InAs/InAsSb sous irradiation aux protons, un nouveau type de superréseau pour le spatial ?

Sommaire

4 – Chapitre 4 : Étude sur le détecteur InAs/InAsSb.....	113
4.1. Influence des protons sur un détecteur T2SL InAs/InAsSb à barrière de type XBn.....	114
4.2. Détecteurs T2SL XBn InAs/InAsSb MWIR irradiés à 300 K.....	127
4.3. Conclusion du Chapitre 4.....	137

Ce quatrième et dernier chapitre de ma thèse est consacré aux détecteurs T2SL InAs/InAsSb MWIR (Ga-free) sous irradiation aux protons. Des mesures expérimentales sur le courant d'obscurité, ainsi que des mesures capacité-tension et de durée de vie sont présentées pour tenter de comprendre l'effet des protons sur ce nouveau matériau constituant les détecteurs à superréseau Ga-free. L'effet de la température du détecteur pendant l'irradiation, mais également l'effet de l'épaisseur de la couche barrière de la structure superréseau ont été étudiés sous irradiation. Comme dans le chapitre 3, des calculs analytiques sur le courant noir ont été réalisés dans le but de comprendre les mécanismes mis en jeu.

4.1. Influence des protons sur un détecteur T2SL InAs/InAsSb à barrière de type XBn

Dans ce dernier chapitre, des détecteurs à barrière, mono-éléments, Ga-free de type XBn ont été irradiés par des protons. Leurs caractéristiques sont présentées dans le [Tableau 15](#). Tous ces composants (décrits au chapitre 2) ont une longueur d'onde de coupure de 5 μm , leur couche d'absorption est de 3 μm et ils sont tous protégés par de la photorésine. Dans ce chapitre, l'objectif est d'étudier en grande partie, l'impact des irradiations aux protons sur le courant d'obscurité, et notamment observer :

- **L'influence de la température du détecteur lors de l'irradiation aux protons :** nous considérons ces détecteurs irradiés à leur température de fonctionnement (150 K) et à 300 K.
- **L'influence de la polarisation des diodes pendant l'irradiation :** Des barrières soit polarisées à $V_{op}/2$, soit non polarisées, ont été irradiées simultanément dans le cryostat, à 150 K. Cela permet d'observer l'impact de la polarisation des barrières pendant l'irradiation sur la dégradation en courant d'obscurité.
- **L'influence de la taille et du type des diodes :** lors d'une irradiation à 300 K, je cherche à observer l'influence de la taille des diodes (de 70 μm à 310 μm de diamètre) et leur type (barrières versus diodes aveugles) sur la dégradation en courant sous irradiation aux protons.
- **L'influence de l'épaisseur de la barrière dans le superréseau :** La barrière en AlAsSb dans les échantillons considérés dans le [Tableau 15](#), pourrait avoir un effet sur la quantité de dégradation en courant lors de l'irradiation.

Des mesures de durée de vie et de capacité-tension (C-V) pour extraire la valeur de dopage des couches ont également été réalisées avant et après irradiation pour obtenir des informations supplémentaires, et tenter de valider les résultats des calculs analytiques.

Trois composants sont étudiés dans ce chapitre. L'échantillon de référence est le E1101, qui possède une barrière de 200 nm. L'échantillon E1102 est une variante dont la barrière en AlAsSb est plus fine (80 nm), et l'échantillon E1099 correspond à un matériau T2SL InAs/InAsSb sans couche barrière.

	XBn InAs/InAsSb MWIR		
Nom de l'échantillon	E1099	E1101	E1102
λ_c (150 K) (en μm)	5	5	5
Couche d'absorption (en μm)	3	3	3
Couche barrière (en nm)	-	200	80
Tension de fonctionnement V_{op} (en V)	-	- 1	- 0,6

Tableau 15 : Caractéristiques des photodétecteurs T2SL InAs/InAsSb irradiés par des protons.

Les tensions de fonctionnement (V_{op}) des trois composants sont également données dans le [Tableau 15](#). Pour rappel, la tension V_{op} est la tension pour laquelle le détecteur atteint son rendement quantique maximal. Elles ont été déterminées à l'aide de mesures de résistances dynamiques R_dA (réalisées dans [132]), sur la [Figure 92](#) (en vert pour le composant E1101 et en bleu pour l'échantillon E1102). Ces tensions d'opération restent importantes car l'offset de bande est élevé dans la bande de valence. Il faut donc augmenter la tension pour que les porteurs minoritaires (les trous) franchissent cet offset. Ces détecteurs sont actuellement à l'étude dans le cadre de la thèse de Matthias Tornay.

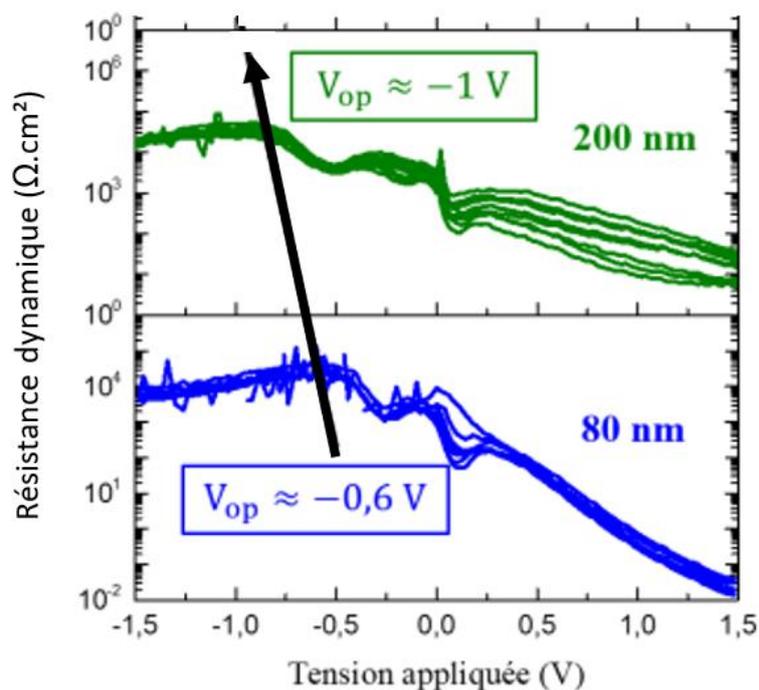


Figure 92 : Résistances dynamiques expérimentales (100 K) pour les deux échantillons E1101 (vert) et E1102 (bleu) permettant d'extraire les tensions de fonctionnement V_{op} de chacun des composants.

Comme dans le chapitre 3, par abus de langage, lorsqu'il est dit que la tension V est inférieure à V_{op} (V_{op} étant négative), alors la tension V est comprise entre 0 et V_{op} (Figure 62).

De plus, je rappelle la définition d'un « cycle thermique » considéré dans ces travaux. Cela consiste à ce que le composant remonte à 300 K pendant un temps défini puis redescende à sa température de fonctionnement (ici, 150 K) pour réaliser des mesures J-V supplémentaires.

En première partie, je considère le **détecteur irradié à 150 K, i.e. à sa température de fonctionnement.**

4.1.1. Irradiation à une fluence standard des missions spatiales

Lors des missions spatiales, en orbite basse, les fluences de protons rencontrées sont de l'ordre de quelques 10^{10} H^+/cm^2 (Figure 33). C'est pour cela qu'ici, j'ai considéré une fluence du même ordre de grandeur (4×10^{10} H^+/cm^2), afin de voir l'impact sur la dégradation en courant, tout en se rapprochant des conditions réelles rencontrées lors de missions spatiales.

L'échantillon E1101 a été placé dans le cryostat et a été irradié à 150 K, à l'aide de la régulation de température. Les conditions expérimentales sont :

- Température du détecteur pendant l'irradiation : $T_{irrad} = 150$ K,
- **Fluence : $\Phi = 4 \times 10^{10}$ H^+/cm^2 ,**
- Énergie de proton : $E_{proton} = 62$ MeV,
- Flux de proton : $d\Phi = 2 \times 10^8$ $H^+/cm^2/s$,
- Polarisation du composant lors de l'irradiation : OFF.

Ici, ce sont uniquement des bariodes (XBn) d'un diamètre de 500 μm qui sont considérées. Elles ont été irradiées dans les mêmes conditions expérimentales. Leur dégradation (en densité de courant d'obscurité) observée est similaire. La Figure 93 présente l'évolution de la densité de courant avant (en noir) et après irradiation (en orange). Son courant d'obscurité initial est élevé par rapport à celui des structures XBn à l'état de l'art.

Sous une **fluence standard**, on observe une **dégradation du courant d'obscurité des photodiodes**. À la tension $V_{\text{op}} = -1 \text{ V}$, la densité de courant d'obscurité est multipliée par un facteur **1,4**. On observe également une augmentation plus forte qui apparaît à partir de $V = -1.25 \text{ V}$. Nous verrons lors des calculs analytiques qu'il s'agit de la contribution tunnel assisté par pièges (Figure 98).

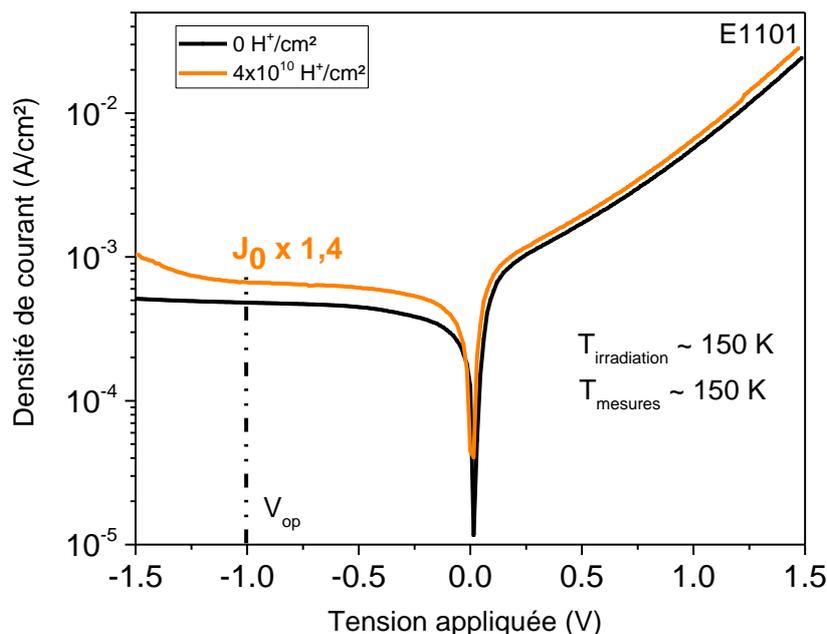


Figure 93 : Mesures J-V expérimentales avant (en noir) et après (en orange) irradiation pour le composant E1101, pour une fluence de $4 \times 10^{10} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, à 150 K.

4.1.2. Étude du comportement du détecteur sous plus forte fluence de protons

4.1.2.1. Mesures expérimentales

À présent, je considère des fluences de protons plus importantes (jusqu'à $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$) pour observer la dégradation du courant d'obscurité. Je cherche ici à voir **la réponse du détecteur par son courant d'obscurité, sous une plus forte fluence**. Le choix d'irradier à des fluences plus fortes permet de considérer un « pire cas » : une mission spatiale dure plusieurs années, et les particules reçues sur l'électronique des composants pourraient finalement s'additionner au cours du temps. Considérer des fluences élevées permet donc de se mettre dans la limite haute de dégradation des performances du détecteur. Les conditions expérimentales sont les mêmes que précédemment mais en considérant une fluence maximale plus élevée, à savoir :

- Température du détecteur pendant l'irradiation : $T_{\text{irrad}} = 150 \text{ K}$,
- Fluence maximale : $\Phi = 8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergie de proton : $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,

- Flux de proton : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation du composant lors de l'irradiation : OFF.

La Figure 94 représente l'évolution de la densité de courant d'obscurité de l'échantillon E1101 en fonction de la tension pour chaque niveau de fluence.

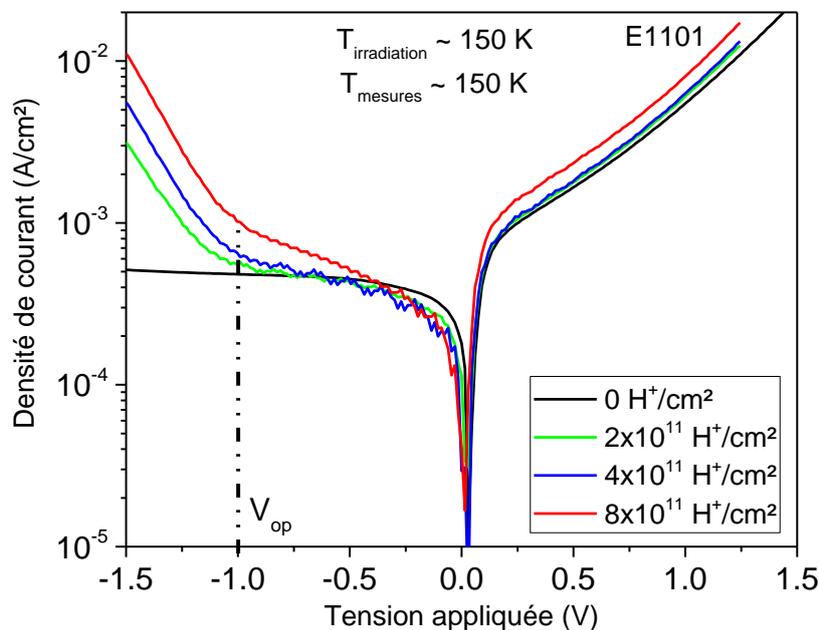


Figure 94 : Mesures J-V expérimentales à plusieurs niveaux de fluence de protons, à 150 K, pour le composant E1101.

La densité de courant se dégrade également à plus forte fluence. En considérant la tension d'opération initiale, après le dernier niveau de fluence ($8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$), le courant est multiplié par un **facteur 2** environ. On observe qu'à plus forte tension, le courant augmente plus fortement, indiquant qu'une nouvelle contribution du courant est présente. En revanche, pour des tensions $V < -0,3 \text{ V}$, le courant après irradiation, est plus faible qu'avant irradiation, du fait de la pente de la couche J-V qui augmente. Nous tenterons dans la suite de ces travaux de relier cette observation à une explication physique.

De la Figure 94, nous pouvons tracer l'évolution du produit de la résistance dynamique par la surface du détecteur en fonction de la tension appliquée, à chaque niveau de fluence (Figure 95) et nous constatons que le produit $R_d A$ diminue avec la fluence. À la tension $V = -1 \text{ V}$, il est divisé par 50 après le dernier niveau de fluence ($8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$).

En revanche, la tension d'opération du détecteur fixée à -1 V avant irradiation, semble se rapprocher de 0 V . Le rôle de la structure à barrière étant anéanti avec l'arrivée des protons, le fonctionnement de la barrière se rapproche à celui d'une structure à jonction p-n où il n'est plus nécessaire d'appliquer une certaine tension d'opération pour permettre la collecte des porteurs.

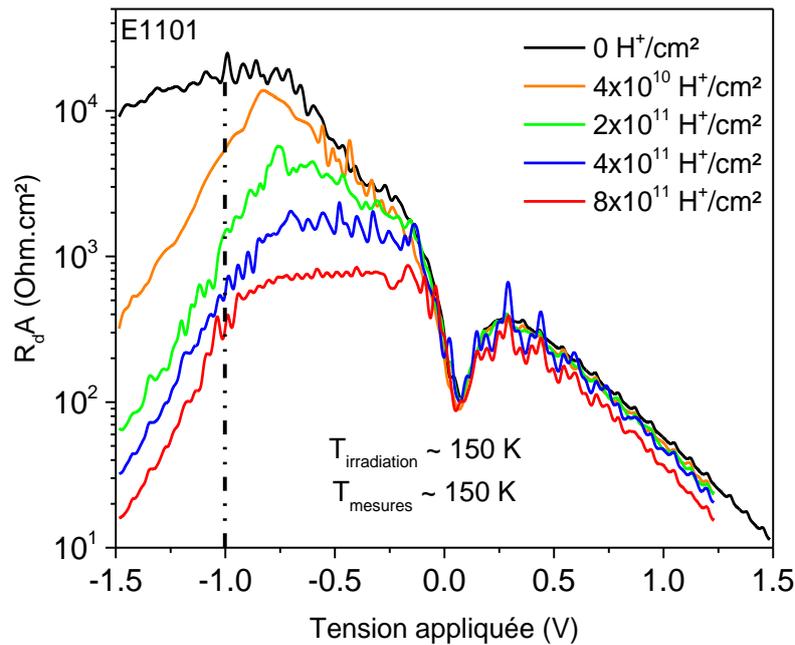


Figure 95 : Produit de la résistance dynamique par la surface du détecteur selon la fluence de protons considérée.

4.1.2.2. Influence de la polarisation des diodes sous irradiation aux protons

Comme cela est précisé dans la référence [150], lors d'une irradiation, il est connu que la dégradation des performances du détecteur peut dépendre du fait de polariser ou non la barodiode pendant l'irradiation. La Figure 96 représente l'évolution de la densité de courant pour deux bariodes de l'échantillon E1101, de 500 μm de diamètre, irradiées simultanément :

- L'une est polarisée à $V = -0,5$ V pendant toute l'irradiation, en orange sur la Figure 96. J'ai choisi une tension de polarisation correspondant à $V_{op} / 2$, afin de ne pas risquer d'endommager le composant pendant l'irradiation.
- Une autre, non polarisée, est reliée à la terre pendant toute l'irradiation, en bleu sur la Figure 96.

Les conditions expérimentales d'irradiation sont les suivantes :

- Température du détecteur pendant l'irradiation : $T_{irrad} = 150$ K,
- Fluence : $\Phi = 8 \times 10^{11}$ H^+/cm^2 ,
- Énergie de proton : $E_{proton} = 62$ MeV,
- Flux de proton : $d\Phi = 2 \times 10^8$ $\text{H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation de certains composants lors de l'irradiation : **ON / OFF**.

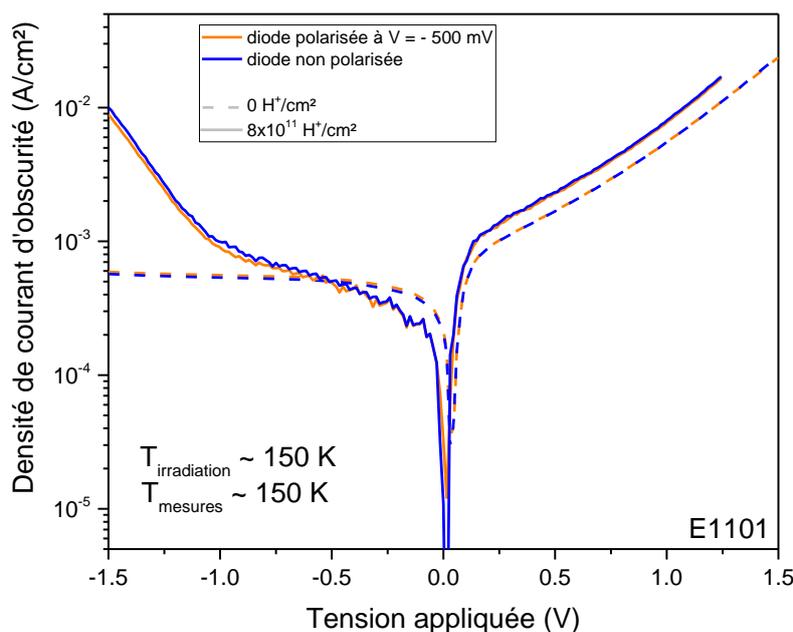


Figure 96 : Influence de la polarisation pendant l'irradiation.

Le fait de polariser la barodiode à $V_{op}/2$ ou non pendant l'irradiation ne semblent avoir aucun effet sur la quantité de dégradation en courant après l'irradiation. Les deux bariodes ont réagi de la même façon malgré leurs conditions expérimentales différentes. Ainsi, dans notre étude, **la polarisation d'une barodiode pendant l'irradiation ne semble pas affecter la quantité de dégradation en courant**. En revanche, les défauts créés peuvent varier sous irradiation selon la tension à laquelle la diode est polarisée. Nous sommes conscients que l'observation faite à la Figure 96 ne peut pas être un résultat étendu à toutes les tensions appliquées.

4.1.2.3. Mesures complémentaires après irradiation

Après irradiation, le cryostat, contenant l'échantillon, est resté à température ambiante pendant sept mois, temps de désactivation du cryostat. Deux mesures complémentaires ont été faites sur site, à l'UCL, pour observer les **effets des cycles thermiques et du temps sur la dégradation en courant** :

- Une mesure 1 jour après l'irradiation.
- Une mesure 90 jours après l'irradiation.

À chaque mesure réalisée, le composant subit un cycle thermique entre 150 K et 300 K. La Figure 97 montre les densités du courant d'obscurité (du composant E1101) un jour après l'irradiation (en rose) et 90 jours après (en violet), qui sont superposés au courant initial (en noir) et au courant mesuré juste après l'irradiation (en rouge).

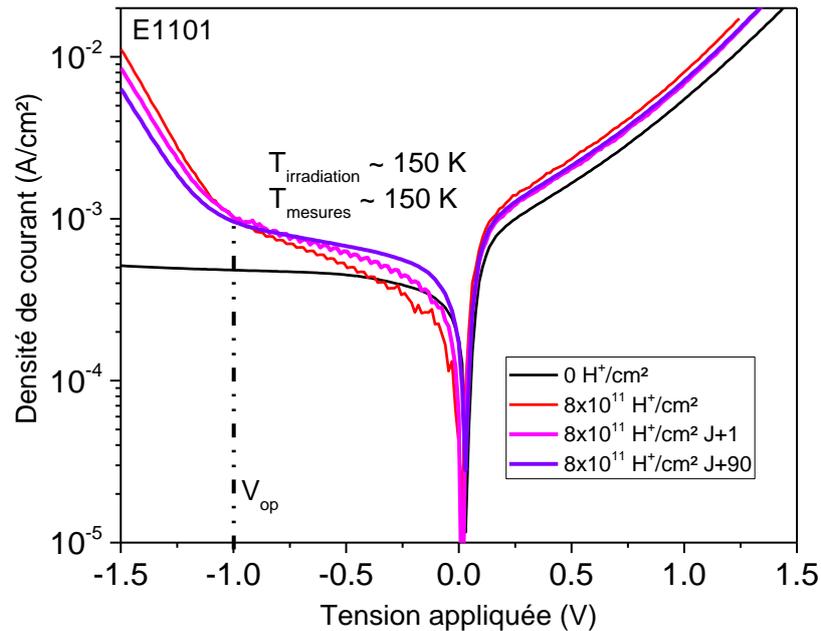


Figure 97 : Évolution des mesures J-V dans le temps un jour (J+1) et 90 jours (J+90) après l'irradiation. Ces mesures sont superposées à celles obtenues sur la Figure 94 à savoir en noir, le niveau de courant initial et en rouge la densité de courant mesurée juste après l'irradiation.

On observe une légère différence dans la forme des courbes J-V :

- Pour $V > -1,2$ V, la contribution en courant J_{TAT} diminue faiblement. La capacité des porteurs à traverser la barrière de potentiel assistée par pièges, est légèrement atténuée avec le temps. À la tension $V = -1,5$ V, le courant diminue d'un facteur 2, 90 jours après l'irradiation.
- Pour $V < -0,5$ V, le niveau de courant augmente, et la pente de la courbe courant-tension (J-V) diminue. Les calculs analytiques pourraient par la suite tenter de justifier cette observation.
- À la tension de fonctionnement initiale V_{op} , le courant n'évolue pas de façon significative dans le temps.

Finalement, on constate, dans le temps et avec des cycles thermiques réalisés de 150 K à 300 K, une amélioration du courant d'obscurité à haute tension, mais une dégradation à plus basse tension. De plus, avant irradiation, le régime à basse tension montrait un « presque plateau de diffusion » et il ne réapparaît pas dans les jours qui suivent l'irradiation.

Dans la référence [99], G. D. Jenkins évoque que la guérison observée en courant sur les matériaux de la filière III-V est plus faible que celle sur les matériaux II-VI après la réalisation d'un cycle thermique à 295 K. Les liaisons chimiques entre les atomes diffèrent selon les matériaux, covalentes pour les matériaux III-V, ioniques pour les II-VI. Après rupture, les liaisons covalentes, par rapport aux liaisons ioniques, se reforment plus difficilement.

4.1.3. Calcul analytique

Afin de comprendre davantage les observations faites sur l'évolution du courant d'obscurité sous fluence de protons, un calcul analytique a été réalisé à la [Figure 98](#), en considérant le courant tunnel band to band (J_{BTB}) négligeable par rapport aux autres contributions du courant ($J_{\text{diffusion}}$, J_{GR} et J_{TAT}). Les paramètres utilisés sont répertoriés dans le [Tableau 16](#).

- Les densités d'états des porteurs N_c et N_v sont déterminées à l'aide des relations (42) et (43).
- L'énergie du gap à 150 K pour le photodétecteur InAs/InAsSb en configuration barrière, avec une longueur d'onde de coupure de 5 μm , est : $E_g(T = 150 \text{ K}) = 241 \text{ meV}$.
- Les dopages de la couche d'absorption (N_{AL} , de type n) et de la couche barrière (N_{BL} , de type p) ont été définis au préalable dans la référence [132] : $N_{\text{AL}} = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $N_{\text{BL}} = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.
- Par simulation, le niveau de pièges E_t a été positionné à 63 meV en dessous de la bande de conduction. Dans la référence [98], L. Höglund a choisi un niveau de pièges autour de 60 meV en dessous de la BC, pour le même type de détecteur (un détecteur T2SL InAs/InAsSb opérant dans le MWIR).

Paramètres	Données
Densité d'états d'électrons N_c à 150 K	$3,1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
Densité d'états de trous N_v à 150 K	$1,8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Densité des porteurs intrinsèques n_i à 150 K	$2,1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
Énergie du gap E_g à 150 K	241 meV
Permittivité relative ϵ_r	15,35
Mobilité des électrons μ_e	300 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$
Épaisseur de la couche d'absorption e_{AL}	3 μm
Élément de la matrice associée au piège M^2	$2,56 \times 10^{-67} \text{ J}\cdot\text{m}^{-3}$
Masse effective des électrons m_e	$0,023 \times m_0$
Masse effective des trous m_h	$0,35 \times m_0$
Niveau de pièges E_t	63 meV ($\sim E_g/4$)

Tableau 16 : Valeurs des paramètres (issues de [132]) utilisés pour le calcul analytique

La [Figure 98](#) représente l'évolution des contributions en courant ($J_{\text{diffusion}}$, J_{GR} et J_{TAT}), comparées à la mesure J-V expérimentale de l'échantillon E1101, pour chacune des fluences considérées.

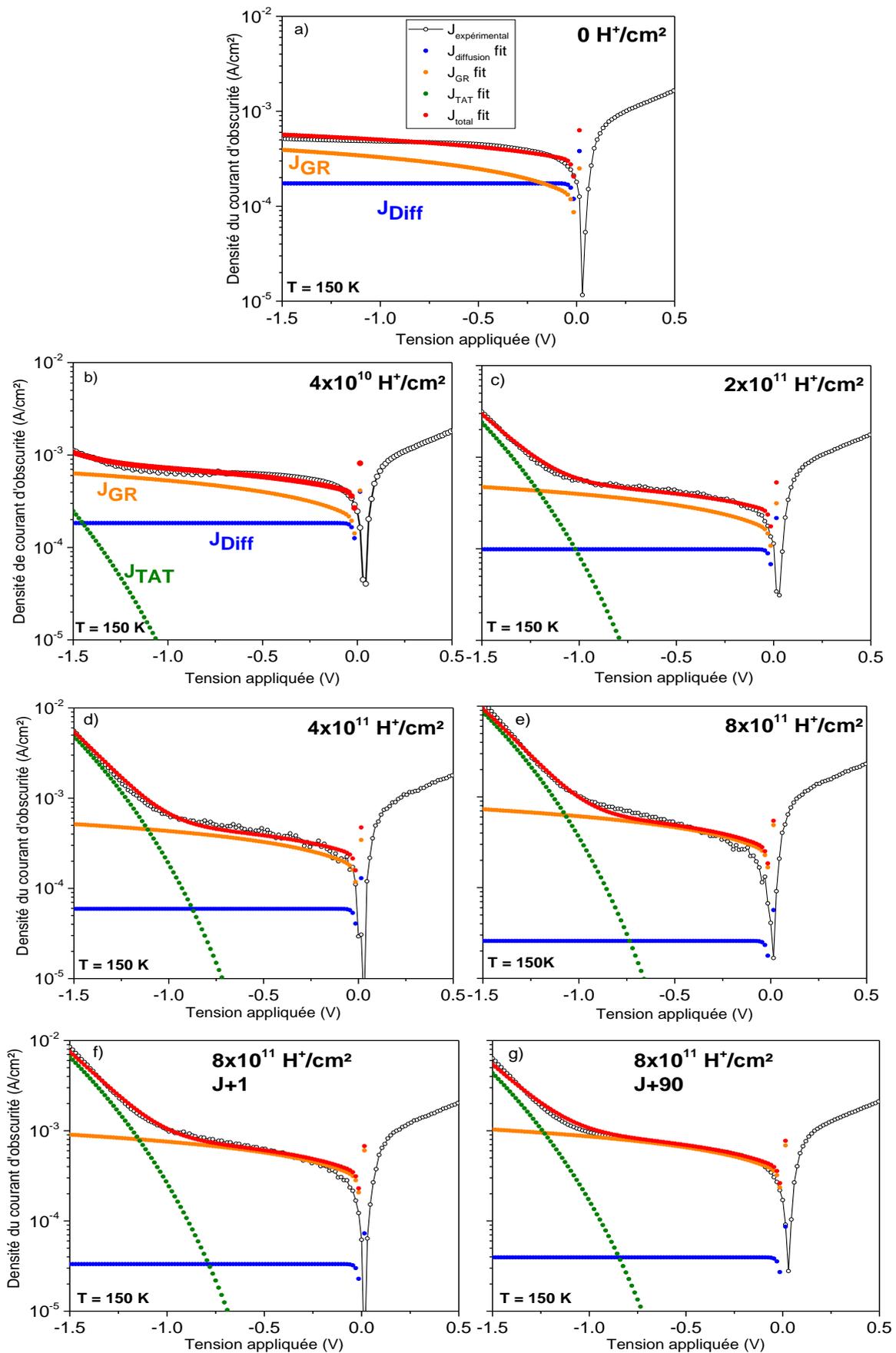


Figure 98 : Résultats des calculs analytiques sur les contributions de courant avant irradiation (a) et à chacun des niveaux de fluence (b, c, d, e) puis après les cycles thermiques réalisés à J+1 (f) et J+90 (g). Le courant total analytique est représenté en rouge, le courant expérimental pour l'échantillon E1101 en noir.

Deux observations sont faites sur l'évolution de ces différentes contributions en courant, à chaque niveau de fluence :

- Le courant de Génération-Recombinaison domine même avant l'irradiation (Figure 98 (a)) du fait de la non-optimisation de la structure. Juste après l'irradiation, à la tension $V_{op} = -1$ V, la part de la composante G-R augmente d'un facteur 1,8 et après 90 jours, elle a été multipliée par un facteur 2,6. Le cycle thermique ne semble pas avoir d'effet de guérison sur la composante G-R. Donc, **la contribution du courant G-R augmente pendant l'irradiation et reste bien présente dans les jours qui suivent l'irradiation.**
- Le courant tunnel assisté par pièges apparaît légèrement dès la première fluence de protons considérée, et plus la fluence augmente, plus la contribution du courant J_{TAT} devient importante. Après une fluence de 2×10^{11} H⁺/cm², le courant J_{TAT} devient prépondérant, face au courant G-R, pour des tensions supérieures à -1,2 V. Au dernier niveau de fluence (8×10^{11} H⁺/cm²), il est dominant à partir de -1,05 V. En revanche, contrairement au courant G-R, les cycles thermiques réalisés semblent permettre de réduire cette contribution du courant TAT dans le temps. Un jour après l'irradiation, le courant J_{TAT} est dominant pour des tensions supérieures à -1,15 V et après 90 jours, à partir de -1,24 V. Finalement, **la contribution du courant J_{TAT} augmente avec l'irradiation, mais a tendance à diminuer légèrement dans les jours qui suivent l'irradiation.**

Grâce à ce calcul analytique, j'ai pu observer une tendance dans la variation, avant et après irradiation, des trois paramètres suivants : la durée de vie des porteurs minoritaires, le dopage de la couche d'absorption (AL) et la densité de pièges. Les valeurs de ces paramètres sont présentées dans le Tableau 17. Dans ce cas-là, j'ai considéré volontairement le dopage de type p de la couche barrière (BL) constant.

Fluences (H ⁺ /cm ²)	0	4×10 ¹⁰	2×10 ¹¹	4×10 ¹¹	8×10 ¹¹	8×10 ¹¹ J+1	8×10 ¹¹ J+90
Durée de vie (ns)	300	155	180	160	110	90	80
Dopage de l'AL (cm⁻³)	3×10 ¹⁵	5×10 ¹⁵	8×10 ¹⁵	9×10 ¹⁵	1×10 ¹⁶	9,5×10 ¹⁵	9×10 ¹⁵
Densité de pièges (cm⁻³)	1×10 ¹⁵	3,5×10 ¹⁵	4×10 ¹⁵	5×10 ¹⁵	6×10 ¹⁵	5,5×10 ¹⁵	4,5×10 ¹⁵

Tableau 17 : Évolution de la durée de vie, du dopage de l'AL et de la densité de pièges en fonction de la fluence.

L'évolution de chacun de ces paramètres, sous irradiation, n'est pas identique.

La **durée de vie des porteurs** se dégrade, de façon non linéaire, au fur et à mesure que la fluence augmente. Après le dernier niveau de fluence (8×10^{11} H⁺/cm²), elle est divisée par 2,7 et elle semble continuer à diminuer dans les jours qui suivent l'irradiation.

En traçant la densité de courant d'obscurité à la tension d'opération $V_{op} = -1$ V, en fonction de la fluence, on constate que son évolution est fortement liée à l'évolution de l'inverse de la durée de vie observée dans le Tableau 17. La Figure 99 montre ainsi la tendance d'évolution de ces deux paramètres en fonction de la fluence de protons, qui sont proches. En noir est tracée la densité de courant d'obscurité et en bleu l'inverse de la durée de vie des porteurs.

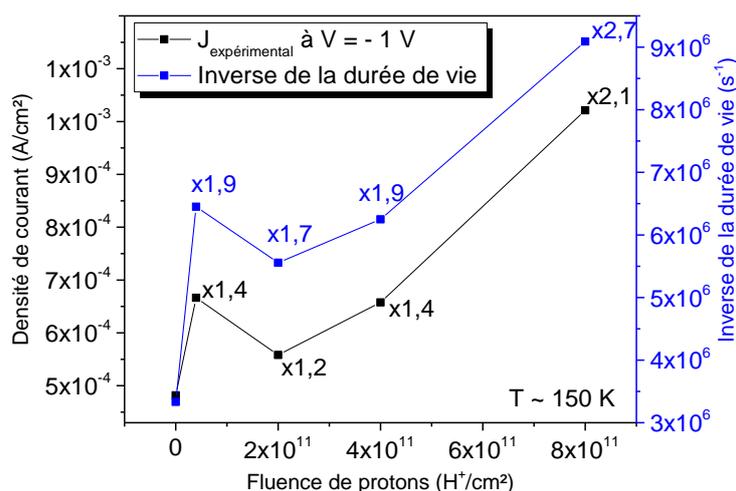


Figure 99 : Densité de courant d'obscurité expérimentale à la tension d'opération du détecteur (-1 V) (à gauche) et inverse de la durée de vie des porteurs (issue des calculs analytiques) à droite, en bleu, en fonction de la fluence, à 150 K.

Ce phénomène observé sur le courant d'obscurité, à plus faible fluence, n'était pas attendu, un changement de régime de courant semble donc se produire entre 4×10^{10} et $2 \times 10^{11} H^+/cm^2$, et qui, pour l'instant, nécessite davantage de recherches, et notamment vérifier ce résultat en réalisant par exemple, une nouvelle campagne d'irradiation aux protons, avec des niveaux de fluences supplémentaires autour de 4×10^{10} et $2 \times 10^{11} H^+/cm^2$.

Cependant, en s'appuyant sur la littérature, ce phénomène a déjà été observé dans les travaux de thèse de G. D. Jenkins [156] sur certains composants T2SL InAs/InAsSb nBn avec une longueur de coupure de $4,8 \mu m$ et une couche d'absorption de $3 \mu m$. Ses travaux comparent ces détecteurs T2SL aux détecteurs MCT et cette tendance est également retrouvée sur le détecteur MCT avec une longueur de coupure de $5 \mu m$. Une explication possible (donnée par G. D. Jenkins) dans le cas des détecteurs MCT est que la durée de vie ne commence à être réellement dégradée qu'à un certain seuil de fluence ($3 \times 10^{11} H^+/cm^2$ dans le cas de l'étude). Mais, concernant les détecteurs T2SL, aucune hypothèse n'a été réellement proposée, à l'heure actuelle.

Selon le [Tableau 17](#), le **dopage de la couche d'absorption** est multiplié par un facteur 3,3 après une fluence de $8 \times 10^{11} H^+/cm^2$, et reste globalement constant après 90 jours.

La **densité de pièges** augmente quant à elle, d'un facteur 6 juste après l'irradiation, puis dans les jours suivants l'irradiation, elle diminue de 25 %, 90 jours après l'irradiation. Cela explique pourquoi la contribution du courant tunnel diminue dans les jours qui suivent l'irradiation ([Figure 98](#)), puisque le nombre de pièges diminue sous l'effet du temps et des cycles thermiques.

En comparant avec la littérature [98], on observe sur un composant T2SL InAs/InAsSb, irradié par des protons de 63 MeV :

- Une diminution de la durée de vie d'un facteur 2,4.
- Une augmentation de la densité de pièges d'un facteur 5,5.

Ainsi, les dégradations observées sont du même ordre de grandeur que celles obtenues dans les travaux de L. Höglund.

4.1.4. Mesures J-V à plusieurs températures

Des mesures complémentaires de densité de courant noir à différentes températures (de 100 K à 225 K) sont présentées à la Figure 100 pour le composant E1101. L'objectif est d'en **extraire les énergies d'activation et d'observer les différents régimes de courant dominant**. Les mesures en température ont été réalisées juste après l'irradiation, à une fluence de 8×10^{11} H⁺/cm², sans cycle thermique, dans le cryostat. La Figure 100 présente la densité de courant à différentes températures en fonction de la tension appliquée, avant (en traits pointillés) et après (en traits pleins) irradiation.

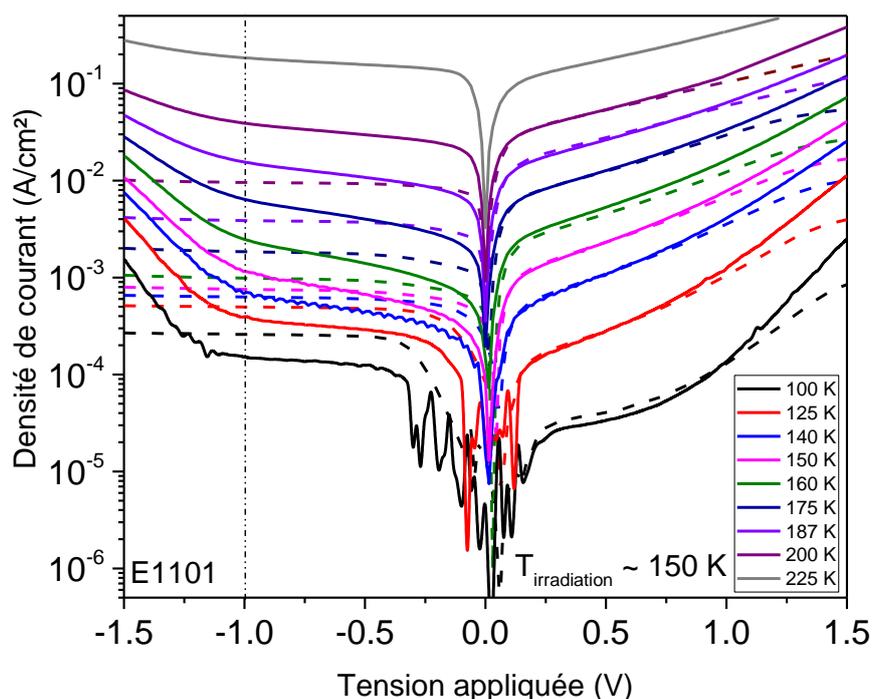


Figure 100 : Évolution de la densité de courant pour plusieurs températures, avant (en traits pointillés) et après (en traits pleins) irradiation dans le cryostat, à 150 K.

Le courant d'obscurité augmente globalement sous l'irradiation aux protons. Mais, en revanche, pour les plus faibles températures ($T < 125$ K), nous pouvons remarquer qu'à la tension $V = -1$ V, la densité de courant est plus faible après irradiation. Des analyses complémentaires seraient nécessaires pour comprendre cette observation.

En considérant les températures supérieures ou égales à 140 K, la Figure 101 présente l'évolution en température du produit de la résistance dynamique avec la surface du composant avant (a) et après (b) irradiation. **Avant irradiation, on observe une variation de la tension V_{op} avec la température.** Plus la température augmente, plus l'énergie thermique permet de limiter la tension nécessaire pour collecter les porteurs. Ainsi, entre 140 K et 200 K la tension V_{op} diminue de 25 % environ. En revanche, après irradiation, nous n'observons plus cette tendance puisque, comme dit précédemment, il n'y a plus de tension d'opération à appliquer pour collecter le maximum de porteurs.

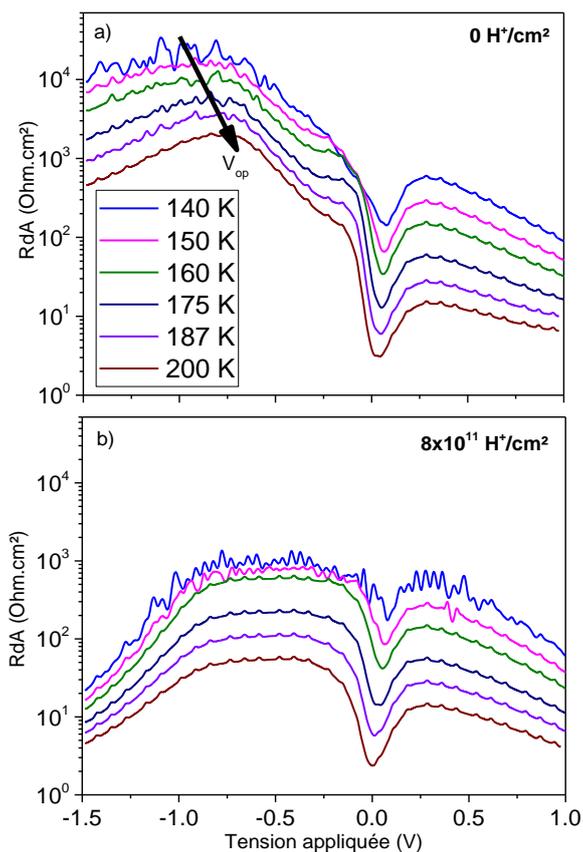


Figure 101 : Évolution du produit RdA avant (a) et après (b) irradiation, pour des températures allant de 140 K à 200 K.

Un graphe d'Arrhenius, extrait de la Figure 100 à la tension $V = -1$ V, est réalisé à la Figure 102, confirmant que le courant augmente après irradiation (en rouge).

- À haute température, c'est la composante du courant de diffusion qui augmente.
- Autour de la température de fonctionnement (150 K), le courant d'obscurité est GR-limité avant irradiation et la composante G-R augmente après irradiation.

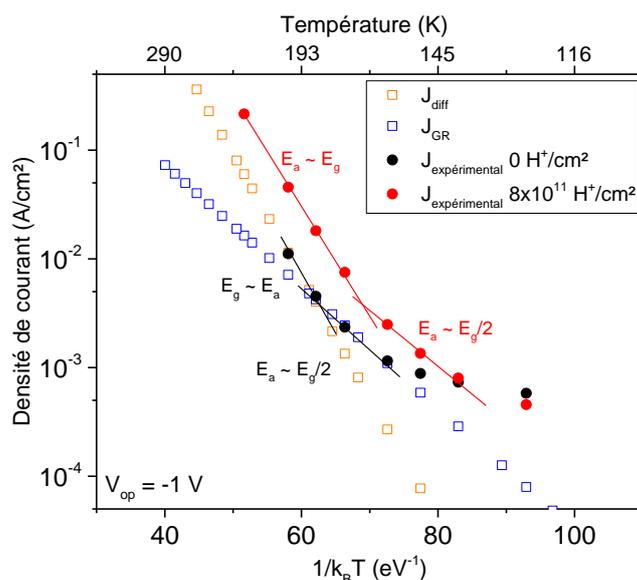


Figure 102 : Graphe d'Arrhenius avant (en noir) et après (en rouge) irradiation réalisée à 150 K, à la tension $V_{op} = -1$ V. Les carrés en orange et bleu correspondent respectivement au tracé analytique du courant de diffusion et du courant G-R en température.

4.2. Détecteurs T2SL XBn InAs/InAsSb MWIR irradiés à 300 K

Dans cette seconde partie, je considère le **détecteur irradié à 300 K**. Lors de la campagne de tests d'irradiation, les composants sont placés hors du cryostat, directement face à la source de protons.

4.2.1. Influence de la température d'irradiation du détecteur

Nous considérons un nouveau composant E1101, irradié à 300 K. Les conditions expérimentales d'irradiation sont :

- Température du détecteur pendant l'irradiation : $T_{\text{irrad}} = 300 \text{ K}$,
- Fluence : $\Phi = 8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergie de proton : $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,
- Flux de proton : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation du composant lors de l'irradiation : OFF.

La [Figure 103](#) représente l'évolution de la densité de courant du composant E1101 irradié à 300 K. Nous comparons ce résultat avec celui de la [Figure 94](#) illustrant l'évolution de la densité de courant lorsque l'échantillon E1101 est irradié à 150 K. Leur épaisseur de barrière est de 200 nm. Avant irradiation, on peut voir que les densités de courant sont loin d'être superposées. Mais, comme nous le verrons ensuite, le niveau de courant initial ne semble pas influencer la quantité de dégradation du courant sous irradiation ([Figure 104](#)).

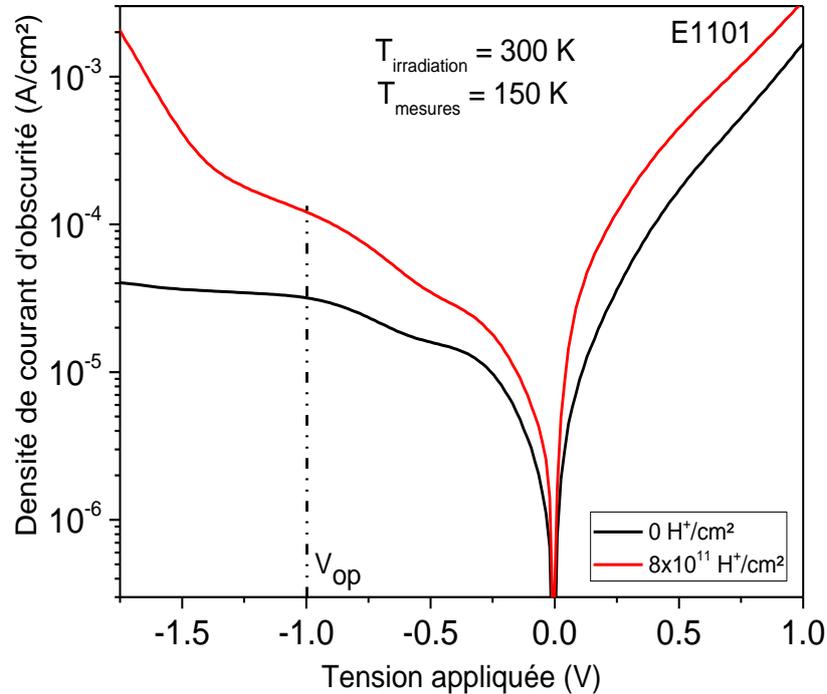


Figure 103 : Densités de courant du composant E1101 irradié à 300 K. Les mesures avant irradiation sont en noir, et celles après irradiation sont en rouge.

- On observe **une dégradation plus importante du courant d'obscurité lorsque l'échantillon est irradié à 300 K** par rapport à celle observée sur la [Figure 94](#), lors d'une irradiation à 150 K. En considérant la tension d'opération initiale de l'échantillon E1101, qui correspond à -1 V, le courant est multiplié par un facteur 2, après une irradiation à 150 K ([Figure 94](#)), et par un facteur 3,6 après une irradiation à 300 K ([Figure 103](#)). L'hypothèse donnée dans le chapitre 3, issue de la référence [153] peut également expliquer ce résultat. Pour rappel, l'auteur indique qu'à 300 K, les vibrations des atomes sont bien plus importantes qu'à 150 K. Aussi, le déplacement des atomes dans la maille cristalline serait facilité à 300 K, et le nombre de paires interstitielles-lacunes serait plus grand. De plus, la surface de section de capture pourrait être plus importante à 300 K. Pour rappel, la section de capture correspond à la zone où un porteur peut être piégé autour de chaque défaut. Dans la référence [154], l'auteur démontre que la section de capture est fortement dépendante de la température. En définissant cette section de capture comme celle des électrons aux interfaces d'une structure MOS, elle est dix fois plus importante à 300 K qu'à 150 K. La probabilité de piéger un porteur autour d'un défaut semble donc bien plus importante à 300 K.
- On remarque également, quelle que soit la température du détecteur pendant l'irradiation, qu'un changement de régime du courant se produit après la tension de fonctionnement du détecteur. Grâce à la [Figure 98](#), nous pouvons associer cela à **l'apparition de la composante du courant J_{TAT} après irradiation**. Ce phénomène ne dépend donc pas de la température du détecteur lors de l'irradiation.

De plus, on constate que les niveaux initiaux des deux échantillons E1101 considérés jusqu'à présent, varient de plus d'une décade. Cela est dû à la performance d'une diode par rapport à une autre. Il est donc important de s'assurer que la dégradation quantifiée sur le courant d'obscurité sous irradiation n'est pas dépendant du niveau initial de courant. Pour cela, j'ai considéré deux barrières (de même diamètre : 130 μm) de l'échantillon E1101, irradié à 300 K, dont les niveaux en courant varient environ d'une décade avant irradiation. La [Figure 104](#) représente l'évolution de leur densité de courant d'obscurité sous irradiation à une fluence de $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$.

On observe une **dégradation similaire du courant d'obscurité, indépendante du niveau de courant initial**. À la tension $V_{op} = -1 \text{ V}$, la densité de courant est multipliée par un facteur 3,4 pour les deux barrières. Ce résultat a été reproductible sur plusieurs d'entre elles.

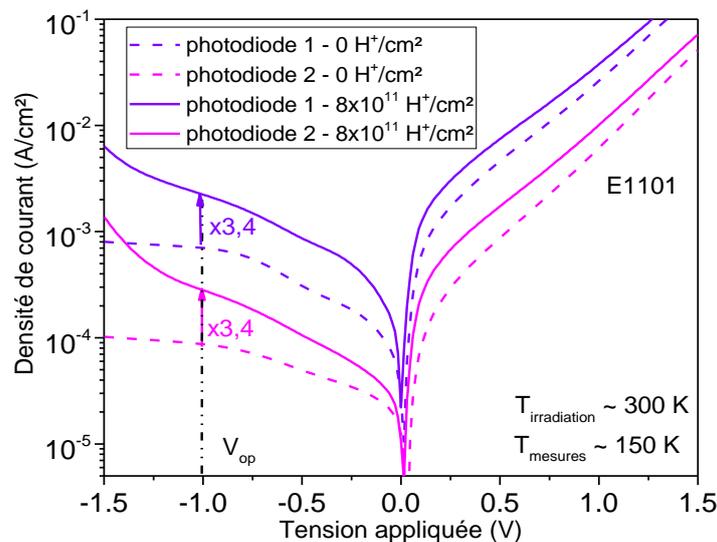


Figure 104 : Comparaison de la quantité de dégradation pour deux barrières de niveaux de courant initiaux différents sur le composant E1101 irradié à 300 K.

4.2.2. Influence de la taille et du type des barrières

Pour connaître l'influence de la taille surfacique des barrières sous irradiation, j'en considère trois dont les diamètres sont respectivement 210 μm (P1), 130 μm (P2) et 90 μm (P3). La Figure 105 présente l'évolution de la densité en courant en fonction de la tension appliquée pour ces trois barrières.

Les trois barrières se dégradent de façon similaire. À la tension V_{op} , la densité de courant est multipliée par un facteur 3,5 environ. De plus, l'apparition du courant J_{TAT} est homogène pour chacune des diodes considérées. Ainsi, **la taille de la barrière n'est pas un paramètre influençant la dégradation du courant sous irradiation.**

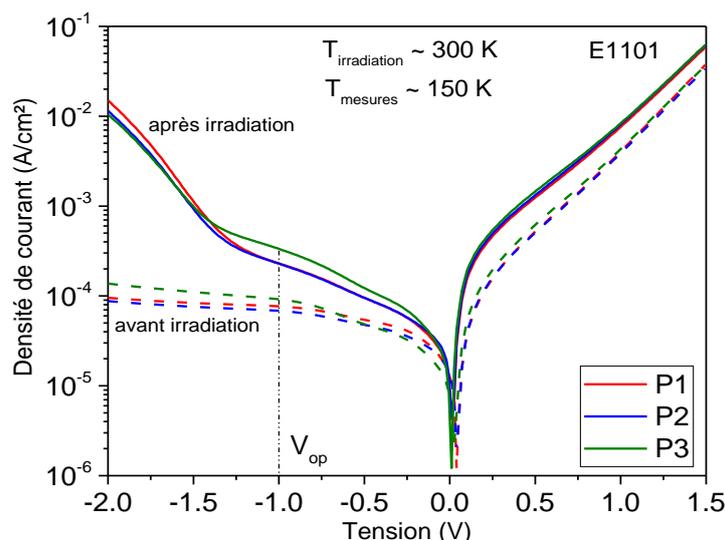


Figure 105 : Mesures J-V du composant E1101 pour une fluence de $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, irradié à 300 K. Les densités de courant avant irradiation sont en traits pointillés et celles après irradiation, en traits pleins.

La taille des diodes n'étant pas un paramètre influençant la dégradation du courant d'obscurité sous irradiation, il semble donc que le courant surfacique n'est pas la contribution dominante augmentant lors de l'irradiation. C'est donc le courant volumique qui se dégrade et la Figure 106 nous le confirme avec l'évolution de la densité du courant d'obscurité de plusieurs barrières, à la tension de fonctionnement $V_{op} = -1 \text{ V}$, en fonction du rapport P/A . Les mesures avant irradiation sont représentées en noir et celles après irradiation sont en rouge. Ainsi le courant volumique augmente globalement d'un facteur 3,5 (40).

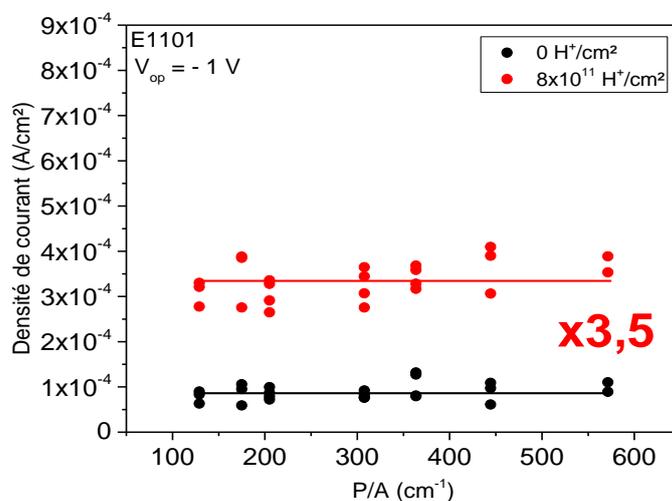


Figure 106 : Densité de courant en fonction du rapport P/A pour $V_{op} = -1,15 \text{ V}$. P correspond au périmètre de la diode et A à la surface de la diode.

4.2.3. Mesures J-V à différentes températures

Dans ce paragraphe, des mesures complémentaires de densité de courant noir à différentes températures (de 80 K à 250 K) sur le composant E1101 sont présentées. Les mesures en température ont été réalisées en station sous pointes, sept jours après l'irradiation, délai durant lequel, le composant est resté à 300 K et par conséquent, après un cycle thermique de 150 K à 300 K. La [Figure 107](#) présente la densité de courant d'obscurité à différentes températures en fonction de la tension appliquée, avant (en traits pointillés) et après (en traits pleins) irradiation.

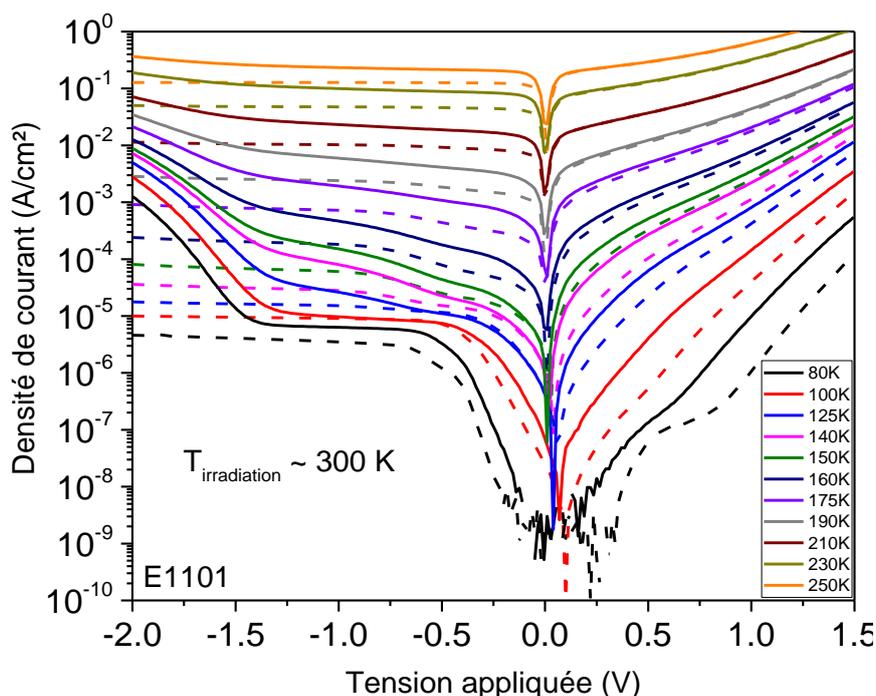


Figure 107 : Évolution de la densité du courant d'obscurité pour plusieurs températures, avant (en traits pointillés) et après (en traits pleins) irradiation réalisée à 300 K pour le composant E1101.

- **Le courant d'obscurité augmente sous l'irradiation aux protons, quelle que soit la température considérée.**
- Pour des tensions supérieures à -1,5 V on observe l'apparition du courant J_{TAT} pour toutes les températures considérées. **Cette prépondérance du courant J_{TAT} est davantage observée quand la température est faible.**
- À haute température, le courant de diffusion devient prépondérant et masque la contribution du courant J_{TAT} à plus forte tension.
- À 80 K, à faible tension, la mesure J-V est bruitée autour de 0 V, car la limite de mesure de l'électromètre est atteinte.

En revanche, par rapport à la [Figure 100](#), les niveaux de courant initiaux sont bien inférieurs avant irradiation quelle que soit la température du détecteur pendant la mesure. Les protons ne semblent pas impliquer les mêmes dégradations du courant selon la température du détecteur pendant l'irradiation. Des analyses complémentaires seront nécessaires pour tenter de comprendre cette différence observée.

Le graphe d'Arrhenius associé à la [Figure 107](#) est tracé à la [Figure 108](#), à la tension $V_{op} = -1$ V confirmant que le courant augmente après irradiation. De plus, on observe que la part du courant photonique est prépondérante à basse température.

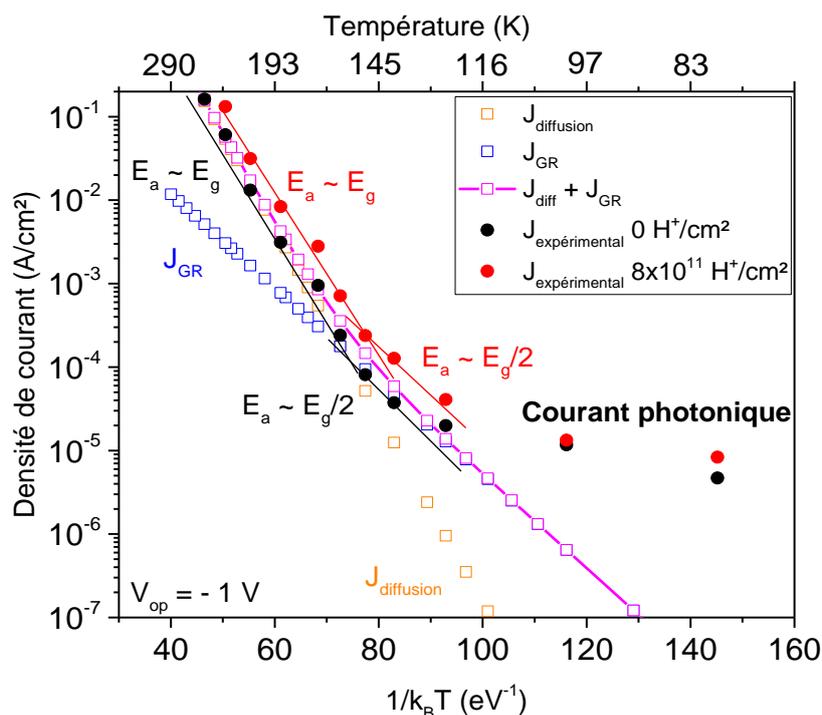


Figure 108 : Graphe d'Arrhenius avant irradiation (en noir) et après irradiation (en rouge). Les carrés en bleu, en orange et en rose correspondent respectivement à $J_{\text{diffusion}}$, J_{GR} et $J_{\text{diffusion}} + J_{\text{GR}}$ issus des calculs analytiques.

4.2.4. Mesure complémentaire après irradiation

Afin de voir l'effet d'un cycle thermique et du temps passé à 300 K sur le composant E1101, une nouvelle mesure J-V a été réalisée 30 jours après l'irradiation. La Figure 109 présente cette densité de courant (en vert) mesurée 30 jours après l'irradiation et comparée au niveau avant irradiation et au niveau après irradiation. On observe une **guérison partielle de 30 % du composant, un mois après l'irradiation, à la tension $V = -1$ V**. Cette guérison observée pourrait être assimilée à la TID, qui a plus de facilité à guérir dans le temps que la DDD, comme cela est supposé dans la référence [87].

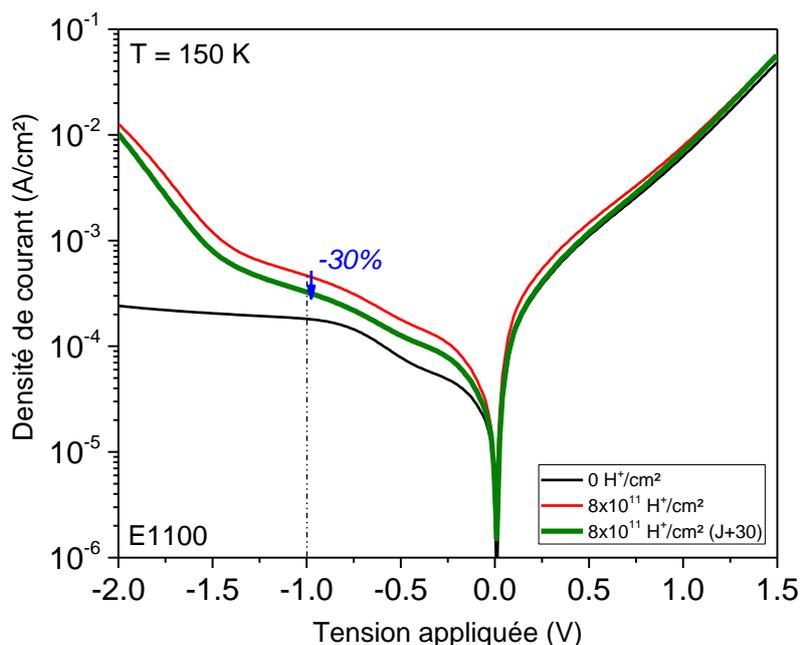


Figure 109 : Évolution de la densité de courant en fonction de la tension, sous irradiation, et 30 jours après irradiation. Le niveau de courant initial est en noir, celui juste après irradiation, en rouge et le niveau de courant après 30 jours est en vert.

4.2.5. Variation du dopage sous irradiation

Lors des précédents calculs analytiques, nous avons observé une augmentation du dopage de la couche d'absorption et nous avons considéré constant le dopage de la couche barrière. Une mesure C-V, nous permet d'extraire expérimentalement les dopages de ces deux couches. La Figure 110 présente l'évolution du rapport $(A/C)^2$ en fonction de la tension appliquée, avant (en noir) et après irradiation (en rouge). Il est possible de connaître les valeurs des dopages de la couche d'absorption et de la couche barrière grâce aux équations (27) et (28). On trouve avant irradiation :

$$N_{BL} = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_{AL} = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

Nous retrouvons bien les mêmes ordres de grandeur des dopages que ceux donnés dans la thèse de Maxime Bouschet [132].

Après irradiation, le dopage de la BL ne semble pas varier réellement. En revanche, on observe une très légère augmentation du dopage de la zone d'absorption. Cette première observation issue de la mesure C-V nécessitera d'être confirmée en réalisant une statistique de mesures par exemple.

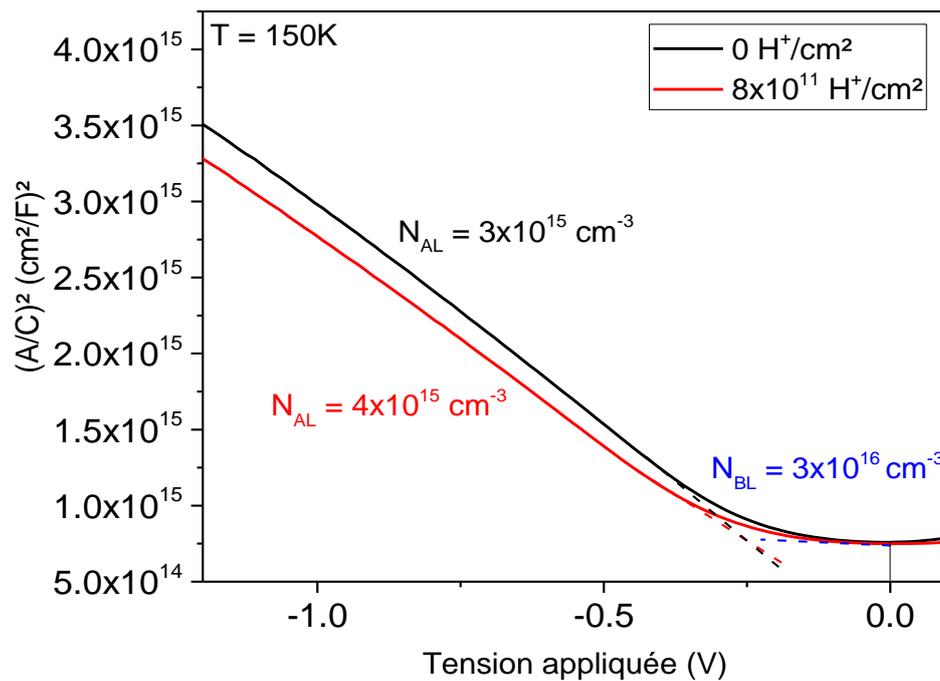


Figure 110 : Évolution de $(A/C)^2$ en fonction de la tension pour extraire le dopage résiduel des couches d'absorption (AL) et barrière (BL). $(A/C)^2$ avant irradiation est représenté en noir tandis que celui après irradiation est en rouge.

4.2.6. Variation de l'épaisseur de la couche barrière

Comme nous pouvons le voir sur la [Figure 92](#), l'épaisseur de la couche barrière dans un SR a une influence directe sur la tension d'opération. Plus la barrière est épaisse, plus la tension d'opération augmente. Dans cette partie, je m'intéresse ainsi à **l'influence de l'épaisseur de la couche barrière sous irradiation aux protons**. Je considère alors, dans cette dernière partie, le composant E1102 qui possède une épaisseur de barrière de 80 nm, dont les caractéristiques sont définies dans le [Tableau 15](#).

4.2.6.1. Mesures J-V expérimentales

L'objectif de cette partie est **d'observer une potentielle influence de l'épaisseur de la barrière dans la structure du composant, sur la densité de courant, sous irradiation aux protons réalisée à 300 K**. Les densités de courant avant (en traits pointillés) et après (en traits pleins) irradiation des échantillons E1101 (en vert) et E1102 (en bleu) sont présentées à la [Figure 111](#). Le diamètre des deux barrières est de 300 μm et elles ont été irradiées simultanément dans les mêmes conditions, à savoir :

- Température du détecteur pendant l'irradiation : $T_{\text{irrad}} = 300 \text{ K}$,
- Fluence : $\Phi = 8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$,
- Énergie de proton : $E_{\text{proton}} = 62 \text{ MeV}$,
- Flux de proton : $d\Phi = 2 \times 10^8 \text{ H}^+/\text{cm}^2/\text{s}$,
- Polarisation du composant lors de l'irradiation : OFF.

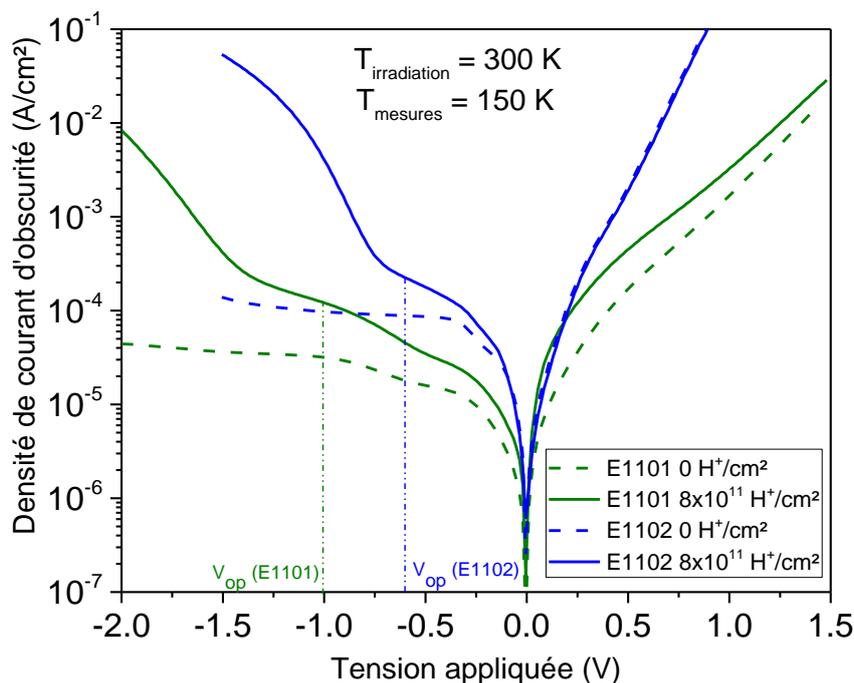


Figure 111 : Densités de courant en fonction de la tension pour les deux échantillons (E1101 en vert, E1102 en bleu) avant irradiation (en traits pointillés) et après irradiation à 300 K (en traits pleins).

Avant irradiation, le niveau de la densité de courant est plus élevé pour l'échantillon E1102. C'est le composant qui possède la barrière la plus fine (80 nm). Cette fine barrière, qui a l'avantage de pouvoir réduire la tension de fonctionnement V_{op} , contiendrait plus difficilement le champ électrique, et du courant G-R déborderait donc plus facilement dans la couche d'absorption. Cela est en effet confirmé avec la [Figure 112](#), qui correspond à un graphe d'Arrhenius, des composants E1101 (en vert) et E1102 (en bleu) à leur tension de fonctionnement respective, extraits de mesures courant-tension réalisées à

différentes températures avant irradiation. À 150 K, l'échantillon E1102 est GR-limité, ce qui n'est pas le cas pour l'échantillon E1101 où les contributions de diffusion et de GR sont présentes dans le courant total. Cela justifie ainsi la densité de courant plus importante avant irradiation pour le composant E1102.

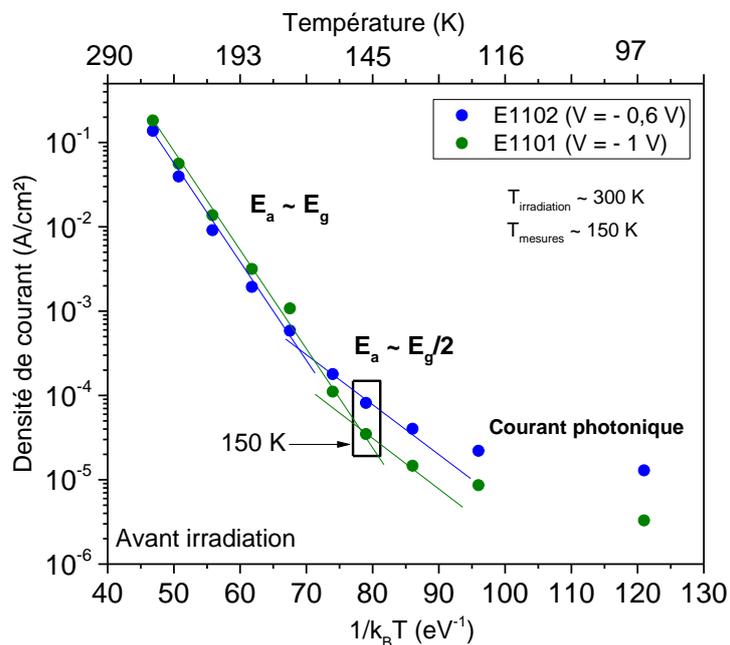


Figure 112 : Graphe d'Arrhenius des composants E1101 (en rouge) et E1102 (en bleu), 150 K, à leur tension de fonctionnement respective, avant irradiation.

En revenant à la Figure 111, après irradiation, **la composante J_{TAT} devient prépondérante après la tension d'opération**, pour chacun des deux composants. On constate que **plus la tension V_{op} est élevée, plus le courant J_{TAT} apparaît à haute tension, après irradiation**. Pour le composant E1102, cette contribution est dominante pour des tensions supérieures à $V = -0,7$ V contre des tensions à $V = -1,4$ V pour l'échantillon E1101.

De plus, le composant E1102 est celui qui présente le plus de « fuites », avant irradiation, on l'observe avec la forte augmentation du courant pour des tensions supérieures à 0 V. Et finalement, après irradiation, la dégradation en courant semble être masquée par ce courant initial important. À l'inverse, quand la barrière est plus épaisse (composant E1101), le courant augmente plus lentement pour des tensions supérieures à 0 V, et on peut donc voir la dégradation de la densité de courant après irradiation.

4.2.6.2. Mesure des durées de vie expérimentales

Réaliser une mesure de durée de vie, expérimentalement, par décroissance de photoluminescence (TRPL) peut apporter des informations supplémentaires concernant l'influence de la couche barrière sous irradiation. Cette mesure a été réalisée sur les composants E1101, E1102 et E1099. Ces mesures de TRPL ont été faites à l'ONERA Palaiseau, par Anthony Ramiandrasoa, dans le cadre de sa thèse.

La Figure 113 illustre l'évolution de la durée de vie en fonction de la température pour les composants E1099 (en noir), E1101 (en rouge) et E1102 (en bleu), avant (en traits pointillés) et après irradiation (en traits pleins). Les mesures post irradiation ont été réalisées 100 jours après l'irradiation.

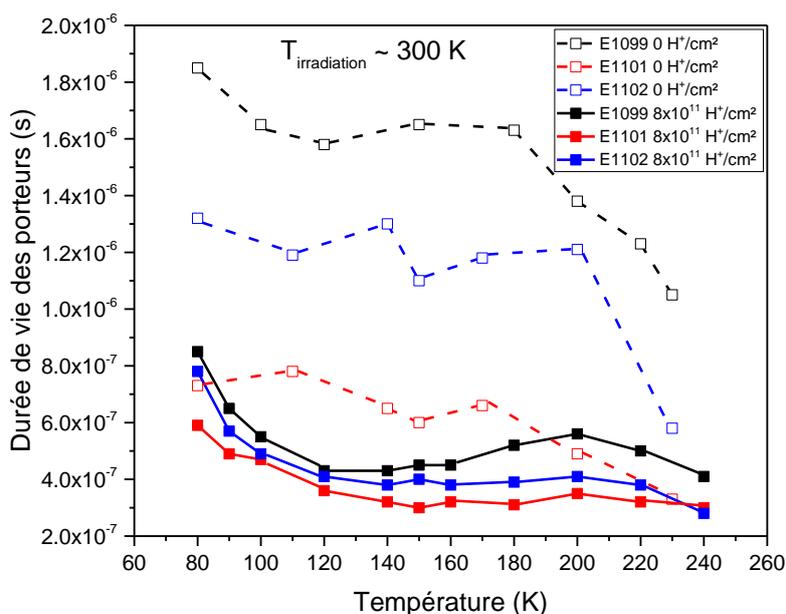


Figure 113 : Durées de vie expérimentales des porteurs minoritaires en fonction de la température, pour les échantillons E1101 (en rouge) et E1102 (en bleu) et E1099 (en noir) avant (en traits pointillés) et après (en traits pleins) irradiation. La mesure après irradiation a été réalisée 100 jours après le jour de l'irradiation.

Avant irradiation, on constate que plus la couche barrière est épaisse, plus la durée de vie est réduite. Le composant E1099, sans couche barrière, présente une meilleure durée de vie des porteurs. Cela a fait l'objet d'études dans les thèses de Maxime Bouschet et Matthias Tornay, et il a été évoqué que **la présence de la couche barrière pourrait entraîner des centres de recombinaisons à l'interface de la couche barrière avec la couche d'absorption, pénalisant ainsi la durée de vie**. D'après la [Figure 113](#), ce phénomène semble s'amplifier lorsque l'épaisseur de la barrière augmente.

Après irradiation, on observe que les durées de vie sont dégradées et l'effet de la barrière n'existe plus. L'arrivée des protons sur le matériau semble anéantir le rôle de la barrière, et finalement, **les trois composants présentent un comportement similaire, après irradiation**.

À titre d'exemple, si on considère le composant E1102, la durée de vie est dégradée globalement d'un **facteur 3**. À 150 K, elle vaut 1,1 μs avant irradiation et 0,4 μs après irradiation. Nous pourrions dans le paragraphe 4.2.6.3, confirmer cette dégradation par des calculs analytiques.

4.2.6.3. Calcul analytique réalisé sur l'un des composants

Dans ce dernier paragraphe, les résultats expérimentaux obtenus sur le composant E1102, irradié à 300 K, sont à présent comparés aux calculs analytiques du courant noir. Les paramètres utilisés dans les équations (5), (9) et (12) sont définis dans le [Tableau 16](#). Comme pour l'étude faite sur le détecteur E1101 irradié à 150 K, je considère un dopage de la couche barrière constant de $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (de type p), lors de l'irradiation et le courant band to band (J_{BTB}) négligeable devant les autres contributions du courant d'obscurité.

La [Figure 114](#) représente les résultats des calculs analytiques de la densité de courant avant et après irradiation (en traits pointillés) et les courbes expérimentales (en traits pleins). À faible tension, il a été plus difficile de superposer les résultats des calculs analytiques avec les courbes expérimentales, à cause de la présence de « fuites ». On remarque en revanche, qu'à la tension de fonctionnement initiale de cet échantillon ($V_{\text{op}} = -0.6 \text{ V}$), les points des courbes avant et après irradiation se superposent avec les résultats des calculs analytiques. La solution proposée à la [Figure 114](#) est l'une des solutions possibles, elle n'est pas unique.

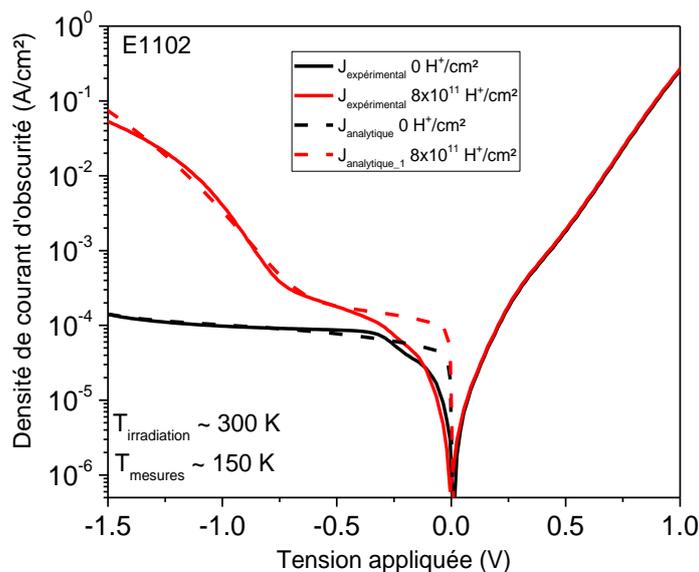


Figure 114 : Résultats des calculs analytiques (en traits pointillés) et courbes expérimentales (en traits pleins) pour une irradiation à 300 K, du composant E1102. Les courants avant irradiation sont en noir et ceux après irradiation en rouge.

Le [Tableau 18](#) présente la variation de trois paramètres sous irradiation : la durée de vie, le dopage de la couche d'absorption et la densité de pièges.

Paramètres	E1102
Durée de vie	× 0,30
Dopage de la zone d'absorption	× 3,3
Densité de pièges	× 4

Tableau 18 : Évolution des trois paramètres (durée de vie, dopage de la zone d'absorption et densité de pièges) sous irradiation, pour le composant E1102.

On remarque qu'après une fluence de $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, la durée de vie est divisée environ par 3 ce qui est en accord avec le résultat de la [Figure 113](#). De plus, le dopage de la couche d'absorption et la densité de pièges augmentent après l'irradiation aux protons. Ces tendances d'évolution de ces paramètres ont également été observées sur le composant E1101, lors d'une irradiation à 150 K. En revanche, la densité de pièges augmenterait davantage lors d'une irradiation à 150 K. Elle est multipliée par 6 contre un facteur 4 lors d'une irradiation à 300 K. Plusieurs hypothèses sont possibles :

- **Hypothèse 1** : La mesure J-V sur lesquelles le calcul analytique a été réalisé n'a pas été faite en même temps. Lors de l'irradiation à 150 K, elle a été réalisée 30 minutes après l'irradiation, contre 3 jours lors de l'irradiation à 300 K. Or, il a été observé que l'augmentation de la densité de pièges lors de l'irradiation à 150 K, ne semblait pas permanente et avait tendance à réduire dans les jours qui suivaient l'irradiation.
- **Hypothèse 2** : Il a été constaté, aux [Figures 94](#) et [103](#), que la contribution du courant J_{TAT} apparaissait à plus faible tension lorsque le composant est irradié à 150 K, contrairement à 300 K. Or, le courant tunnel assisté par pièges est directement proportionnel à la densité de pièges ([12](#)). Cette observation pourrait ainsi être appuyée par ce résultat du calcul analytique : l'augmentation de la densité de pièges est plus forte lors d'une irradiation à 150 K.
- **Hypothèse 3** : Les deux composants considérés n'ont pas la même épaisseur de barrière, et cela pourrait également avoir un impact sur la variation de la densité de pièges sous irradiation.

Cette observation, issue des calculs analytiques, nécessite davantage de simulations et de compréhension pour pouvoir confirmer l'une des trois hypothèses évoquées ci-dessous.

4.3. Conclusion du Chapitre 4

Ce dernier chapitre visait à connaître l'impact des protons sur les détecteurs T2SL XBn InAs/InAsSb mono-élément, opérant dans le MWIR. En première partie, il a été montré que la **dégradation du courant d'obscurité dépend de la température à laquelle le détecteur est irradié**. Comme pour les composants T2SL InAs/GaSb, le courant d'obscurité est davantage dégradé lorsque le détecteur est irradié à 300 K. Par ailleurs, la **guérison du courant après un cycle thermique de 150 K à 300 K** est également plus importante lorsque l'irradiation se fait à 300 K. On peut voir ces résultats dans le [Tableau 19](#), en considérant les échantillons E1101 irradiés, soit à 150 K, soit à 300 K.

En seconde partie, un composant, dont la couche barrière est plus fine, a été étudié (E1102). Dans les travaux de thèse de Maxime Bouschet [132], il a été montré que **plus la couche barrière est fine, plus la tension V_{op} est faible, avant irradiation**. En revanche, une barrière plus fine contient plus difficilement le champ électrique, ce qui augmente la composante J_{GR} et par conséquent le courant total, avant même l'irradiation. Rappelons que les structures à barrière n'étant pas encore optimisées, le courant d'obscurité n'est pas diffusion-limité avant irradiation à 150 K. Après irradiation, **la composante G-R du courant augmente et la composante J_{TAT} apparaît et devient prépondérante après la tension d'opération, quel que soit le composant considéré**. Il a été observé en revanche, que lorsque l'épaisseur de la couche barrière diminue, la dégradation en courant semble plus faible à la tension d'opération respective du détecteur. Un bilan de l'évolution des densités de courant pour chacun des deux composants (E1101 et E1102), irradiés à 150 K ou à 300 K, est présenté au [Tableau 19](#).

Paramètres	$T_{irradiation}$	E1101	E1102
Densité du courant d'obscurité à la tension V_{op} après $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$	150 K	$J(V_{op} = -1 \text{ V}) \times 2,1$	
	300 K	$J(V_{op} = -1 \text{ V}) \times 3,6$	$J(V_{op} = -0,6 \text{ V}) \times 2,5$
Guérison du courant d'obscurité après un cycle thermique	150 K	4 % à $V_{op}(J + 90)$	
	300 K	30 % à $V_{op}(J + 30)$	

Tableau 19 : Évolution des niveaux de courant et de la guérison en courant, à la tension V_{op} pour les deux composants considérés, en fonction de la température d'irradiation du détecteur ($T_{irradiation}$).

De plus, des calculs analytiques ont montré une tendance d'évolution de la durée de vie des porteurs, du dopage de la couche d'absorption et de la densité de pièges. Après une fluence à $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, **la durée de vie des porteurs a été divisée par un facteur 3** environ, quelle que soit la température du détecteur pendant l'irradiation, et cela a été confirmé par les mesures expérimentales de TRPL. À l'inverse, on a observé **une augmentation du dopage de la couche d'absorption et de la densité de pièges**, quelle que soit la température du détecteur pendant l'irradiation. Concernant l'évolution du dopage de la couche d'absorption, ce résultat, issu des calculs analytiques, nécessite d'être investigué davantage avec des mesures capacité-tension, afin de pouvoir être confirmé.

Enfin, certains paramètres n'ont pas d'influence significative sous irradiation comme par exemple :

- La **polarisation d'un composant protégé avec de la photorésine** lors d'une irradiation à 150 K à $V_{op}/2$.
- La **taille des diodes**, lors d'une irradiation à 300 K, indiquant que le courant de volume est le paramètre qui augmenterait principalement pendant l'irradiation.

5 – Conclusions Générales

Cette thèse, réalisée au sein de l'Institut d'Électronique et Systèmes de Montpellier et financée par Airbus Defense and Space (ADS) et la région Occitanie, se déroulait dans le cadre d'une R&T CNES, lancée en 2019. Le but visait à étudier l'impact des radiations spatiales sur les détecteurs infrarouges à superréseaux de type II (T2SL). Dans cette R&T, les objectifs de ma thèse cherchaient à observer et tenter de comprendre les phénomènes d'irradiation sur la technologie T2SL et notamment quantifier la dégradation du courant d'obscurité de ces détecteurs mono-éléments.

Le **Chapitre 1** était consacré aux généralités de la détection infrarouge, expliquant notamment les applications et enjeux liés principalement au domaine de l'aérospatial. Une comparaison entre un télescope opérant dans le visible (Hubble) et un autre fonctionnant dans l'infrarouge (James Webb Space Telescope) a pu montrer l'intérêt de la détection infrarouge dans les applications spatiales. Puis, dans un second temps, les différents détecteurs infrarouges (thermiques mais principalement quantiques), présents dans plusieurs missions spatiales, ont été exposés avant d'aborder le concept de superréseau. Le détecteur à superréseau a la particularité de pouvoir modifier son énergie de gap en ajustant sa période et sa composition ce qui rend ainsi ses propriétés électro-optiques modulables. Depuis plusieurs années, le superréseau, couplé à une structure à barrière, permet de réduire le courant d'obscurité, notamment en supprimant sa composante de génération-recombinaison, et d'augmenter sa température de fonctionnement, faisant de lui un candidat prometteur pour satisfaire le critère SWaP (Size, Weight and Power), indispensable dans les missions spatiales. Le détecteur à superréseau reste à ce jour au centre de plusieurs études afin de pouvoir, un jour, envoyer cette nouvelle technologie affronter l'environnement radiatif spatial. La fin du chapitre 1 était dédiée justement aux différentes définitions de doses de radiations, que nous retrouvons dans ce milieu hostile.

Le **Chapitre 2** a mis en avant les structures des superréseaux utilisés dans ces travaux, notamment en réalisant une comparaison entre le superréseau InAs/GaSb (dit Ga-containing) et le superréseau InAs/InAsSb (dit Ga-free). Il s'est notamment avéré que la durée de vie des porteurs dans le matériau InAs/GaSb était pénalisée, à cause de la présence de Gallium, ce qui a amené à considérer le superréseau sans Gallium (le Ga-free). La durée de vie des porteurs minoritaires a alors augmenté d'un facteur 10. Puis, dans un second temps, après avoir brièvement détaillé les moyens de fabrications du superréseau (croissance par épitaxie, passivation du composant...), les bancs de mesures électriques ont été présentés. Les caractéristiques courant-tension (J-V) et capacité-tension (C-V) des composants ont été obtenus, soit dans une station sous pointes, soit en cryostat. La station sous pointes permet de sélectionner les diodes avec les meilleures performances, mais, une fois cette première étape réalisée, il est nécessaire de les câbler et de les placer dans le cryostat pour réaliser les campagnes d'irradiation à températures cryogéniques. Dans le cadre de ces travaux, des irradiations aux protons principalement, mais également quelques irradiations aux photons γ , ont été considérées, nous permettant ainsi d'observer l'impact des radiations sur les détecteurs à superréseaux. Les protons et les photons γ n'ont pas les mêmes spécificités et n'apportent pas les mêmes défauts dans la structure du composant. Les protons induisent une dose ionisante le long de leur trace mais peuvent également modifier la maille cristalline en déplaçant les atomes et créant ainsi des paires interstitielles-vacantes. Les photons γ , particules sans masse, induisent uniquement une dose ionisante, permettant ainsi de décorréler les effets de la dose cumulée induites par les protons.

Après avoir détaillé le cadre des campagnes d'irradiation, l'objectif du **Chapitre 3** était d'étudier l'influence des irradiations sur plusieurs détecteurs InAs/GaSb mono-éléments, présentant des caractéristiques de structure quantique différentes. Deux types de composants sont considérés à savoir une structure p-i-n, dont la longueur d'onde de coupure est de 5 μm et une structure à barrière de type XBp, avec une longueur d'onde de coupure plus grande, de 11 μm .

La **première étude** du chapitre 3 était consacrée à l'irradiation de ces détecteurs mono-éléments par des protons de 62 MeV, avec des niveaux de fluences jusqu'à $8 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$, durant laquelle les détecteurs étaient maintenus à leur température de fonctionnement (100 K). Nous avons pu observer une augmentation de leur densité de courant d'obscurité d'un facteur 2 environ. Les composants avec une structure à barrière ont montré également que le plateau de diffusion des mesures J-V, disparaissait dès les premiers niveaux de fluence considérés, laissant la place au courant de recombinaison-génération. Par ailleurs, l'influence de la couche de passivation et celle de l'énergie des protons incidents ont été investiguées sur les structures p-i-n opérant dans le MWIR. La comparaison des composants protégés par de la photorésine ou passivés par une couche de diélectrique (SiO_2) sous irradiation fut menée.

Il s'est avéré que cette couche de passivation n'entraînait pas une plus forte dégradation du courant d'obscurité. Cette comparaison pourrait être étendue à d'autres couches de passivation diélectrique comme par exemple, le SiN ou l' Al_2O_3 . De plus, irradier les composants avec des protons de plus faibles énergies (30 MeV) a montré une plus forte dégradation du courant d'obscurité. Cette corrélation entre la dégradation en courant et l'énergie des protons ne semble pas linéaire, du fait que la dose ionisante et la dose de déplacement ne varient pas linéairement selon l'énergie des protons. Pour tenter de définir cette relation, il pourrait être alors intéressant de considérer des irradiations à plusieurs énergies de protons différentes (comprises entre 1 keV et 100 MeV, par exemple) et ainsi extraire expérimentalement la loi de proportionnalité entre ces deux grandeurs.

Dans une **seconde étude**, nous avons considéré des irradiations sur des détecteurs à 300 K, soit avec une structure p-i-n, soit avec une structure à barrière de type XBp. Il s'est avéré que la dégradation du courant d'obscurité était plus importante lorsque le composant était irradié à 300 K et elle dépendait également de la couche de passivation et de la structure. Lors de l'irradiation à 300 K, les composants avec une structure p-i-n, protégés avec de la photorésine ou du diélectrique ont, respectivement, été plus dégradés d'un facteur 2 et 5, par rapport aux mêmes composants irradiés à 100 K. Le composant avec une structure à barrière de type XBp a, quant à lui, été plus dégradé d'un facteur 3. Afin de pouvoir réellement comparer ces taux de dégradations entre eux, il serait nécessaire de considérer des détecteurs avec une structure p-i-n opérant dans le LWIR et une structure à barrière de type XBp opérant dans le MWIR afin de s'affranchir de la gamme spectrale de ces détecteurs.

Par ailleurs, les composants, après irradiation, ont subi des cycles thermiques (variation de la température du détecteur entre 100 K et 300 K) et des guérisons en courant ont pu être observées dans certains cas. La guérison était plus forte après une irradiation réalisée à 300 K mais, les échantillons étaient alors hors cryostat pendant l'irradiation, créant ainsi une modification du banc de test expérimental. En effet, des irradiations secondaires, après l'arrêt du faisceau de protons, pourraient avoir lieu dans le cryostat à cause des pièces métalliques le constituant. Afin de quantifier ces irradiations secondaires, une mesure continue du courant de la photodiode pourrait finalement être investiguée. Cette mesure serait également utile durant les cycles thermiques afin de connaître, en temps réel, l'influence de la variation de température du détecteur sur le courant, après irradiation. En revanche, il faudrait placer les échantillons irradiés à 300 K dans un cryostat, ce qui n'était pas le cas, par manque de matériel. De plus, dans les structures à barrière, il a été constaté que le plateau de diffusion n'a pas pu être retrouvé grâce à de simples cycles thermiques. Cette dégradation semblerait permanente mais il serait intéressant

de considérer des recuits isochrones ou isothermes afin de voir s'ils pourraient avoir un impact de guérison sur le courant de diffusion.

La **dernière étude** du chapitre 3 visait à considérer des variations au niveau de la structure quantique du superréseau (son nombre de périodes, sa longueur d'onde de coupure) et d'observer leur influence sous irradiation aux protons. Augmenter le nombre d'interfaces dans le SR n'a pas eu d'impact sur la dégradation du courant d'obscurité, quelle que soit la température du détecteur pendant l'irradiation (100 K ou 300 K) ou la structure du composant (p-i-n dans le MWIR ou structure à barrière dans le LWIR). En revanche, en augmentant la longueur d'onde de coupure de 11 μm à 13 μm pour des échantillons InAs/GaSb avec une structure à barrière XBp, irradiés à 100 K, la dégradation en courant d'obscurité a augmenté d'un facteur 1,2. Cette étude n'a été réalisée que dans un seul cas expérimental. Afin de pouvoir le généraliser, il faudrait considérer des structures p-i-n ainsi que, varier la température du détecteur pendant l'irradiation.

Le **Chapitre 4** était consacré à l'étude de l'impact des radiations sur le détecteur InAs/InAsSb, meilleur dans ses performances. Ce dernier chapitre a mis en avant des détecteurs mono-éléments InAs/InAsSb, avec une structure à barrière de type XBn dont la longueur d'onde de coupure était de 5 μm .

La **première étape** de ce dernier chapitre était de considérer en outre des niveaux de fluences de protons plus faibles. En effet, les fluences rencontrées en orbite basse sont de l'ordre de quelques 10^{10} H^+/cm^2 . Cette mesure supplémentaire, à une fluence de 4×10^{10} H^+/cm^2 , a permis de constater que l'augmentation du courant d'obscurité n'est pas si directe, avant un niveau de fluence de 2×10^{11} H^+/cm^2 . D'autres études américaines ont également pu observer ce phénomène, mais, à ce jour, aucune explication n'a été établie pour avoir une meilleure compréhension. Afin d'affiner cette observation, il serait important de prendre en compte d'autres niveaux de fluence autour de 4×10^{10} H^+/cm^2 , étant donné que l'évolution du courant est modifiée pour des fluences entre 4×10^{10} H^+/cm^2 et 2×10^{11} H^+/cm^2 . Puis, dans un second temps, les composants ont été irradiés à plus fortes fluences afin d'observer l'évolution du courant d'obscurité jusqu'à une fluence de 8×10^{11} H^+/cm^2 , comme pour les détecteurs InAs/GaSb, étudiés dans le chapitre 3. Le courant d'obscurité a été dégradé d'un facteur 2 après ce niveau de fluence de protons.

Ensuite, irradier les composants à 300 K, comme dans le chapitre 3, constituait la **deuxième partie** de ce chapitre 4. Les résultats obtenus précédemment ont également été retrouvés sur les détecteurs InAs/InAsSb à savoir que la dégradation du courant d'obscurité était presque deux fois plus forte lors d'une irradiation à 300 K par rapport à 150 K. Dans les jours qui ont suivi l'irradiation, une certaine guérison en courant a pu être constatée après un cycle thermique de 150 K à 300 K. Cette guérison restait plus importante après une irradiation à 300 K. Dans cette même étude, deux composants ont été comparés, avec une variation de l'épaisseur de la couche barrière. À savoir qu'une barrière plus fine entraîne une réduction de la tension d'opération mais elle ne permet pas réellement de contenir le champ électrique, et la composante de génération-recombinaison du courant domine à 150 K. Un composant avec une plus fine barrière voit son courant d'obscurité moins dégradé après irradiation.

D'autres observations ont été faites dans ces deux derniers chapitres.

Polariser le composant durant l'irradiation n'a pas entraîné davantage de dégradation en courant d'obscurité, mais ce résultat a été montré uniquement sur des échantillons protégés avec de la photorésine. Or, la polarisation de la photodiode peut induire principalement des défauts à la surface entre le semi-conducteur et la couche de passivation, donc il serait plus qu'important de réaliser cette

étude sur des composants avec une passivation diélectrique en SiO_2 , afin de pouvoir confirmer ce premier résultat obtenu sur des échantillons protégés avec de la photorésine.

De plus, la taille des photodiodes n'a pas influencé la dégradation du courant d'obscurité sous irradiation, indiquant que c'est principalement la contribution volumique du courant qui augmenterait sous irradiation. Mais cette observation serait à confirmer avec d'autres irradiations comme par exemple des irradiations aux neutrons qui n'induisent que de la dose de déplacement.

Dans mes travaux, des irradiations aux photons γ ont supposé que la dose ionisante pourrait être masquée lors d'une irradiation réalisée à 100 K, mais cette hypothèse doit être approfondie avec des études utilisant des logiciels de simulation, comme ECORCE (Etude du Comportement sous Radiation des Composants Electroniques), un logiciel TCAD basé sur la méthode des volumes finis, permettant de modéliser les dispositifs à base de semiconducteurs.

Par ailleurs, les mesures courant-tension à différentes températures ont révélé sur les structures p-i-n qu'à basse température, un nouveau régime de courant, dont l'énergie d'activation est proche de $E_g/3$, serait dominant. Mais, des simulations seraient nécessaires pour éclaircir ce nouveau mécanisme en courant. Sur les structures à barrière, il s'avérerait qu'à basse température, le courant devient GR-limité après irradiation avec une énergie d'activation proche de $E_g/2$.

Enfin, les calculs analytiques, réalisés sur chacune des structures, ont montré que la durée de vie des porteurs diminuait tandis que le dopage de la couche d'absorption et la densité de pièges augmentaient sous irradiation aux protons. Dans le dernier chapitre, il a été possible de réaliser des mesures de temps de vie par TRPL, confirmant ainsi sa réduction lors de l'irradiation. En revanche, les mesures C-V n'ont pas réellement pu confirmer que le dopage de la couche d'absorption augmentait lors de l'irradiation, mais cette hypothèse semble tout de même validée par des études principalement américaines, dans la littérature.

Dans mes travaux de thèse, j'ai considéré le courant d'obscurité comme seule figure de mérite, mais comme cela est présenté dans le chapitre 1, il en existe une autre : le rendement quantique, qui, d'après la littérature, pourrait donner des informations supplémentaires sur l'étude des détecteurs sous irradiation. Une perspective de ma thèse serait donc de considérer l'évolution du rendement quantique sous irradiation, qui pourrait confirmer ou bien ajuster les observations faites sur le courant d'obscurité. Finalement, ces résultats constatés et ces hypothèses proposées dans mes travaux seront approfondis grâce à des logiciels de simulation (comme ECORCE), via la thèse de Hassen MEZOUAR, débutée en octobre 2023, à l'IES. Son objectif sera d'approfondir nos connaissances sur les mécanismes observés dans les détecteurs à superréseaux sous irradiation.

6 – Contributions Scientifiques

Clara Bataillon, Jean-Philippe Perez, Rodolphe Alchaar, Daniel Andres Diaz-Thomas, Olivier Saint-Pé, Olivier Gilard, Philippe Christol, ‘Irradiation Temperature Influence on the Degradation of the Electrical Performances of MidWave InfraRed Type-II Superlattice Detectors’, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 70, no. 4, pp. 541-548, April 2023, doi: [10.1109/TNS.2022.3223158](https://doi.org/10.1109/TNS.2022.3223158)

Clara Bataillon, Jean-Philippe Perez, Rodolphe Alchaar, Alain Michez, Olivier Gilard, Olivier Saint-Pé, Philippe Christol, ‘Dark current behaviour of type-II superlattice longwave infrared photodetectors under proton irradiation’, *Opto-Electron. Rev.*, vol. 31, no. e144552, February 2023, doi: [10.24425/opelre.2023.144552](https://doi.org/10.24425/opelre.2023.144552)

Clara Bataillon, Jean-Philippe Perez, Olivier Gilard, Maxime Bouschet, Matthias Tornay, Olivier Saint-Pé, Philippe Christol, ‘Midwave infrared type-II superlattice photodetector under protons radiations’, *Workshop Infrared Detection for Space Applications*, COMET, June 2023

Clara Bataillon, Matthias Tornay, Maxime Bouschet, Jean-Philippe Perez, Alain Michez, Olivier Saint-Pé, Olivier Gilard, Philippe Christol, ‘Electrical Characterization of Type II Superlattice Midwave Infrared Photodetectors irradiated by protons’, in *2023 22th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*

Rodolphe Alchaar, **Clara Bataillon**, Jean-Philippe Perez, Olivier Gilard, Philippe Christol, ‘63 MeV proton-induced mild displacement effects in long-wave infrared InAs/GaSb type-II superlattice barrier infrared detectors’, *J. Appl. Phys.*, vol. 130, no. 18, November 2021, doi: [10.1063/5.0060794](https://doi.org/10.1063/5.0060794)

Rodolphe Alchaar, **Clara Bataillon**, Jean-Philippe Perez, Olivier Gilard, Philippe Christol, ‘Impact of proton radiation on dark current of InAs/GaSb type-2 superlattice longwave infrared photodetector’ in *2021 21th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*, Vienna, Austria, September 2021, pp. 1-4, doi: [10.1109/RADECS53308.2021.9954565](https://doi.org/10.1109/RADECS53308.2021.9954565)

Maxime Bouschet, Vignesh Arounassalame, Rodolphe Alchaar, **Clara Bataillon**, Jean-Philippe Perez, Nicolas Péré-Laperne, Isabelle Ribet-Mohamed, Philippe Christol, ‘The need for deep etching to fabricate Ga-free InAs/InAsSb T2SL XBn midwave infrared photodetector’, in *Electro-Optical and Infrared Systems : Technology and Applications XVIII and Electro-Optical Remote Sensing XV*, vol. 11866, no. 4, September 2021, doi: [10.1117/12.2600113](https://doi.org/10.1117/12.2600113)

Maxime Bouschet, Ulises Zavala-Moran, Vignesh Arounassalame, Rodolphe Alchaar, **Clara Bataillon**, Isabelle Ribet-Mohamed, Francisco de Anda-Salazar, Jean-Philippe Perez, Nicolas Péré-Laperne, , Philippe Christol, ‘Influence of Pixel Etching on Electrical and Electro-Optical Performances of a Ga-free InAs/InAsSb T2SL Barrier Photodetector for Mid-Wave Infrared Imaging’, *Photonics 2021*, vol. 8, page 194, May 2021, doi: [10.3390/photonics8060194](https://doi.org/10.3390/photonics8060194)

Vignesh Arounassalame, Maxime Bouschet, Rodolphe Alchaar, Anthony Ramiandrasoa, Sylvie Bernhardt, **Clara Bataillon**, Philippe Christol, Isabelle Ribet-Mohamed, ‘Electro-optical characterizations to study minority carrier transport in Ga-free InAs/InAsSb T2SL XBn midwave infrared photodetector’, vol. 11866, n° 6, September 2021, doi: [10.1117/12.2598159](https://doi.org/10.1117/12.2598159)

Awards :

Meilleure présentation orale parmi les doctorants à la Conférence QSIP 2022, à Cracovie en Pologne.
Meilleur abstract parmi les doctorants à la Conférence RADECS 2023, à Toulouse, en France.

7 – Bibliographie

- [1] ‘MYSTIC : infrared detection system for space imagery’, Absolut System, Innovative Cryogenic Solutions, [Online]. Available : <https://absolut-system.com/infrared-detection-system-for-space-imagery/>
- [2] ‘La Technologie Infrarouge au service de l’aérospatial’ *LYNRED.com*. Avril 2022, [Online]. Available : <https://lynred.com/fr/blog/la-technologie-infrarouge-au-service-de-laerospatial>
- [3] ‘Euclid, une mission destinée à percer les mystères de l’énergie noire et de la matière noire’ *The European Space Agency*. Septembre 2019, [Online]. Available : https://www.esa.int/Space_in_Member_States/France/Euclid_une_mission_destinee_a_percer_les_mysteres_de_l_energie_noire_et_de_la_matiere_noire
- [4] ‘Comment fonctionnent l’infrarouge et les caméras thermiques’ *LYNRED.com*. Mai 2020, [Online]. Available : <https://lynred.com/fr/blog/comment-fonctionnent-linfrarouge-et-les-cameras-thermiques>
- [5] ‘Loi de Planck’, Techno-Science.net, [Online]. Available : <https://www.techno-science.net/glossaire-definition/Loi-de-Planck.html>
- [6] ‘Loi de Wien, Wikipédia, [Online]. Available : https://fr.wikipedia.org/wiki/Loi_de_Wien
- [7] ‘Comprendre et utiliser la technologie infrarouge’, Livret blanc 2020, *LYNRED.com*, Mai 2020.
- [8] ‘Technologie infrarouge : des domaines d’application toujours plus variés’, *LYNRED.com*, Juin 2022, [Online]. Available : <https://lynred.com/fr/blog/technologie-infrarouge-des-domaines-dapplication-toujours-plus-varies>
- [9] ‘Détection de fuites de pétrole par imagerie infrarouge’, Teledyne FLIR, [Online]. Available : <https://www.flir.fr/discover/marine/first-respondents/oil-spill-detection-with-infrared-imaging/>
- [10] ‘Les avantages et les limites de la technologie infrarouge dans la détection de gaz dangereux’, *LYNRED.com*, Mars 2023, [Online]. Available : <https://www.lynred.com/fr/blog/les-avantages-et-les-limites-de-la-technologie-infrarouge-dans-la-detection-de-gaz-dangereux>
- [11] ‘Comment des détecteurs infrarouge augmentent la précision du tri des déchets’, *LYNRED.com*, Juin 2021, [Online]. Available : <https://www.lynred.com/fr/blog/comment-des-detecteurs-infrarouge-augmentent-la-precision-du-tri-des-dechets>
- [12] ‘Imagerie thermique : une technologie au cœur des innovations du quotidien’, *LYNRED.com*, Décembre 2019, [Online]. Available : <https://lynred.com/fr/blog/imagerie-thermique-une-technologie-au-coeur-des-innovations-du-quotidien>
- [13] ‘Covid-19 : contrôle de la température corporelle par caméra thermique’, *La santé au travail*, Septembre 2022, [Online]. Available : <https://www.atousante.com/risques-professionnels/risques-infectieux/sars-cov-2-coronavirus-covid-19/covid-controle-temperature-corporelle/>
- [14] ‘Guidage de missile par infrarouge’, *Wikipédia*, [Online]. Available : https://fr.wikipedia.org/wiki/Guidage_de_missile_par_infrarouge
- [15] ‘Comment l’imagerie thermique contribue au développement de programmes spatiaux ambitieux dans le domaine scientifique’, *LYNRED.com*, Novembre 2018, [Online]. Available :

- <https://lynred.com/fr/blog/comment-limagerie-thermique-contribue-au-developpement-de-programmes-spatiaux-ambitieux-dans>
- [16] « Radiation Effects in Space Electronics », 6th EIROforum School on Instrumentation, May 2019, [Online]. Available : https://indico.cern.ch/event/777129/contributions/3249529/attachments/1844695/3026130/6th_EIROforum_school_on_instrumentation_cpoivey.pdf
- [17] ‘South Atlantic Anomaly impact radiation’, *The European Space Agency*, Mai 2020, [Online]. Available : https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Videos/2020/05/South_Atlantic_Anomaly_impact_radiation
- [18] ‘Programme Copernicus’, *Wikipédia*, [Online]. Available : [https://fr.wikipedia.org/wiki/Copernicus_\(programme\)](https://fr.wikipedia.org/wiki/Copernicus_(programme))
- [19] ‘Instrument Microcarb’, CNES, 2022, [Online]. Available : https://microcarb.cnes.fr/fr/MICROCARB/Fr/GP_instrument.htm
- [20] ‘Solar Orbiter : le défi du bouclier thermique’, Futura Sciences, Février 2020, [Online]. Available : <https://www.futura-sciences.com/sciences/actualites/solar-orbiter-solar-orbiter-defi-bouclier-thermique-79510/>
- [21] ‘James Webb Space Telescope’, JWST, [Online]. Available : <https://www.jwst.fr/>
- [22] ‘Copernicus Sentinel Expansion Missions’, *The European Space Agency*, [Online]. Available : https://www.esa.int/Applications/Observing_the_Earth/Copernicus/Copernicus_Sentinel_Expansion_missions
- [23] ‘Le télescope James Webb capture les grandioses « Piliers de la création »’, *France24*, Octobre 2022, [Online]. Available : <https://www.france24.com/fr/sciences/20221020-le-t%C3%A9lescope-james-webb-capture-les-grandioses-piliers-de-la-cr%C3%A9ation>
- [24] ‘Infrarouge Le télescope James-Webb décroche sa première étoile’, *Libération.fr*, Janvier 2022, [Online]. Available : https://www.liberation.fr/sciences/espace/pendant-ce-temps-dans-lespace-avec-james-webb-20220103_FW2YUJ2I5VCLXOTRQ3ZSGM4JRY/
- [25] ‘Ce que révèlent les images spectaculaires du télescope James Webb’, *Le Monde*, Septembre 2022, [Online]. Available : https://www.lemonde.fr/sciences/article/2022/09/23/ce-que-revelent-les-images-spectaculaires-du-telescope-james-webb_6141467_1650685.html
- [26] ‘Webb detects most distant active supermassive Black Hole to date’, *NASA*, July 2023, [Online]. Available : <https://www.nasa.gov/feature/goddard/2023/webb-detects-most-distant-active-supermassive-black-hole-to-date>
- [27] ‘L’Optronique’, *SAT*, [Online]. Available : <https://www.satsouvenir.fr/index.php?p=4-3&contrib=91>
- [28] ‘Bolomètre’, *Wikipédia*, [Online]. Available : <https://fr.wikipedia.org/wiki/Bolom%C3%A8tre>
- [29] ‘Les bolomètres’, *Le télescope spatial Herschel, Lumière sur les mondes enfouis de l’univers*, [Online]. Available : http://www.herschel.fr/fr/telescope_et_instruments/les_bolometres.php
- [30] ‘L’observatoire spatial’, *Le télescope spatial Herschel, Lumière sur les mondes enfouis de l’univers*, [Online]. Available : http://www.herschel.fr/fr/telescope_et_instruments/l_observatoire_spatial.php

- [31] ‘Herschel/PACS Instrument’, CEA Irfu, Institut de recherche sur les lois fondamentales de l’Univers, Juin 2009, [Online]. Available : https://irfu.cea.fr/Phocea/Vie_des_labos/Ast/ast_technique.php?id_ast=382
- [32] J. D. Spinhirne, V.S. Scott, ‘Performance and Results from a Space Borne, Uncooled Microbolometer Array spectral Radiometric Imager’, *IEEE Aerospace Conference Proceedings*, vol. 3, n° 00TH8484, p. 125-134, Feb. 2000, doi: 10.1109/AERO.2000.879841.
- [33] I. Ribet, M. Caes, S. Derelle, S. Bernhardt, J. Jaeck, ‘Détecteurs matriciels pour l’infrarouge’, *Techniques de l’ingénieur*, Avril 2021, [Online]. Available : <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/electronique-photonique-th13/composants-optoelectroniques-42451210/detecteurs-matriciels-pour-l-infrarouge-e4060/detecteurs-infrarouge-quantiques-e4060v2niv10002.html>
- [34] H. Figgemeier, M. Benecke, K. Hofmann, R. Oelmaier, A. Sieck, J. Wendler, J. Ziegler, ‘SWIR detectors for night vision at AIM’, *Proc. Of Infrared Technology and Applications XL*, vol. 9070, p. 907008, June 2014, doi: 10.1117/12.2050320.
- [35] W.E. Tennant, ‘Interpreting mid-wave infrared MWIR HgCdTe photodetectors’, *Progress in Quantum Electronics*, vol. 36, p. 273-292, May 2012, doi: 10.1016/j.pquantelec.2012.05.001.
- [36] M. N. Abedin, M. G. Mlynczak, T. F. Refaat, ‘Infrared detectors overview in the short-wave infrared to far-infrared for CLARREO mission’, *Proc. Of Infrared Remote Sensing and Instrumentation XVIII*, vol. 7808, p. 78080V, August 2010, doi: 10.1117/12.863125.
- [37] ‘Infrared HgCdTe (MCT)’, Teledyne Imaging, Aerospace & Defense, [Online]. Available : <https://www.teledyneimaging.com/en/aerospace-and-defense/products/sensors-overview/infrared-hgcdncte-mct/>
- [38] ‘Hawaii 2RG IR And Visible FPAS’, Teledyne Imaging, Aerospace & Defense, [Online]. Available : <https://www.teledyneimaging.com/en/aerospace-and-defense/products/sensors-overview/infrared-hgcdncte-mct/hawaii-2rg/>
- [39] ‘Hawaii 4RG IR And Visible FPAS’, Teledyne Imaging, Aerospace & Defense, [Online]. Available : <https://www.teledyneimaging.com/en/aerospace-and-defense/products/sensors-overview/infrared-hgcdncte-mct/hawaii-4rg/>
- [40] R. Blank, J. W. Beletic, D.E. Cooper, M. Farris, D. N. B. Hall, K. W. Hodapp, G. A. Luppino, E. Piquette, M. Xu, ‘Development and production of the H4RG-15 focal plane array’, *Proc. Of High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy V*, vol. 8453, September 2012, doi: 10.1117/12.926750.
- [41] A. Rogalski, J. Antoszewski, L. Faraone, ‘Third-generation infrared photodetector arrays’, *Journal of applied physics*, vol. 105, n° 9, 2009, doi: 10.1063/1.3099572.
- [42] J. O. Schlesinger, *et al.*, ‘Pelican: SCD’s 640× 512/15 μm pitch InSb detector », *Proc. Of Infrared Technology and Applications XXXIII*, vol. 6542, p. 654231, May 2007, doi: 10.1117/12.720520.
- [43] G. Gershon, *et al.*, ‘Large Format InSb Infrared Detector with 10 μm Pixels », *Proc. Of OPTRO*, p. 2931891, 2014.
- [44] M. W. Werner, *et al.*, ‘The Spitzer Space Telescope Mission’, *The Astrophysical journal Supplement Series*, vol. 154, p. 1-9, September 2004, doi: 10.1086/422992.

- [45] 'Indigo Systems introduces VisGaAs', *VisionSystemsDesign*, Septembre 2003, [Online]. Available : <https://www.vision-systems.com/home/article/16742711/indigo-systems-introduces-visgaas>
- [46] 'Capteur InGaAs infrarouge à ondes courtes', *Power Way Material*, 2021, [Online]. Available : <https://www.powerwaywafer.com/fr/shortwave-infrared-ingaas-sensor.html>
- [47] 'Wildcat+ 1280 Series', *Xenics Photonis Group*, [Online]. Available : <https://www.xenics.com/short-wave-infrared-imagers/wildcat-plus-1280-series/>
- [48] 'Photodiodes InGaAs', *First Sensor, TE Connectivity, Capteurs optiques, Detecteurs*, [Online]. Available : <https://www.first-sensor.com/fr/produits/capteurs-optiques/detecteurs/photodiodes-ingaas/>
- [49] 'Cardinal 1280', *SCD USA*, [Online]. Available : <https://www.scd.co.il/products/cardinal-1280/>
- [50] 'SNAKE SW', *LYNRED.com*. [Online]. Available : <https://www.lynred.com/fr/produits/snake-sw>
- [51] 'Spot-4 Mission Status', *eoPortal*. [Online]. Available : <https://www.eoportal.org/satellite-missions/spot-4#mission-status>
- [52] 'Spot-5 Mission Status', *eoPortal*. [Online]. Available : <https://www.eoportal.org/satellite-missions/spot-5>
- [53] M. Hickey, *et al.*, 'Performance of the QWIP Focal Plane Array for NASA's Landsat 9 Mission', *SPIE conference*, September 2018.
- [54] N. Sclar, 'Properties of doped silicon and Germanium infrared detectors', *Progress in Quantum Electronics*, vol. 9, p. 149-257, 1984, doi: 10.1016/0079-6727(84)90001-6.
- [55] I. Argyriou, *et al.*, 'The Brighter-Fatter Effect in the JWST MIRI Si:As IBC detectors I. Observations, impact on science, and modelling', *Astrophysics : Instrumentation and Methods for Astrophysics*, pp. 1-14, March 2023, doi : 10.48550/arXiv.2303.13517.
- [56] P. C. Klipstein, *et al.*, 'Type II Superlattice Infrared Detector Technology at SCD', *Journal of Electronic Materials*, vol. 47, pp. 5725-5729, July 2018, doi : 10.1007/s11664-018-6527-8.
- [57] L. Höglund, R. Marcks von Würtemberg, C. Asplund, H. Kataria, A. Gamfeldt, E. Costard, 'T2SL production and development at IRnova: From MWIR to VLWIR detection', *Infrared technology and Applications XLIII*, vol. 10177, no. 1017713, May 2017, doi : 10.1117/12.2259843.
- [58] G. A. Sai-Halasz, R. Tsu, L. Esaki, 'A new semiconductor superlattice', *Applied Physics Letters*, vol. 30, n° 12, p. 651-653, June 1977, doi: 10.1063/1.89273.
- [59] L. Esaki, 'InAs-GaSb superlattices-synthesized semiconductors and semimetals', *Journal of Crystal Growth*, vol. 52, n° 1, p. 227-240, April 1981, doi: 10.1016/0022-0248(81)90198-6.
- [60] G. A. Sai-Halasz, L. Esaki, W.A. Harrison 'InAs-GaSb superlattice energy structure and its semiconductor-semimetal transition', *Physical Review B*, vol. 18, n° 2812, September 1978, doi: 10.1103/PhysRevB.18.2812.

- [61] J. Bleuse, G. Bastard, P. Voisin, 'Electric-Field-Induced Localization and Oscillatory Electro-optical Properties of Semiconductor Superlattices', *Physical Review Letters*, vol. 60, n° 220, January 1988, doi: 10.1103/PhysRevLett.60.220.
- [62] J.C. Maan, Y. Guldner, J.P. Vieren, P. Voisin, M. Voos, L.L. Chang, L. Esaki, 'Three-dimensional character of semimetallic InAs-GaSb superlattices', *Solid State Communications*, vol. 39, p. 683-686, August 1981, doi: 10.1016/0038-1098(81)90350-1.
- [63] D. L. Smith and C. Mailhiot, 'Proposal for strained type II superlattice infrared detectors', *Journal of Applied Physics*, vol. 62, n° 6, p. 2545-2548, September 1987, doi: 10.1063/1.339468.
- [64] D. H. Chow, R. H Miles, J. R. Söderström, T. C. McGill, 'Growth and characterization of InAs/Ga_{1-x}In_xSb strained-layer superlattices', *Applied Physics Letters*, vol. 56, n° 15, p. 1418-1420, April 1990, doi: 10.1063/1.102486.
- [65] M.J. Yang, B.R. Bennett, 'InAs/GaSb infrared photovoltaic detector at 77 K', *Electronics Letters*, vol. 30, n° 20, p. 1710-1711, September 1994, doi: 10.1049/el:19941138.
- [66] J. L. Johnson, *et al.*, 'Electrical and optical properties of infrared photodiodes using the InAs/Ga_{1-x}In_xSb superlattice in heterojunctions with GaSb', *Journal of Applied Physics*, vol. 80, n° 2, p. 1116-1127, July 1996, doi: 10.1063/1.362849.
- [67] M. Walther, J. Schmitz, R. Rehm, S. Kopta, F. Fuchs, J. Fleißner, W. Cabanski, J. Ziegler, 'Growth of InAs/GaSb short-period superlattices for high-resolution mid-wavelength infrared focal plane array detectors', *Journal of Crystal Growth*, vol. 278, p. 156-161, May 2005, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2004.12.044.
- [68] C. Cervera, 'Le photodétecteur à superréseau InAs/GaSb pour imagerie infrarouge', *Thèse de doctorat*, 2011.
- [69] M. Delmas, 'Analyse des performances des photodiodes à superréseaux InAs/GaSb pour le moyen infrarouge', *Thèse de doctorat*, 2015.
- [70] A. R. Beattie, 'Quantum efficiency in InSb', *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 23, n° 8, p. 1049-1056, August 1962, doi: 10.1016/0022-3697(62)90122-1.
- [71] C. H. Grein, P. M. Young, M. E. Flatté, H. Ehrenreich, 'Long wavelength InAs/InGaSb infrared detectors : optimization of carrier lifetimes', *Journal of Applied Physics*, vol. 78, n° 12, p. 7143-7152, December 1995, doi: 10.1063/1.360422.
- [72] E.R. Youngdale, 'Auger Lifetime enhancement in InAs/Ga_{1-x}In_xSb superlattices', *Applied Physics Letters*, vol. 64, n° 23, p. 3160-3162, June 1994, doi: 10.1063/1.111325.
- [73] S. P. Svensson, D. Donetsky, D. Wang, H. Hier, F. J. Crowne, G. Belenky, 'Growth of type II strained layer superlattice, bulk InAs and GaSb materials for minority lifetime characterization', *Journal of Crystal Growth*, vol. 334, n° 1, p. 103-107, November 2011, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2011.08.030.
- [74] L. Höglund, D. Z. Ting, A. Khoshakhlagh, A. Soibel, C. J. Hill, A. Fisher, S. Keo, and S. D. Gunapala, 'Influence of radiative and non-radiative recombination on the minority carrier lifetime in midwave infrared InAs/InAsSb superlattices », *Applied Physics Letters*, vol. 103, n° 22, November 2013, doi: 10.1063/1.4835055.
- [75] S. Maimon, G. W. Wicks, 'nBn detector, an infrared detector with reduced dark current and higher operating temperature', *Applied Physics Letters*, vol. 89, n° 15, p. 151109, October 2006, doi: 10.1063/1.2360235.

- [76] Klipstein, P., 'XBn barrier photodetectors for high sensitivity and high operating temperature infrared sensors', *Infrared Technology and Applications XXXIV*, vol. 6940, p. 69402U, April 2008, doi: 10.1117/12.778848.
- [77] Y. H. Kim, *et al.*, 'HOT InAs/InAsSb nBn detector development for SWaP detector', *Proc. Of Infrared Technology and Application XLVII*, vol. 11741, April 2021, doi: 10.1117/12.2587857.
- [78] P. C. Klipstein, *et al.*, 'Low swap MWIR detector based on XBn focal plane array', *Proc. Of Infrared Technology and Applications XXXIX*, vol. 8704, p. 87041S, June 2013, doi: 10.1117/12.2015747.
- [79] D. O. Alshahrani, M. Kesaria, E. A. Anyebe, V. Srivastava, D. L. Haffaker, 'Emerging Type II Superlattices of InAs/InAsSb and InAs/GaSb for Mid-Wavelength Infrared Photodetectors', *Advanced Photonics Research*, vol. 3, n° 2, n° 2100094, December 2021, doi: 10.1002/adpr.202100094.
- [80] U. Z. Moran, R. Alchaar, J. P. Perez, J. B. Rodriguez, M. Bouschet, V. H. Compean, F. de Anda, P. Christol, 'Antimonide-based Superlattice Infrared Barrier Photodetectors', *Proc. Of the 8th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology*, p. 45-51, 2020, doi: 10.5220/0009004900450051.
- [81] J. B. Rodriguez, E. Plis, G. Bishop, Y. D. Sharma, H. Kim, L. R. Dawson, S. Krishna, 'nBn structure based on InAs/GaSb type-ii strained layer superlattices', *Applied Physics Letters*, vol. 91, n° 4, p. 043514, July 2007, doi: 10.1063/1.2760153.
- [82] D. Z. Ting, S. B. Rafol, A. Khoshakhlagh, A. Soibel, S. A. Keo, A. M. Fisher, B. J. Pepper, C. J. Hill, S. D. Gunapala, 'InAs/InAsSb Type II Strained-Layer Superlattice Infrared Photodetectors', *Micromachines*, vol. 11, n° 11, p. 958, October 2020, doi: 10.3390/mi11110958.
- [83] H. S. Kim, *et al.*, 'Mid-IR focal plane array based on type-II InAs/GaSb strain layer superlattice detector with nBn design', *Applied Physics Letters*, vol. 92, n° 183502, May 2008, doi: 10.1063/1.2920764.
- [84] P. Manurkar, S. Ramezani-Darvish, B-M Nguyen, M. Razeghi, J. Hubbs, 'High performance long wavelength infrared mega-pixel focal plane array based on type-II superlattices', *Applied Physics Letters*, vol. 97, n° 19, November 2010, doi: 10.1063/1.3514244.
- [85] B. D. Weaver, E. H. Aifer, 'Radiation effects in type-two Antimonide superlattice Infrared Detectors', *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, n° 6, December 2009, doi : 10.1109/TNS.2009.2033996.
- [86] E. M. Jackson, *et al.*, 'Radiation Damage in type II Superlattice Infrared Detectors', *Journal of Electronic Materials*, vol. 39, n° 7, April 2010, doi : 10.1007/s11664-010-1227-z.
- [87] V. M. Cowan, C. P. Morath, J. E. Hubbs, S. Myers, E. Plis, 'Radiation tolerance characterization of dual band InAs/GaSb type-II strain-layer superlattice pBp detectors using 63 MeV protons', *Applied Physics Letters*, vol. 101, n° 251108, December 2012, doi : 10.1063/1.4772543.
- [88] V. C. Cowan, C. P. Morath, S. Myers, E. Plis, S. Krishna, 'Radiation tolerance of a dual-band IR detector based on a pBp architecture', *Proc. Of SPIE*, vol. 8353, n° 83530F, 2012, doi : 10.1117/12.925064.
- [89] V. M. Cowan, C. P. Morath, S. M. Swift, S. Myers, N. Gautam, S. Krishna, 'Gamma-ray Irradiation Effects on InAs/GaSb-based nBn IR Detector', *Proc. Of SPIE*, vol. 7945, n° 79451S, 2011, doi : 10.1117/12.873413.

- [90] J. Lee, *et al.*, ‘Impact of temperature and gamma radiation on electron diffusion length and mobility in p-type InAs/GaSb superlattices’, *Journal of Applied Physics*, vol. 123, n° 235104, June 2018, doi : 10.1063/1.5030444.
- [91] L. Chernyak, R. E. Peale, C. J. Fredricksen, J. Lee, ‘Radiation-defect mitigation in InAs/GaSb strained-layer superlattice infrared detectors and related methods’, *University of Central Florida Research Foundation Inc UCFRF*, US11054312B2, US Patent Application, 20190234803, August 2019.
- [92] A. Soibel, *et al.*, ‘Proton radiation effect on performance of InAs/GaSb complementary barrier infrared detector’, *Applied Physics Letters*, vol. 107, n° 261102, December 2015, doi : 10.1063/1.4938756.
- [93] A. Soibel, *et al.*, ‘Radiation tolerance studies of long wavelength infrared InAs/GaSb detectors’, *Proc. Of SPIE*, vol. 9755, n° 975511, 2016, doi : 10.1117/12.2209187.
- [94] J. Zhou, R. Hao, X Pan, Y. Ren, J. Li, J. Zhao, J. Kong, ‘SRIM simulation of irradiation damage by protons in InAs/GaSb type-II superlattices’, *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 82, pp. 364–374, January 2023, doi : 10.1007/s40042-022-00689-3.
- [95] E. H. Steenbergen, J. A. Massengale, V. C. Cowan, Z. Lin, Y-H Zhang, C. P. Morath, ‘Proton radiation effects on the photoluminescence of infrared InAs/InAsSb superlattices’, *Proc. Of SPIE*, vol. 8876, n° 887609, 2013, doi : 10.1117/12.2026872.
- [96] C. P. Morath, V. M. Cowan, L. A. Treider, G. D. Jenkins, J. E. Hubbs, ‘Proton irradiation effects on the performance of III-V-based, unipolar barrier infrared detectors’, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 62, n° 2, April 2015, doi : 10.1109/TNS.2015.2392695.
- [97] C.P. Morath, E. A. Garduno, V. M. Cowan, G.D. Jenkins, ‘More accurate quantum efficiency damage factor for proton-irradiated, III-V-based unipolar barrier infrared detectors’, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 64, n° 1, January 2017, doi : 10.1109/TNS.2016.2634500.
- [98] L. Höglund, D. Z. Ting, A. Khoshakhlagh, A. Soibel, A. Fisher, C. J. Hill, S. Keo, S. Rafol, S. D. Gunapala, ‘Influence of proton radiation on the minority carrier lifetime in midwave infrared InAs/InAsSb superlattices’, *Applied Physics Letters*, vol. 108, n° 263504, July 2016, doi : 10.1063/1.4954901.
- [99] G.D. Jenkins, C.P. Morath, V.M. Cowan, ‘Empirical trends of minority carrier recombination lifetime vs proton radiation for rad-hard IR detector materials’, *Proc. Of SPIE*, vol. 9616, n° 96160G, 2015, doi : 10.1117/12.2188695.
- [100] E. H. Steenbergen, *et al.*, ‘A recent review of mid-wavelength infrared type-II superlattices : carrier localization, device performance, and radiation tolerance’, *Proc. Of SPIE*, vol. 10111, n° 1011104, 2017, doi : 10.1117/12.2266040.
- [101] G. D. Jenkins, C. P. Morath, V. 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’, *Journal of Electronic Materials*, vol. 46, n° 9, May 2017, doi : 10.1007/s11664-017-5628-0.
- [102] E. H. Steenbergen, C. P. Morath, D. Maestas, G. D. Jenkins, J. V. Logan, ‘Comparing II-VI and III-V infrared detectors for space applications’, *Proc. Of SPIE*, vol. 11002, n° 110021B, May 2019, doi : 10.1117/12.2519250.
- [103] J. E. Hubbs, ‘Proton Radiation Experimental Results on an III-V nBn Mid-Wavelength Infrared Focal Plane Array’, *Proc. Of SPIE*, vol. 9933, n° 993307, 2016, doi : 10.1117/12.2240199.
- [104] E. A. Kadlec, *et al.*, ‘Effects of 4.5 MeV and 63 MeV proton irradiation on carrier lifetime of InAs/InAsSb type-II superlattices (Conference Presentation)’, *Proc. Of SPIE*, vol. 10404, n° 1040405, September 2017, doi : 10.1117/12.2274377.

- [105] C.P. Morath, E.A. Garduno, G.D. Jenkins, E.A. Steenbergen, V.M. Cowan, 'Effects of 63 MeV proton-irradiation on the dark-current in III-V-based, unipolar barrier infrared detectors', *Infrared Physics & Technology*, vol. 97, pp. 448-455, December 2018, doi : 10.1016/j.infrared.2018.12.033.
- [106] C.P. Morath, E.A. Steenbergen, G.D. Jenkins, , D. Maestas, 'Irradiation effects on the performance of III-V based nBn infrared detectors', *Journal of Radiation Effects*, vol. 38, n° 1, March 2020.
- [107] K. Minoglou, N. Nelms, A. Ciapponi, H. Weber, S. Wittig, B. Leone, P. E. Crouzet, 'Infrared image sensor developments supported by the European Space Agency', *Infrared Physics & Technology*, vol. 96, pp. 351-360, January 2019, doi : 10.1016/j.infrared.2018.12.010.
- [108] R. Alchaar, 'Fabrication and characterization of InAs/GaSb superlattice photodetectors for the long-wave infrared', *Thèse de doctorat*, 2019.
- [109] I. Swindells, R. Wheeler, P. Jerram, J. Kendall, I. Read, 'Infrared detector developments at Teledyne e2v for current and future missions', *Proc. Of SPIE*, vol. 12777, n° 1277760, July 2023, doi : 10.1117/12.2691107
- [110] K. G. Kerris, 'Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits', *New York : Wiley-Interscience*, chap. Source considerations and testing techniques, p. 443-484; 1989.
- [111] C. Inguibert, 'Radiation matter interaction' dans *Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft components and systems : space technology course*, Cepadues, Toulouse. p. 84-107, 2004.
- [112] 'Durcissement électronique', *Wikipédia*, [Online]. Available : [https://fr.wikipedia.org/wiki/Durcissement_\(%C3%A9lectronique\)](https://fr.wikipedia.org/wiki/Durcissement_(%C3%A9lectronique))
- [113] J. F. Verwey, E. A. Amerasekera, et J. Bisschop, « The physics of SiO₂ layers », *Reports on Progress in Physics*, vol. 53, p. 1297-1331, 1990, doi: 10.1088/0034-4885/53/10/002.
- [114] E.H. Snow, A. S. Grove, D. J. Fitzgerald, 'Effect of ionizing radiation on oxidized silicon surfaces and planar devices', *Proc. Of IEEE*, vol. 55, n° 7, p. 1168, July 1967, doi: 10.1109/PROC.1967.5776.
- [115] G. P. Summers, 'Displacement damage : Mechanisms and measurements', *IEEE NSREC Short Course*, 1992.
- [116] J. R. Srour, 'Displacement damage effects in electronics materials, devices, and integrated circuits', *IEEE NSREC Short Course*, 1988.
- [117] G. Hopkinson, 'Displacement damage : Analysis and characterisation of effects on devices', dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues Toulouse. P. 175-197, 2004.
- [118] W. Shockley, W. T. Read, « Statistics of the recombination of holes and electrons », *Physical Review Journals Archive*, vol. 87, p. 835-842, September 1952, doi: 10.1103/PhysRev.87.835.
- [119] J. R. Srour, D. H. Lo, « Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, n° 6, p. 2451-2459, December 2000, doi: 10.1109/23.903792.
- [120] R. Ecoffet, E. Lorfevre, F. Bezerra, S. Duzellier, J. Bertrand, et J. L. Venturin, 'Overview of effects on components', dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues Toulouse. 2004, [Online]. Available :

- <https://lessaisons.fr/livre/111668-space-radiation-environment-and-its-effects-on--cours-de-technologie-spatiale-cepadues>
- [121] A. Holmes-Siedle, L. Adams, 'Handbook of radiation effects', *Oxford science publications*, 1994. [Online]. Available : <https://www.osti.gov/biblio/54537>
- [122] V. Daumer, F. Rutz, A. Worl, J. Niemasz, R. Muller, T. Stadelmann, R. Rehm, 'Type-II superlattices : a promising material for space applications', *Proc. Of International Conference on Space Optics – ICSO 2018*, vol. 11180, July 2019, doi: 10.1117/12.2536154.
- [123] P. Christol, J-B Rodriguez, 'Progress on type-II InAs/GaSb superlattice (T2SL) infrared photodetector: from MWIR to VLWIR spectral domains', *Proc. Of SPIE (International Conference on Space Optics - ICSO 2014)* vol. 10563, p. 105632C, November 2017, doi: 10.1117/12.2304264.
- [124] A.M. Hoang, G. Chen, A. Haddadi, S. Abdollahi Pour, M. Razeghi, 'Demonstration of shortwavelength infrared photodiodes base on type II InAs/GaSb/AlSb superlattices', *Applied Physics Letters*, vol. 100, n° 21, p. 211101, May 2012, doi: 10.1063/1.4720094.
- [125] Y. Wei, A. Gin, M. Razeghi, G. J. Brown, 'Type II InAs/GaSb superlattice photovoltaic detectors with cut off wavelength approaching 32 μm », *Applied Physics Letters*, vol. 81, n° 19, p. 3675-3677, November 2002, doi: 10.1063/1.1520699.
- [126] E. Rosencher, B. Vinter, 'Optoélectronique', *Cambridge university Press*. May 2002. [Online]. Available : Optoelectronics - Emmanuel Rosencher, Borge Vinter - Google Livres
- [127] D. Donetsky, G. Belenky, S. Svensson, S. Suchalkin, 'Minority carrier lifetime in type 2 InAs/GaSb strained-layer superlattices and bulk HgCdTe materials', *Applied Physics Letters*, vol. 97, n° 5, p. 052108, August 2010, doi: 10.1063/1.3476352.
- [128] E. H. Steenbergen, *et al.*, 'Significantly improved minority carrier lifetime observed in a long-wavelength infrared III-V type-II superlattice comprised of InAs/InAsSb', *Applied Physics Letters*, vol. 99, n° 25, December 2011, doi: 10.1063/1.3671398.
- [129] A. D. Prins, M. K. Lewis, Z. L. Bushell, S. J. Sweeney, S. Liu, Y-H. Zhang, 'Evidence for a defect level above the conduction band edge of InAs/InAsSb type-II superlattices for applications in efficient infrared photodetectors', *Applied Physics Letters*, vol. 106, n° 17, April 2015, doi: 10.1063/1.4919549.
- [130] R. Taalat, 'Réalisation et caractérisation électro-optique de photodétecteurs infrarouges à superréseaux InAs/GaSb', *Thèse de doctorat*, 2013.
- [131] E. A. Kadlec, *et al.*, 'Effects of electron doping level on minority carrier lifetimes in n-type midwave infrared InAs/InAs_{1-x}Sb_x type-II superlattices', *Applied Physics Letters*, vol. 109, n° 26, December 2016, doi: 10.1063/1.4973352.
- [132] M. Bouschet, 'Décteur quantique à superréseaux 'Ga free' fonctionnant à haute température dans la totalité de la gamme spectrale du moyen infrarouge', *Thèse de doctorat*, 2022.
- [133] I. Vurgaftman, G. Belenky, Y. Lin, D. Donetsky, L. Shterengas, G. Kipshidze, W. L. Sarney, S. P. Svensson, 'Interband absorption strength in long-wave infrared type-II superlattices with small and large superlattice periods compared to bulk materials', *Applied Physics Letters*, vol. 108, n° 22, May 2016, doi: 10.1063/1.4953035.
- [134] H.Y. Fan, 'Temperature Dependence of the Energy Gap in Semi-conductors', *Physical Review Journals Archive*, vol. 82, n°900, June 1951, doi: 10.1103/PhysRev.82.900.

- [135] J-P. Perez, 'Caractérisation de photodétecteurs quantiques d'ondes refroidis à base de Hg₀.7Cd₀.3Te : Etude du bruit électrique basse fréquence à l'obscurité et sous flux infrarouge', *Thèse de doctorat*, 2004.
- [136] S. P. Muduli, P. Kale, 'State-of-the-art passivation strategies of c-Si for photovoltaic applications : a review', *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 154, n° 107202, February 2023, doi : 10.1016/j.mssp.2022.107202.
- [137] 'AZ 1518 Photoresist IN (US)', *Material Safety Data Sheet*, SXR100615, 2006.
- [138] 'Propylene glycol methyl ether acetate', *Wikipédia*, [Online]. Available : https://en.wikipedia.org/wiki/Propylene_glycol_methyl_ether_acetate
- [139] S. Lin-Gibson, V. Baranauskas, J. S. Riffle, U. Sorathia, 'Cresol novolac-epoxy networks : properties and processability', *Polymer*, vol. 43, n°26, p. 7389-7398, December 2002, doi : 10.1016/S0032-3861(02)00538-4.
- [140] 'Diazonaphthoquinone', *Wikipédia*, [Online]. Available : <https://en.wikipedia.org/wiki/Diazonaphthoquinone>
- [141] J. Davenas, I. Stevenson, N. Celette, S. Cambon, J. L. Gardette, A. Rivaton, L. Vignoud, 'Stability polymers under ionising radiation : The many faces of radiation interactions with polymers', *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 191, n° 1-4, p. 653-661, May 2002, doi : 10.1016/S0168-583X(02)00628-6.
- [142] 'The Material Silicon Dioxide', *Modeling of Thermal Oxidation and Stress Effects*, Dissertation de Christian Hollauer, 1975, [Online]. Available : <https://www.iue.tuwien.ac.at/phd/hollauer/node11.html>
- [143] Y. Maneglia, 'Analyse en profondeur des défauts de l'interface Si-SiO₂ par la technique du pompage de charges', *Thèse de doctorat*, 2004.
- [144] J. A. Felix, J. R. Schwank, D. M. Fleetwood, M. R. Shaneyfelt, E. P. Gusev, 'Effects of radiation and charge trapping on the reliability of high-k gate dielectrics', *Microelectronics Reliability*, vol. 44, n°4, p. 563-575, April 2004, doi: 10.1016/j.microrel.2003.12.005.
- [145] 'Edwards T-Station Turbo Pumping Station', *Kurt J. Lesker Company*, [Online]. Available : https://www.lesker.com/newweb/vacuum_pumps/turbopumppkg_bocedwards_tstation.cfm
- [146] 'ARS-4HW Compressor, ARS', [Online]. Available : <https://www.arscryo.com/ars-4hw-compressor>
- [147] F. Bezerra, M. Boutillier, B. Baradat, N. Chatry, C. Dossat, P. Garcia, P. Pourrouquet, 'Assessment of a Setup for the Characterization of Electronic Devices under Protons at Cryogenic Temperature', *17th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS), Geneva, Switzerland*, p. 1-6, October 2017, doi: 1109/RADECS.2017.8696145.
- [148] 'Types de rayonnements ionisants', Agence Fédérale de Contrôle Nucléaire (AFCN), [Online]. Available : <https://afcn.fgov.be/fr/dossiers-dinformation/la-radioactivite/les-differents-types-de-rayonnements-ionisants>
- [149] 'Debit de dose et distance', *Tactical Nerd, Sébastien Billard*, Avril 2016, [Online]. Available : <http://www.sebastien-billard.fr/tacticool/index.php?post/2016/04/24/Debit-de-dose-et-distance>
- [150] T. R. Oldham, F. B. McLean, 'Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices,' in *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 3, pp. 483-499, June 2003, doi: 10.1109/TNS.2003.812927.

- [151] E. H. Steenbergen, 'InAsSb-based photodetectors', *Mid-infrared Optoelectronics*, pp. 415-453, 2020, doi : 10.1016/B978-0-08-102709-7.00010-3.
- [152] S. Bourdarie, M. Xapsos, 'The Space radiation environment', dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadue, Ed., Toulouse. 2004.
- [153] W. Zag, K. Urban, 'Temperature dependence of the threshold energy for atom displacement in irradiated molybdenum', *Physica Status Solidi (a)*, vol. 76, pp 285-295, March 1983, doi : 10.1002/pssa.2210760133.
- [154] M. Schulz, N. M. Johnson, 'Evidence for multiphonon emission from interface states in MOS structures', *Solid State Communications*, vol. 25, n° 7, pp. 481-484, February 1978, doi : 10.1016/0038-1098(78)90162-X.
- [155] R. Alchaar, J. B. Rodriguez, L. Höglund, S. Naureen, P. Christol, 'Characterization of an InAs/GaSb type-II superlattice barrier photodetector operating in the LWIR domain', AIP Publishing, vol. 9, n° 5, May 2019, doi : 10.1063/1.5094703.
- [156] G. D. Jenkins, 'Carrier Lifetime vs. proton radiation in prototype III-V and II-VI Space-based infrared detectors, Dissertation from University of New Mexico, Engineering ETDs, November 2018, [Online]. Available : https://digitalrepository.unm.edu/ece_etds/441.
- [157] 'Quelles sont les différences entre les télescopes Webb et Hubble ?', *Gouvernement of Canada, CANADA.CA*, Juillet 2022, [Online]. Available : <https://www.asc-csa.gc.ca/fra/satellites/jwst/webb-successeur-de-hubble.asp>
- [158] P. Lantos, 'The sun, the solar wind and their effects on earth's environment,' dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, juin 2004, p. 57–82.
- [159] J. Bourrieau, J. P. David, et L. Levy, 'Environnement spatial', *SUPAERO*, 1996.
- [160] A. Johnston, 'Optoelectronic devices with complex failure modes', présenté à *IEEE NSREC short course*, July 2000, [Online]. Available : <http://hdl.handle.net/2014/15609>
- [161] J. Barth, 'Modeling space radiation environments', présenté à *IEEE NSREC Short Course*, 1997.
- [162] J. Bourrieau, J. P. David, et L. Levy, 'Environnement spatial', *ISAE*, 2009.
- [163] P. Peyrard, T. Beutier, O. Serres, C. Chatry, R. Ecoffet, G. Rolland, D. Boscher, S. Bourdarie, C. Inguibert, P. Calvel, et R. Mangeret, 'A toolkit for space environment', *Proc. RADECS*, p. 639641, 2003.
- [164] 'Rayonnement cosmique : pourquoi nous ne devrions pas nous inquiéter', *IAEA, Agence Internationale de l'Energie Atomique*, Juillet 2021, [Online]. Available : <https://www.iaea.org/fr/newscenter/news/rayonnement-cosmique-pourquoi-nous-ne-devrions-pas-nous-inquieter-en-anglais>
- [165] A. H. Compton, 'A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements', *Phys. Rev.*, vol. 21, n° 5, p. 483-502, 1923, doi: 10.1103/PhysRev.21.483.
- [166] D. Blanc, '*Physique Nucleaire*', Masson. 1973
- [167] D Halliday, '*introduction à la physique nucléaire*', Dunod. 1957.
- [168] F. B. McLean, 'A Framework for Understanding Radiation-Induced Interface States in SiO₂ MOS Structures', *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 27, n° 6, p. 1651-1657, 1980, doi: 10.1109/TNS.1980.4331084.

- [169] F. B. McLean, Timothy R. Oldham, 'Basic Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials and Devices', en. Rapp. tech. HDL-TR-2129. *Harry Diamond Labs Adelphi MD*, September. 1987 (cf. p. 9, 25-27, 30, 70).
- [170] T. R. Oldham et al. 'An overview of radiation-induced interface traps in MOS structures'. en. In : *Semicond. Sci. Technol.* 4.12 (déc. 1989), p. 986-999 (cf. p. 25, 30, 40, 70).
- [171] J. R. Srour, 'Basic Mechanisms of Radiation Effects on Electronic Materials, Devices, and Integrated Circuits', en. Rapp. tech. Gatlinburg, Tennessee : *IEEE Nuclear et Space Radiation Effects Conference Short Course*, July. 1983 (cf. p. 9, 25, 27, 30, 70).
- [172] F. J. Wilkinson, A. J. D. Farmer, 'The near ultraviolet quantum yield of silicon', *J. Appl. Phys.*, vol. 54, n° 2, p. 1172-1174, 1983, doi: 10.1063/1.332095.
- [173] J. R. Janesick, 'Scientific charge-coupled devices', *Bellingham : SPIE*, 2001.
- [174] G. A. Ausman, F. B. McLean, 'Electron-hole pair creation energy in SiO₂', *Appl. Phys. Lett.*, vol. 26, p. 173, 1975, doi: 10.1063/1.88104.
- [175] J. M. Benedetto, H. E. Boesch, 'The relationship between Co60 and 10 keV X-ray damage in MOS devices', *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-33, p. 1318, 1986, doi: 10.1109/TNS.1986.4334599.

8 – Annexes

8.1. Télescope Hubble et Télescope James Webb

Les missions dans lesquelles s'inscrivent le télescope Hubble et le télescope James Webb (JWST) cherchent à explorer l'Univers et les galaxies. Leurs objectifs, leur conception, leurs instruments optiques à bord sont différents. Le [Tableau 20](#) présente les différences entre ces deux télescopes [157].

	Hubble	JWST
Taille du télescope	13,3 m de long Poids : 11,3 tonnes	12 m de long Poids : 6,5 tonnes
Taille du miroir primaire	2,4 m de diamètre	6,5 m de diamètre
Vitesse	73 km/s	300 000 km/s
Lumière observée	UV, visible, infrarouge proche	Infrarouge proche et moyen
Emplacement	Orbite basse terrestre, à une altitude de 547 km.	À 1,5 million de kilomètres de la Terre (au point de Lagrange L2).
Maintenance	L'orbite basse autorise des réparations par des astronautes. (En 1993 : réparation du miroir).	Trop éloigné de la Terre donc beaucoup de tests avant son lancement, car aucune réparation possible après le lancement.
Durée de la mission	En fonctionnement depuis son lancement le 24 avril 1990.	En fonctionnement depuis son lancement le 25 décembre 2021. Durée estimée : 5 ans mais pourrait dépasser 10 ans, en fonction de la réserve de carburant (utile pour stabiliser JWST en orbite).

Tableau 20 : Comparaison des caractéristiques du télescope Hubble et du JWST.

La mission Hubble se concentre plus sur la lumière visible alors que la mission du JWST axe ses recherches sur la lumière infrarouge. En effet, les objectifs de la mission du JWST sont de détecter la lumière des premières galaxies, apparues peu après le Big Bang, étudier la formation et l'évolution des galaxies, ou encore mieux comprendre la naissance des étoiles et des exoplanètes. Pour cela, le télescope James Webb embarque quatre instruments scientifiques :

- Une caméra pour l'infrarouge proche (NIRCam = « Near-InfraRed Camera ») pour détecter notamment les premières étoiles après le Big Bang. Elle permet également d'aligner les 18 segments du miroir primaire. Elle est composée de 10 matrices de détecteurs HgCdTe dont chacune fait 2048x2048 pixels. Sa température de fonctionnement est de 37 K. Elle a été fabriquée par une équipe de l'Université d'Arizona.
- Un spectromètre pour l'infrarouge proche (NIRSpec = « Near-Infrared Spectrometer ») pour l'étude des éléments chimiques dans les galaxies lointaines. Il a été fabriqué par l'ESA.
- Un instrument pour l'infrarouge moyen (MIRI = « Mid Infrared Instrument ») pour l'observation des exoplanètes et l'évolution des étoiles. MIRI est un ensemble qui contient un imageur grand champ, des coronographes (bloquant la lumière notamment pour observer les exoplanètes), un spectromètre basse résolution et un spectromètre moyenne résolution intégral de champ. MIRI représente une

collaboration entre l'Europe et les États-Unis. En Europe, sous la responsabilité de l'ESA, dix pays font partie du projet dont la France. La France a axé son travail sur l'imageur de MIRI, et c'est le Centre National des Etudes Spatiales (CNES) qui avait cette responsabilité, avec le Centre de l'Énergie Atomique et des Énergies Alternatives (CEA).

- Un imageur dans l'infrarouge proche et spectrographe sans fente (NIRISS = « Near Infrared Imager and Slitless Spectrograph ») pour l'étude des exoplanètes et galaxies lointaines. Il a été fabriqué par l'Agence Spatiale Canadienne (ASC).

Avec ses quatre instruments dans l'infrarouge, le JWST est capable de capter la lumière infrarouge et de voir à travers la poussière cosmique (impossible avec le télescope Hubble) pour observer des objets très froids ou très éloignés. Le diamètre du miroir primaire étant également plus large que celui du télescope Hubble, il peut collecter plus de lumière et cela lui permet d'augmenter les chances de percevoir des objets très peu lumineux.

Dans le [Tableau 21](#), on retrouve quelques caractéristiques des deux imageurs de NIRCam et MIRI.

	NIRCam	MIRI
Longueur d'onde	0,6 μm à 5 μm	5 μm à 27 μm
Champ de vision	2,2 x 2,2 minutes d'arc	74 x 113 secondes d'arc
Résolution	0,07 seconde d'arc à 2 microns	0,11 seconde d'arc par pixel

Tableau 21 : Caractéristiques de NIRCam et MIRI.

La naissance des galaxies et des trous noirs se font dans des amas de poussières, elle est donc impossible à visualiser avec des détecteurs visibles, car la lumière visible ne traverse pas cette poussière cosmique. En revanche, la chaleur est capable de passer cet amas et, avec un détecteur infrarouge, l'observation devient alors possible.

Certains astres (planètes, étoiles rouges et naines brunes) sont trop froids pour émettre dans le visible mais sont très lumineux dans l'infrarouge. La longueur d'onde est plus grande et elle pénètre donc plus facilement dans les nuages de poussières. Les astronautes cherchent à observer l'intérieur des nébuleuses et à observer la formation des étoiles et planètes qui nous paraissent invisibles.

De plus, l'un des objectifs du JWST est d'observer les premières galaxies formées dans l'Univers. Or, l'expansion de l'Univers entraîne un éloignement de ces galaxies par rapport à la Terre. La longueur d'onde du rayonnement produit par ces galaxies augmente et la lumière semble plus rouge qu'en réalité. On a ainsi un allongement de la longueur d'onde de ces galaxies quand elle atteint nos systèmes d'observation. Ce phénomène s'appelle « décalage vers le rouge ». La lumière, comme les ondes sonores, est soumise à l'effet Doppler. Les ondes que produisent un objet qui s'éloigne de nous sont étirées.

Des découvertes complémentaires ont été permises grâce à la haute technologie des détecteurs présents sur le JWST :

- La Nébuleuse de la Carène est un des astres capturés par le JWST, elle se situe à 7 600 années-lumière dans la constellation australe de la Carène ([Figures 115 \(a\) et \(b\)](#)). L'image de gauche a été prise par le télescope Hubble en 2006 et l'image de droite, prise par le JWST révèle des sites de naissances d'étoiles qui étaient auparavant invisibles.
- Le Quintette de Stephan situé à 290 millions années-lumière est le premier groupe compact de galaxies découvert. Elle se situe dans la constellation de Pégase. Elle avait déjà été capturée par Hubble en 2009 (à gauche). Le JWST offre une image avec plus de détails sur plus de 150

millions de pixels et à l'origine de mille fichiers d'images différents. C'est la plus grande image en termes de taille, jamais publiée. La NASA espère comprendre comment les galaxies en interaction entraînent la formation d'étoiles les unes dans les autres (Figures 115 (c) et (d)).

- La Nébuleuse de l'anneau austral est une nébuleuse planétaire, c'est-à-dire un nuage de gaz en expansion évoluant autour d'une étoile mourante. Elle se situe à 2 500 années-lumière et les détecteurs infrarouges montrent des informations différentes : plus la longueur d'onde augmente, plus de détails, jusque-là invisibles, apparaissent. L'image de gauche a été capturée par Hubble en 1998 et celle de droite est la même image issue du JWST, prise par NIRCam. Cette image nous montre une vue plus précise et nous donne la possibilité d'étudier l'évolution des étoiles et la transformation de leur environnement. Les couleurs bleues, au centre de la nébuleuse, représentent le gaz le plus chaud tandis que les couleurs rouges correspondent au gaz le plus froid, en bord de nébuleuse (Figures 115 (e) et (f)).

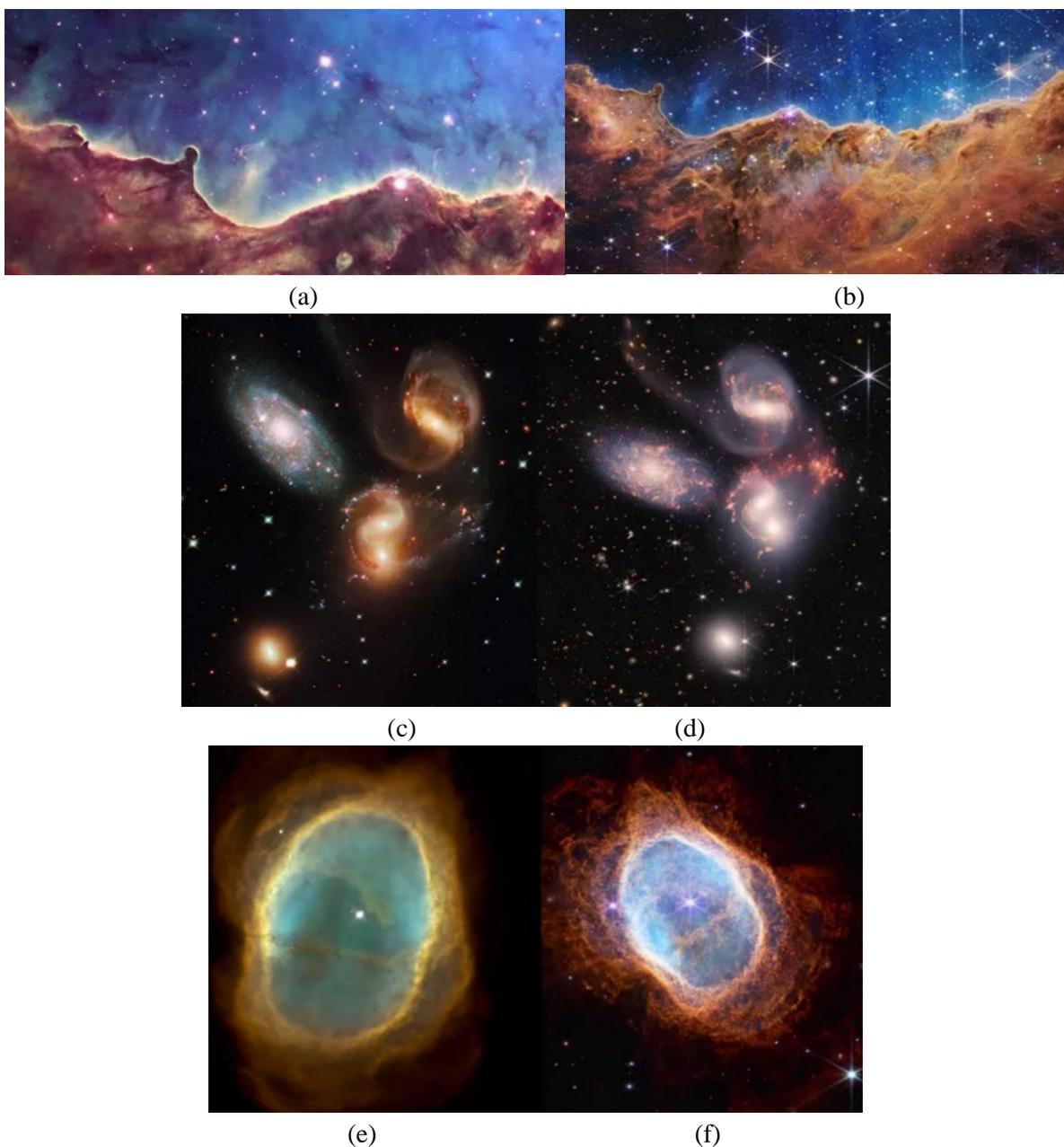


Figure 115 : Images prises par Hubble et JWST : Cosmic Cliffs (nom donné par la NASA) par Hubble (a) et JWST (b), Quintette de Stephan par Hubble (c) et JWST (d), Nébuleuse de l'anneau austral par Hubble (e) et JWST NIRCam (f) [25].

8.2. Environnement radiatif spatial

Sur Terre, grâce à la magnétosphère (qui correspond à la partie la plus externe de l'atmosphère, située à environ 6 400 km de la surface de la Terre), nous sommes protégés de la plupart des rayonnements issus des sources de radiations spatiales. Mais, en revanche, les détecteurs embarqués dans les satellites en orbite autour de la Terre ou en mission interplanétaire, en subissent les conséquences. Les performances des instruments de mesures peuvent ainsi être endommagées. La [Figure 116](#) présente les principales sources de radiations que nous pouvons rencontrer dans cet environnement contraint.

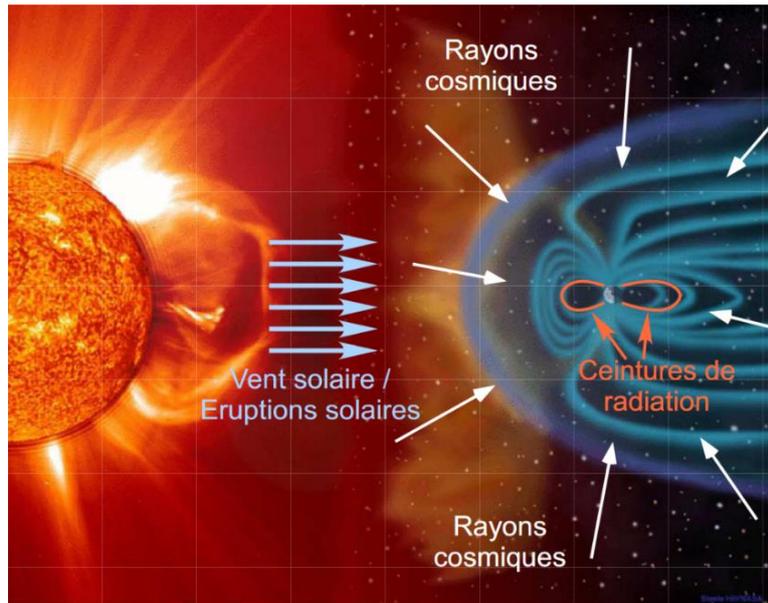


Figure 116 : Sources de radiation [158].

Le vent solaire : L'héliosphère, qui représente un plasma, englobe chaque planète du système solaire. À cause de l'agitation thermique de la couronne solaire, des électrons sont éjectés et l'intensité de ses radiations varie selon l'activité du Soleil décrivant un cycle d'environ onze ans. Ainsi, un déséquilibre de charges se produit, ce qui conduit à l'éjection de **protons et d'autres ions positifs**. Ce flux de particules observé (estimé à $10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) correspond donc au vent solaire. Ces particules chargées (dont l'énergie est de l'ordre de quelques keV [158]) progressent vers la Terre, tout comme les autres planètes à des vitesses de l'ordre de 400 à 1 000 km/h [159]. Leurs énergies étant relativement faibles, une fine couche de blindage suffit à bloquer ces particules.

Les éruptions solaires : Le réarrangement des boucles de champ magnétique du Soleil entraîne parfois des éjections de masse coronale (ou énormes bulles de plasma), qu'on appelle des éruptions solaires. Elles sont principalement constituées de **photons X, de photons γ et visibles**. Il y a des milliers d'éruptions chaque année, et c'est seulement quelques-unes qu'on appelle « événements à protons » qui éjectent des **protons** dont l'énergie est supérieure à 100 MeV, et dont le flux atteint 10^{10} cm^{-2} [160]. Il est donc difficile d'arrêter ces éruptions par un quelconque blindage et cela entraîne des dommages sur la microélectronique des détecteurs embarqués dans les satellites.

Le rayonnement cosmique : Ce rayonnement provient des astres de tout l'Univers, qui constituent des sources de radiations au-delà des limites du système solaire mais qui peuvent interagir également avec les systèmes orbitaux. Le rayonnement cosmique est isotrope et est constitué principalement de **protons** (83%), mais également **d'hélium** (13%), **d'électrons** (3%) et d'une fraction **d'ions lourds**. Ces particules, ayant un faible flux devant le vent solaire, sont très énergétiques (quelques TeV [152]) et

peuvent ainsi atteindre des satellites et entraîner ponctuellement des dommages permanents sur les composants électroniques des détecteurs embarqués.

Les ceintures de radiations de Van Allen : Le champ magnétique terrestre crée la magnétosphère qui est, avec l'activité du vent solaire, compressée et forme ainsi une queue magnétique autour de la Terre, à l'opposé du Soleil. L'activité du Soleil détermine l'amplitude de la compression et la queue magnétique est ainsi plus ou moins importante [161]. Les particules chargées arrivant aux abords de cette couche peuvent être prises au piège par ses lignes de champs magnétiques, si l'énergie des particules n'est pas suffisante pour échapper à son influence. Ainsi, une ceinture de radiations se crée, qui est due au piégeage de particules, principalement des **protons** dont l'énergie est comprise entre 1 keV et 100 MeV, et **d'électrons** d'énergie allant de 1 keV à 30 MeV [152]. Par ailleurs, les ceintures de radiations de Van Allen présentent deux pics de densités maximales à 3 000 et 25 000 kilomètres d'altitude. Ainsi, il est nécessaire d'adapter la mise en orbite des satellites afin de limiter les zones les plus intenses de ces ceintures de radiations, et par conséquent de réduire les dommages sur la microélectronique des détecteurs embarqués.

Les rayonnements secondaires : Les particules citées ci-dessus interagissent avec l'ensemble des systèmes spatiaux et la haute atmosphère, ce qui entraîne une multitude de rayonnements secondaires qui peuvent endommager les composants électroniques embarqués dans les satellites [162]. Ces contributions (vent solaire, éruptions, ceintures de radiations) sont liées à l'activité du Soleil. Elles sont prises en compte dans des modèles scientifiques qui tiennent compte de l'activité solaire. Des logiciels comme OMERE ou SPENVIS nous permettent de prévoir l'intensité de ces sources de radiations et d'estimer les doses de radiations absorbées par les systèmes de mesure durant toute la mission [163].

Mais finalement grâce au champ magnétique de la Terre, nous sommes protégés de ces particules énergétiques. Rarement, le rayonnement cosmique atteint la surface de la Terre, mais on estime qu'une personne sur Terre est exposée en moyenne à un rayonnement d'environ 3,5 millisieverts par an. La moitié de ce rayonnement provient des sources artificielles (radiographie par exemple) et l'autre moitié provient des sources naturelles, dont le rayonnement cosmique ne représente que 10%. Ainsi, les radiations spatiales arrivent jusqu'à la surface de la Terre à hauteur de 5% [164].

8.3. Les interactions rayonnement-matière

Les interactions rayonnement-matière dépendent du milieu et du type de rayonnement considéré. Il en existe deux :

- Le **rayonnement électromagnétique**, dont l'énergie est quantifiée sous forme de photons, englobe les rayonnements infrarouges, la lumière visible, les rayonnements ultraviolets, les photons X, les photons γ et les ondes radiofréquences.
- Le **rayonnement corpusculaire** correspond à des particules avec une masse, une vitesse et une énergie cinétique comme les protons, les électrons, les neutrons, les particules alpha, les ions...

8.3.1. Interaction de la matière avec le rayonnement électromagnétique

Lorsqu'un rayonnement traverse un matériau, il lui cède son énergie, soit par des effets ionisants (excitations d'atomes ou ionisation d'atomes), soit par des effets dit non ionisants (déplacements atomiques). L'intensité lumineuse incidente de ce rayonnement est alors atténuée (par la loi de Beer Lambert).

Une décroissance exponentielle de l'énergie du photon dans le milieu traversé est observée. Cela dépend de l'énergie et du matériau cible. Les photons interagissent avec les matériaux principalement en cédant leur énergie aux électrons via trois principaux effets [165-171] :

- L'effet photoélectrique
- L'effet Compton
- La création de paires électron-trou

L'effet photoélectrique correspond au passage d'un électron de la bande de valence à la bande conduction, après absorption d'un photon dont l'énergie est supérieure au gap (mécanisme d'excitation). Pour les photons les plus énergétiques (UV et RX) ils sont capables d'éjecter un électron du cortège électronique, créant des paires électron-trou le long de leur trajectoire (mécanisme d'ionisation).

L'effet Compton a lieu lorsqu'un photon est dévié après interaction avec un électron. Le photon lui cède alors une partie de son énergie, l'éjecte de l'atome puis il est diffusé et continue sa trajectoire.

Création de paires électron- trou : un photon dont l'énergie est plus grande que le gap du matériau, peut générer des paires électron-trou, c'est alors un rayonnement ionisant. Les photons les plus énergétiques (UV, photons X et γ) peuvent créer plusieurs paires électron-trou [172] [173]. Une partie de l'énergie du photon est utilisée pour permettre le passage de l'électron de la bande de valence à la bande de conduction, tandis que le reste de l'énergie peut être émis sous forme de lumière ou transmis à l'électron.

Le nombre de paires électron-trou générées se calcule par :

$$n = \frac{E}{E_{e-h}} \quad (45)$$

Avec :

- E l'énergie du photon absorbé
- E_{e-h} l'énergie moyenne pour générer une paire électron-trou [174] [175].

Ces trois effets sont dominants à des énergies de photon incident différentes. La Figure 117 montre la dominance de chacun de ces trois effets en fonction de l'énergie incidente du photon, en MeV.

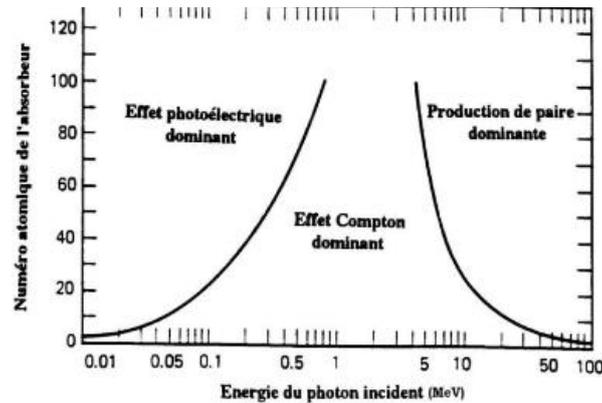


Figure 117 : Dominance des effets en fonction de l'énergie incidente du photon.

8.3.2. Interaction de la matière avec le rayonnement corpusculaire

Une particule chargée qui traverse le détecteur peut modifier les propriétés et la structure des matériaux. Dans les applications spatiales, on considère principalement les protons et les électrons. Lorsqu'une particule chargée traverse un réseau d'atomes d'un matériau, elle interagit surtout avec les électrons du cortège électronique mais aussi avec le noyau. Elle cède une partie ou toute son énergie au matériau cible. Différents types d'interactions sont possibles [167].

Une particule chargée incidente connaît une décélération lorsqu'elle traverse un milieu. Cette perte d'énergie E est caractérisée par le pouvoir d'arrêt, qui est représenté en fonction de la profondeur de pénétration x dans le matériau cible à la Figure 118. Il dépend du type de la particule, de son énergie et du milieu traversé [110] :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{tot.} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{elect.} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{nucl.} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ray.} \quad (46)$$

Où :

- $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{elect.}$ est l'énergie transférée aux électrons,
- $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{nucl.}$ correspond à la part d'énergie cédée aux noyaux des atomes,
- $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ray.}$ représente l'énergie perdue sous forme de rayonnement.

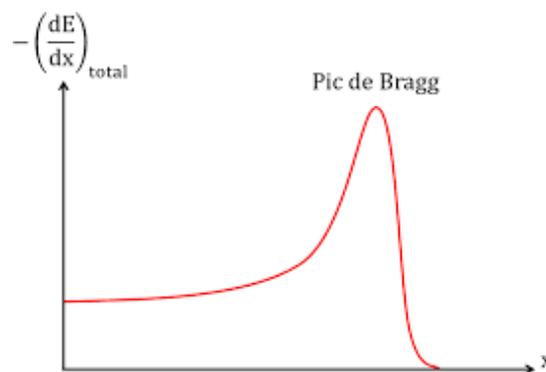


Figure 118 : Évolution de la perte d'énergie en fonction de la profondeur de pénétration.

La perte d'énergie par interaction électronique est ionisante (des charges libres sont créées) tandis que la perte d'énergie par interaction nucléaire est non ionisante et entraîne des déplacements atomiques. La perte d'énergie par rayonnement est souvent négligeable devant les autres.

8.4. Dosimétrie et radioprotection

La **dosimétrie** correspond à la détermination quantitative de la dose absorbée par un organisme, c'est-à-dire l'énergie reçue par unité de masse, suite à l'exposition à des rayonnements ionisants. La **radioprotection** est l'ensemble des mesures prises pour assurer la protection de l'homme et de son environnement contre les effets néfastes des rayonnements ionisants.

Trois règles sont à respecter lors d'une activité exposée aux rayonnements :

- S'éloigner de la source de rayonnement (l'intensité diminue avec la distance).
- Mettre des écrans entre la source de rayonnements et les personnes (plomb, béton) qui permettent d'atténuer le rayonnement.
- Diminuer au maximum la durée de l'exposition aux rayonnements.

Les rayonnements peuvent se diviser en deux catégories (Figure 119) : les rayonnements ionisants et les rayonnements non ionisants. La nature de ces rayonnements est variée comme les protons, les électrons, les photons X, γ et α , les neutrons, les ions lourds, ...

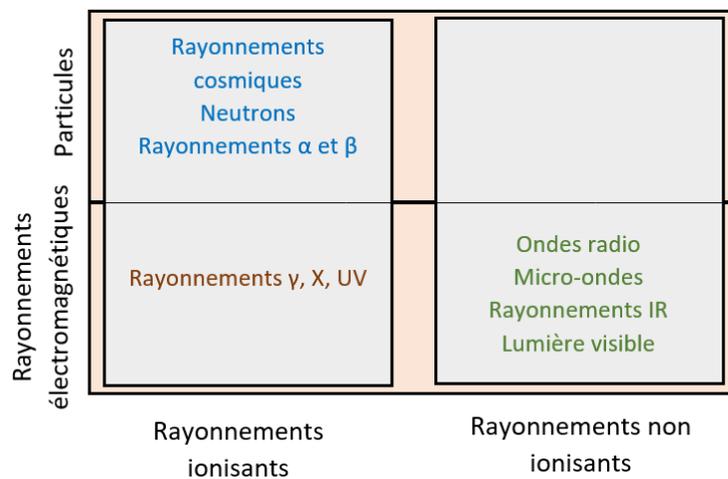


Figure 119 : Types de rayonnements selon les différentes catégories.

Ces rayonnements peuvent être d'origine **naturelle** (rayonnement cosmique, rayonnement émis par les radioéléments naturels) ou **artificielle** (faisceaux, rayonnement émis par les radioéléments artificiels). Certaines zones géographiques sont davantage exposées aux rayons cosmiques :

- À grande latitude, proche des pôles où le rayonnement cosmique est dévié par le champ magnétique terrestre.
- En altitude où la couche protectrice de l'atmosphère est moins épaisse et dense.

8.4.1. Activité et période d'une source radioactive

Une source radioactive est déterminée par son activité, qui correspond au nombre de désintégrations par seconde dans un échantillon contenant des radioéléments, et à sa période de demi-vie $T_{1/2}$ (soit le temps au bout duquel l'activité est divisée par deux). En notant A_0 l'activité initiale, l'évolution de l'activité d'une source est illustrée à la Figure 120.

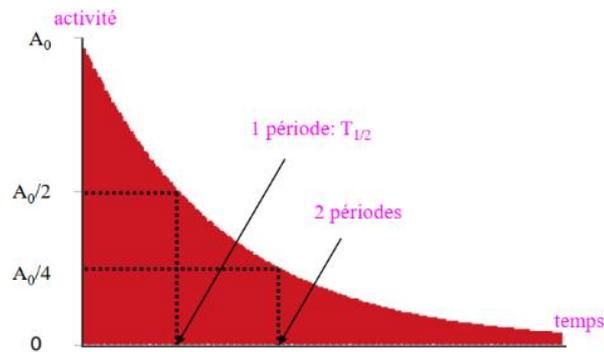


Figure 120 : Activité d'une source en fonction du temps.

Pour qualifier le nombre de désintégration par seconde, on considère le Becquerel (Bq) ou plus anciennement le Curie (Ci) avec :

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ désintégrations/s} \quad (47)$$

L'homme est entouré de sources radioactives, et l'est également lui-même (4 500 Bq de ^{40}K et 3 700 Bq de ^{14}C). À titre d'exemples, le poisson représente 100 Bq/kg, le sol sédimentaire correspond à 400 Bq/kg et le sol granitique à 8 000 Bq/kg, la pomme de terre représente 125 Bq/kg et le lait correspond à 80 Bq/L. La Figure 121 illustre les différentes sources de radioactivité en France. On peut voir finalement que les rayonnements ne représentent que $\frac{1}{4}$ des sources.

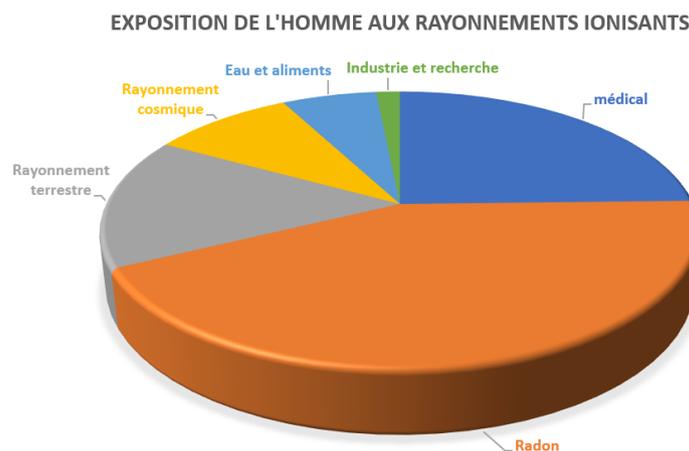


Figure 121 : Exposition de l'homme aux différents rayonnements ionisants.

En France, l'exposition annuelle de l'homme aux rayonnements ionisants est d'environ **3,3 mSv** (dont 2,4 mSv d'origine naturelle et 0,9 mSv d'origine artificielle).

Les rayonnements sont positifs pour la médecine, les sciences, l'alimentation, l'environnement, l'agriculture, l'industrie mais cela entraîne des dangers comme les essais nucléaires et bombes, les déchets et les accidents nucléaires.

8.4.2. De l'activité à la dose absorbée

Des particules sont initialement émises de la source, c'est l'activité de la source, exprimée en Becquerel. Puis, certaines d'entre elles vont dans la direction de la cible, on parle alors d'un flux de particules, exprimé en particules/cm².s. Finalement, une partie de ce flux interagit dans la cible, et cela correspond à la dose absorbée, exprimée en Gray (1 Gy = 1 J/kg).

La **dose absorbée** correspond à la somme de toutes les énergies déposées dans le volume de référence quel que soit le lieu d'origine du transfert. C'est une grandeur physique qui permet de quantifier l'effet des rayonnements. Elle s'exprime par :

$$D = \frac{dE}{dm} \text{ en Gray (Gy)} \quad (48)$$

À titre d'exemple, le [Tableau 22](#) donne des valeurs seuils de dose absorbée et leurs conséquences sur le corps humain.

	Perte de globules blancs	Atteinte oculaire	Nausée, asthénie	Lésions cutanées	Stérilité féminine	Stérilité masculine	Atteinte gastro-intestinale	Coma, mort cérébrale
Dose	> 1 Gy	> 0,5 Gy	1 – 2 Gy	> 1 Gy	> 2,5 Gy	> 5 Gy	4 – 6 Gy	> 15 Gy

Tableau 22 : Valeurs seuil de dose absorbée et conséquences.

Il est également possible de définir les doses en rad : 1 Gy = 100 rad = 0,1 krad. Dans les travaux de ma thèse, c'est d'ailleurs en krad que les niveaux de doses sont définis.

La **dose équivalente** permet de rendre compte de la nocivité plus ou moins grande des rayonnements. On introduit un facteur de qualité W_R . Avec la dose équivalente, on obtient une mesure de l'effet biologique d'un rayonnement reçu.

$$H_{\text{éq}} = D \times W_R \text{ en Sieverts (Sv)} \quad (49)$$

Avec W_R le facteur de pondération lié à la qualité du rayonnement, il est fonction du LET (Transfert d'Énergie Linéique) de la particule. Le [Tableau 23](#) présente les données de W_R pour les différents types de rayonnement. Par exemple, une particule α est 20 fois plus nocive qu'un photon X ou γ à dose absorbée égale.

Rayonnement	Énergie	W_R
Photons X et γ	Toutes	1
Electrons	Toutes	1
Neutrons	E < 10 keV	5
	10 keV < E < 100 keV	10
	100 keV < E < 2 MeV	20
	2 MeV < E < 20 MeV	10
	E > 20 MeV	5
Protons	Toutes	5
Alpha	Toutes	20
Ions lourds	Toutes	20

Tableau 23 : Facteur de pondération W_R en fonction des rayonnements et de leur énergie.

Mais, le risque pour l'organisme n'est pas uniforme. Il dépend de la radiosensibilité de l'organe irradié. On définit donc la **dose efficace**, exprimée en Sv, qui tient alors compte des différences de sensibilité des organes.

$$E = H_{\text{éq}} \times W_T \text{ en Sieverts (Sv)} \quad (50)$$

Avec W_T le facteur de pondération du tissu, lié à l'organe exposé. La somme de tous les facteurs de pondération W_T vaut, par conséquent, 1. Le [Tableau 24](#) présente les données de W_T pour les différents types de tissus. Par exemple, 1 mSv dans la thyroïde équivaut à 0,05 mSv sur tout l'organisme.

Tissu ou organe	W_T (CIPR60)
Gonades	0,2 → 0,08 (CIPR103)
Moelle rouge	0,12
Colon	0,12
Poumons	0,12
Estomac	0,12
Vessie	0,05 → 0,08 (CIPR103)
Seins	0,05 → 0,12 (CIPR103)
Foie	0,05 → 0,04 (CIPR103)
Œsophage	0,05 → 0,04 (CIPR103)
Tyroïde	0,05 → 0,04 (CIPR103)
Peau	0,01
Surface des os	0,01
Autres	0,05 → 0,12 (CIPR103)

Tableau 24 : Facteur de pondération W_T en fonction des tissus ou organes, CIPR : Commission Internationale de Protection Radiologique. La CIPR60 date de 1990 et la CIPR 103 date de 2007.

À titre de comparaison, une radiographie pulmonaire de face entraîne une dose efficace de 0,05 mSv et un trajet aller-retour Paris-New York en avion représente une dose efficace de 0,08 mSv.

L'irradiation d'une cellule a différentes conséquences, illustrées sur la [Figure 122](#).

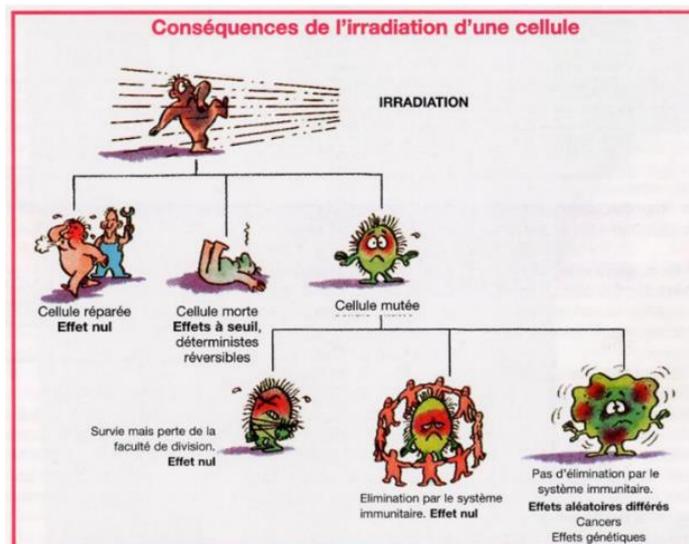


Figure 122 : Conséquences de l'irradiation d'une cellule.

8.4.3. Normes internationales de radioprotection

La Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR) existe depuis 1928 et émet des avis précieux en matière de radioprotection. Elle considère trois principes :

- *Le principe de justification* : toute exposition aux rayonnements ionisants doit être justifiée par les avantages que procure l'activité qui entraîne l'exposition.
- *Le principe d'optimisation* : toute exposition aux rayonnements ionisants quand elle est nécessaire, doit être réduite autant que possible, en tenant compte de tous les facteurs.
- *Le principe de limitation* : toute exposition aux rayonnements ionisants sera maintenue strictement inférieure aux limites fixées par la réglementation.

La réglementation définit différentes catégories, avec certaines conditions :

- **Catégorie public** (non exposé)
- **Catégorie B** (NDATR : Non Directement Affecté à des Travaux sous Rayonnements)
 - o Aptitude médicale annuelle
 - o Surveillance dosimétrique passive
- **Catégorie A** (DART : Directement Affecté à des Travaux sous Rayonnements)
 - o Aptitude médicale semestrielle
 - o Dossier de surveillance médicale spéciale

La somme des doses efficaces hors catégorie A et B ne doit pas dépasser **1 mSv/an**. Pour le cristallin, la limite de dose équivalente admissible est fixée à 15 mSv/an et pour 1 cm² de peau, c'est 50 mSv/an.

Pour les personnes travaillant en catégorie B, la somme des doses efficaces ne doit pas dépasser **6 mSv/an**. Pour celles travaillant en catégorie A, elle ne doit pas dépasser **20 mSv/an**.

Par ailleurs, si la population est soumise à 10 mSv, elle doit être mise à l'abri et dès 50 mSv, l'évacuation est recommandée. Pour la population, on parle de fortes doses au-delà de 100 mSv. En restant inférieur à ce niveau, aucun effet à long terme sur la santé n'a été démontré. Mais une dose de 1 000 mSv (équivalent à 1 Gy) a un effet direct sur la santé. La moelle osseuse est détruite et les plaquettes sanguines et globules blancs diminuent. La survie de l'homme est mise en danger.

Les travailleurs exposés doivent porter un **dosimètre** qui mesure la dose reçue par une personne exposée à un rayonnement ionisant. Il en existe deux types :

- Le *dosimètre passif* (à lecture différée, le plus souvent nominatif) qui permet de connaître la dose cumulée sur une période donnée.
- Le *dosimètre actif* (dosimètre électronique opérationnel, activé au nom du porteur au moment de l'utilisation) qui permet de connaître la dose reçue en temps réel et des alarmes peuvent se déclencher s'il y a un dépassement d'une valeur de seuil donnée. L'opérateur peut ainsi suivre en permanence le risque auquel il s'expose.

Les **zones de réglementation** sont définies de la manière suivante (Figure 123) :

- **Zone publique** : débits de dose inférieurs à $2,5 \mu\text{Sv/h}$
- **Zone surveillée** : pour les catégories B et A, débits de dose inférieurs à $7,5 \mu\text{Sv/h}$, avec une surveillance d'ambiance et passive.
- **Zone contrôlée** : zone à accès réglementé, débit de dose de $7,5 \mu\text{Sv/h}$ à $25 \mu\text{Sv/h}$, avec une surveillance active et passive de l'exposition.
- **Zone jaune** : de $25 \mu\text{Sv/h}$ à 2mSv/h .
- **Zone orange** : de 2mSv/h à 100mSv/h (zone interdite aux travailleurs en CDD, le nom de l'intervenant et le temps de travail doivent être inscrit sur un registre).
- **Zone rouge** : débits de dose supérieurs à 100mSv/h , la zone est interdite et ne doit pas être franchissable.

Les travailleurs en catégorie B ont une entrée limitée en zone contrôlée et exceptionnelle en zone jaune. Les travailleurs en catégorie A ont une entrée illimitée en zone contrôlée, limitée en zone jaune et exceptionnelle en zone orange.



Figure 123 : Zones en fonction de la distance avec la source radioactive

Il y a eu des événements nucléaires à l'échelle internationale, aux XX^{ème} et XXI^{ème} siècles dont certains ont entraîné de réelles séquelles sur la population et l'environnement.

- Accidents graves : à la centrale nucléaire de Tchernobyl en 1986 et à la centrale nucléaire de Fukushima en 2011.
- Accident entraînant un risque hors du site : installation de recueil d'effluents liquides de forte radioactivité de Kysthym en Russie (en 1957).
- Accident n'entraînant pas de risque important hors du site : à la centrale américaine de Three Mile Island en 1979 et à la centrale britannique de Windscale en 1957.
- Incident grave : à la centrale japonaise de Tokai-Mura en 1999.
- Anomalie : incident de barillet de Superphénix, en France en 1987.

Deux modes d'exposition aux rayonnements existent : **l'irradiation** lorsque le rayonnement reçu pénètre la peau et provoque des dégâts et **la contamination** par ingestion ou inhalation qui est, par exemple, dangereuse si la substance radioactive est fixée par l'organisme, cela conduit alors à une irradiation prolongée.

Résumé

Ce manuscrit de thèse porte sur l'étude de l'impact des radiations spatiales sur les photodétecteurs infrarouges à superréseaux (SR) appelés T2SL (Type II Superlattice). Même si, à ce jour, la technologie des SR a fait l'objet de nombreuses études de recherche internationale, permettant de commercialiser des matrices de photodétecteurs T2SL, les effets des radiations sur ce matériau sont encore peu connus par les communautés scientifiques et nécessitent des investigations pour améliorer notre compréhension sur ce sujet. Après avoir mis en avant les propriétés des SR et défini les différentes doses de radiations considérées (dose de déplacement et dose ionisante), deux architectures de photodétecteurs mono-éléments sont présentées : la photodiode en configuration p-i-n et la photodiode en configuration à barrière, appelée bariode. De nombreuses études ont été réalisées dans ces travaux montrant la vaste étendue du sujet encore inexploré. On observe notamment l'influence sous irradiation, de propriétés intrinsèques (nombre d'interfaces, longueur d'onde de coupure, épaisseur de la couche barrière dans le cas de bariode) et de propriétés extrinsèques au matériau (taille des composants, couche de passivation). Des paramètres extérieurs comme la température du détecteur, la polarisation du composant ou encore l'énergie des protons incidents ont également varié lors de l'irradiation afin de sortir les principales tendances et premières conclusions grâce principalement à des mesures courant-tension (J-V) sur des détecteurs à superréseau InAs/GaSb et InAs/InAsSb. Des premiers calculs analytiques en courant d'obscurité ont permis d'appuyer certains résultats expérimentaux.

Abstract

This thesis work focuses on the study of the impact of space radiation on infrared superlattice (SL) photodetectors called T2SL (Type II Superlattice). Even if, today, SL technology has been the subject of numerous international research studies, leading to the commercialization of T2SL FPA photodetectors, the effects of radiation on this material are still little known by the scientific communities and require investigations to improve our understanding of this subject. After highlighting the properties of SLs and defining the different doses of radiation considered (displacement dose and ionizing dose), two architectures of single-element photodetectors are presented: the photodiode with p-i-n configuration and the photodiode with barrier configuration, called bariode. Many studies have been done in these works showing the vast extend of the topic still unexplored. In particular, we observe the influence under irradiation of intrinsic properties (number of interfaces, cut-off wavelength, thickness of the barrier layer in the case of bariodes) and of extrinsic properties to the material (size of components, passivation layer). External parameters such as the temperature of the detector, the polarization of the component or the energy of the incident protons also varied during the irradiation in order to bring out the main trends and first conclusions thanks mainly to current-voltage (J-V) measurements on InAs/GaSb and InAs/InAsSb superlattice detectors. The first analytical dark current calculations made it possible to support certain experimental results.